

На правах рукописи



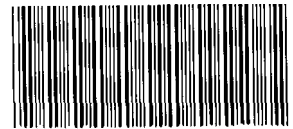
Смирнов Михаил Владимирович

**Исследование свойств нейтрино низких энергий,
испускаемых искусственными источниками**

Специальность 01.04.16 —
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

2 МАР 2016



Санкт-Петербург — 2016

006646403

Работа выполнена в Санкт-Петербургском государственном университете

Научный руководитель: **Новиков Юрий Николаевич**,
доктор физико-математических наук, профессор,
ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова» НИЦ «Курчатовский ин-
ститут», г. Гатчина.

Официальные оппоненты: **Чечев Валерий Павлович**,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник,
АО «Радисвэй институт им. В. Г. Хлопина»,
г. Санкт-Петербург,

Гин Дмитрий Борисович,
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
РАН, г. Санкт-Петербург.

Ведущее учреждение: Лаборатория ядерных проблем Объединенного Ин-
ститута Ядерных Исследований, г. Дубна.

Защита состоится 31 марта 2016 г. в 17.00 часов на заседании диссертационно-
го совета Д 212.232.16 по защите докторских и кандидатских диссертаций при
Санкт-Петербургском государственном университете по адресу: 199004, Санкт-
Петербург, Средний пр. В. О., д. 41/43, Институт наук о Земле, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. М. Горького
Санкт-Петербургского государственного университета.

Автореферат разослан 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.232.16
кандидат физико-математических наук,
доцент

Власников А. К.



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Нейтринная физика находится на стадии бурного развития. За последние два десятилетия были сделаны важные открытия в этой области физики элементарных частиц, самое значимое из которых – это регистрация явления нейтринных осцилляций. Данное явление подтвердило гипотезу наличия массы у нейтрино, что потребовало расширения существующей Стандартной Модели (СМ) физики элементарных частиц [1].

Нейтрино является второй по распространенности частицей во Вселенной и в то же время наиболее загадочной из всех элементарных частиц, известных на сегодняшний день. Оно участвует лишь в слабом и гравитационном взаимодействиях с типичным сечением взаимодействия с веществом порядка 10^{-20} барн. Несмотря на прогресс в нейтринной физике, многие свойства нейтрино пока остаются неизвестными. К ним можно отнести абсолютную массу покоя этой частицы, тип частицы (дираковская или майорановская), количество поколений.

Законы сохранения и фундаментальные симметрии также требуют проверки в нейтринном секторе. Один из таких законов – сохранение отдельных лептонных чисел – не выполняется при нейтринных осцилляциях.

Весь перечисленный спектр вопросов требует глубокого исследования физических свойств и природы нейтрино в различных диапазонах нейтринных энергий. К ряду перечисленных первостепенных проблем относятся исследования, проведенные автором диссертации.

Значимость проделанной работы заключается в том, что даются конкретные рекомендации в использовании нейтринных детекторов ближайшего будущего, которые призваны решить многие проблемы этой области физики.

Можно обозначить следующие цели работы.

1. Вычисление позиционного и энергетического разрешений гигантского нейтринного детектора HELENA для области низких энергий нейтрино.
2. Определение чувствительности детекторов JUNO, RENO, LENA к регистрации СРТ-нарушения с использованием метода нейтринной осциллометрии. Исследование возможности наблюдения данного нарушения в сравнительных экспериментах с нейтрино и антинейтрино от искусственных источников.
3. Исследование процесса безнейтринного двойного e -захвата, включающего в себя проведение эксперимента по определению разностей масс в изобар-

ных триплетах на ионной ловушке SHIPtrap (GSI) с целью установления наиболее подходящего кандидата для поиска безнейтринного двойного e -захвата. Последующая обработка полученных экспериментальных данных.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие задачи

1. Создать модель детектора HELENA на основе существующей модели детектора LENA, разработанной на основе программного пакета Geant4, широко используемого при моделированиях в физике элементарных частиц.
2. Использовать метод Монте-Карло и статистический анализ для оценки характеристик детектора (энергетическое и позиционное разрешения) в области низких энергий нейтринного спектра.
3. Провести анализ чувствительности нейтринных детекторов JUNO, LENA, RENO к регистрации CPT-нарушения на основе метода Монте-Карло с использованием гипотезы о существовании стерильных нейтрино.
4. Провести серию экспериментальных измерений разностей масс нуклидов из изобарных триплетов с применением прецизионного масс-спектрометра (ионной ловушки Пеннинга).

Основные положения, выносимые на защиту

1. Моделирование на основе метода Монте-Карло с применением программных пакетов Geant4 и ROOT (пакет для анализа данных, разработанный в ЦЕРН), позволившее оценить энергетическое и позиционное разрешения детектора HELENA в низкоэнергетической части нейтринного спектра.
2. Анализ чувствительности к CPT-нарушению для трех нейтринных детекторов (JUNO, RENO, LENA) с использованием метода Монте-Карло и применением программного пакета ROOT.
3. Предложение и анализ проверки CPT-инвариантности в одном эксперименте с использованием нейтрино и антинейтрино при возможности одновременного проведения измерений.
4. Определение максимальной чувствительности детекторов к CPT-нарушению, приводящему также к CP-нарушению в методе нейтринной осциллометрии.
5. Постановка эксперимента по измерению разностей масс в изобарных триплетах на ионной ловушке SHIPtrap (GSI, Германия).

- Разработка нового метода определения разности масс по калибровочному дочернему (материнскому) иону, которая позволила достичь точность в районе 100 эВ.
 - Последующая обработка полученных экспериментальных данных, позволившая значительно улучшить существующие данные из АМЕ (Atomic Mass Evaluation – 2012) для следующих нуклидов: ^{124}Sn , ^{124}Xe , ^{130}Ba , ^{136}Ce .
6. Предложение для поиска двойного безнейтринного e -захвата в ^{124}Xe с использованием гигантского нейтринного детектора следующего поколения.

Научная новизна работы

- Автором впервые была сделана оценка характеристик гигантского нейтринного детектора HELENA для низкоэнергетичного нейтринного спектра.
- Сделано предложение по проверке СРТ-инвариантности в прямом и одновременном эксперименте с нейтрино и антинейтрино на основании метода нейтринной осциллометрии с применением строящихся детекторов из жидкого сцинтиллятора.
- Предложен метод по одновременному и прямому измерению разностей масс для дочернего и материнского нуклидов в ионной ловушке.
- Сделано предложение по поиску безнейтринного двойного e -захвата в ^{124}Xe с применением гигантского нейтринного детектора.

Практическая значимость диссертационной работы определяется конкретными предложениями по исследованию свойств нейтрино и процессов, связанных с ним, в нейтринных проектах RENO и JUNO, которые приняты к реализации. Помимо этого новый метод одновременного измерения разностей масс нуклидов сможет дать новый импульс дальнейшим измерениям разностей масс нуклидов на уже имеющихся ионных ловушках.

Апробация работы. Основные результаты по теме диссертации (4 работы) опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК РФ.

Основные результаты работы докладывались на конференциях и семинарах: WE Heraeus – Seminar "Exploring the Neutrino Sky and Fundamental Particle Physics on the Megaton Scale" (Германия, Бад-Хоннеф, 2013); Physics Days –2014 (Финляндия, Тампере, 2014); «КМУС-2014» (Россия, Санкт-Петербург, ПИ-ЯФ, 2014); «ОМУС-2015» (Россия, Дубна, 2015); Physics Days – 2015 (Финляндия, Хельсинки, 2015); Доклад на семинаре ОФВЭ (Россия, Санкт-Петербург, ИИЯФ, 2015); TAUP-2015 (Италия, Турин, 2015).

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации – 96 страниц текста с 54 рисунками и 9 таблицами. Список литературы содержит 85 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** описывается актуальность темы диссертационной работы. Формулируются основные цели, которые будут являться предметом исследования. Дается краткий обзор содержания представляемой работы.

Первая глава посвящена свойствам нейтрино и истории развития нейтринной физики. Приведена классификация нейтринных источников низких энергий с описанием их потоков и энергий. Данные источники подразделяется на два обширных класса:

1. естественные источники нейтрино:

- солнечные нейтрино, образующиеся на Солнце в результате pp - и CNO-циклов;
- нейтрино от сверхновых, появляющиеся в результате взрывов сверхновых звезд;
- гео-нейтрино, исходящие из недр нашей планеты от распадов радиоактивных нуклидов;
- нейтрино от возможного излучения темной материи из недр галактики.

2. искусственные источники нейтрино:

- нейтрино от бета-активных нуклидов, наработанных на реакторе;
- антинейтрино, полученные в процессе работы ядерного реактора;
- нейтрино от распада мюонов, которые образуются от искусственно полученных π^\pm -мезонов.

Вторая глава посвящена описанию фундаментального явления нейтринных осцилляций. Само явление стало первым убедительным сигналом отклонения от существующей СМ. Этот процесс описывает превращение одних флейворов нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) в другие флейворы, отличные от изначальных, при их распространении в пространстве. Отдельные лептонные числа (L_e, L_μ, L_τ) при этом не сохраняются, но полное лептонное число остается неизменным.

Вероятность перехода одного флэйвора в другой в самом простом случае, когда участвуют только два сорта нейтрино, дается следующим выражением [2]:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = \sin^2(2\Theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 \cdot L}{4E}\right) = 1 - P(\nu_l \rightarrow \nu_l), \quad (1)$$

где $P(\nu_l \rightarrow \nu_l)$ – вероятность выживания флэйвора ν_l ; Θ – угол смешивания для двух данных массовых состояний нейтрино; Δm^2 – разность квадратов масс двух массовых состояний; l – флэйвор нейтрино; L – расстояние от источника нейтрино до детектора; E – энергия нейтрино.

Идея существования нейтринных осцилляций была высказана в 1957 – 1958 гг. Б. М. Понтекорво [3]. И лишь в 1998 г. впервые в Японии на водном детекторе Super-Kamiokande в атмосферном эксперименте [4] были зарегистрированы нейтринные осцилляции.

Далее рассматривается влияние среды на осцилляции. Рассказывается об MSW-эффекте [5, 6]. Вводится понятие стерильного нейтрино. Предполагается, что существует гипотетический нейтральный лептон, возможно не один, участвующий в слабом взаимодействии через смешивание с активными нейтрино [7]. На сегодняшний день выдвигаются две основные схемы включения стерильных нейтрино в осцилляционный механизм: $3 + 1$ (три активных и одно стерильное нейтрино), $3 + 2$ (три активных и два стерильных нейтрино). Введение стерильного нейтрино позволяет описать ряд аномальных результатов в нейтринных экспериментах.

Помимо этого в главе описывается природа массы нейтрино (дираковская и майорановская), дается определение массовой иерархии нейтрино.

Третья глава посвящена нейтринным детекторам, основой которых является органический жидкий сцинтиллятор, описываются его характеристики и физические свойства. Приведены основные каналы регистрации событий для жидкого сцинтиллятора. Рассматриваются четыре конфигурации гигантского нейтринного детектора:

- детектор LENA [8, 9] массой 50 кт имеет цилиндрическую форму с высотой 98 м и радиусом основания 14 м;
- детектор HELENA является расширенной версией детектора LENA с массой 135 кт, высота цилиндра составляет 30 м, в основании расположен эллипс с малой полуосью 30 м и большой полуосью 60 м;
- детектор RENO [10] является уменьшенным прототипом детектора LENA с массой 18 кт, также имеет цилиндрическую форму с квадратом в осевом сечении, сторона квадрата 30 м;

- детектор JUNO [11] имеет сферическую форму с радиусом 17.25 м и массой 20 кт.

Необходимо отметить, что проекты RENO и JUNO получили одобрение и их реализация уже началась.

Также в данной главе вычисляются характеристики детектора HELENA, такие как энергетическое и позиционное разрешения на основании пакета моделирования Geant4 [12]. Для обработки результатов использовался пакет для анализа данных ROOT [13].

Энергетическое разрешение детектора HELENA

Определим некоторую энергетическую функцию:

$$F(Z) = N_{ph} \cdot \exp \left[-\frac{15 - Z}{\lambda} \right], \quad (2)$$

где N_{ph} – количество фотонов, зарегистрированных в детекторе; Z – координата события (от 0 до 14 м), в силу зеркальной симметрии детектора все отрицательные значения координаты Z можно считать положительными при условии зеркального отображения; λ – длина поглощения в сцинтилляторе, для LAB $\lambda = 20$ м. Введем прямую зависимость $F(Z)$ от энергии события:

$$F(Z) = E[MeV] \cdot f(Z^2), \quad (3)$$

где E – энергия события; $f(Z^2)$ – полином второй степени от Z , который в реальном эксперименте может быть определен при помощи использования калибровочного источника с известной энергией.

В итоге для нахождения энергии необходимо приравнять (2) и (3), из чего следует, что

$$E[MeV] = \frac{N_{ph}}{f(Z^2)} \cdot \exp \left[-\frac{15 - Z}{\lambda} \right], \quad (4)$$

Для получения коэффициентов полинома $f(Z^2)$ в различных областях модели детектора случайным образом генерировался электрон с кинетической энергией 1 МэВ. Таких событий было 500. После этого делался фит полиномом второй степени, результат представлен на рис. 1. Найденные значения коэффициентов использовались для определения других значений энергий электронов в соответствии с выражением (4). Для этого в объеме детектора распределялись аналогичные одноэлектронные события, но с энергиями 0.5 МэВ, 1 МэВ, 1.5 МэВ, 3 МэВ и 5 МэВ по 100 для каждой энергии. Предполагалось гауссово распределение ошибок для энергий реконструированных событий, в соответствии с чем была получена зависимость энергетического разрешения детектора от энергии события, которая изображена на рис. 2.

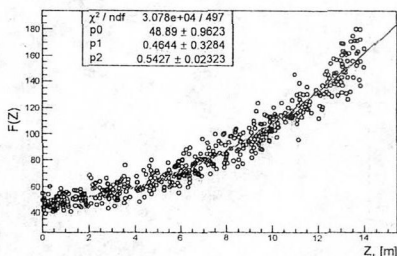


Рис. 1: Значения функции $F(Z)$ в зависимости от Z -координаты электрона и фит функция со значениями своих параметров

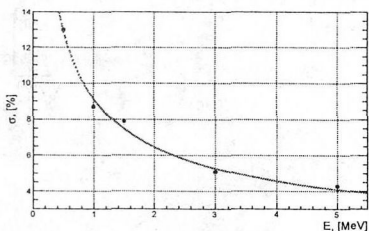


Рис. 2: Экспериментальные значения энергетического разрешения, полученные при моделировании, и результирующая функция энергетического разрешения

Как видно, результаты по реконструкции были аппроксимированы некоторой функцией, которая имеет следующий вид:

$$\sigma(E) = \frac{9.14}{\sqrt{E [MeV]}} [\%]. \quad (5)$$

Выражение (5) и есть энергетическое разрешение детектора HELENA в низкоэнергетичной части нейтринного спектра.

Позиционное разрешение детектора HELENA

В силу своей геометрии детектор регистрирует событие сразу в двух плоскостях (на верхней и нижней крышках). Поэтому для определения Z -координаты события используется временная информация от самого первого сработавшего фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Для оценки X -и Y -координат был использован метод наибольшего правдоподобия, суть которого состоит в отыскании значений параметров, при которых функция правдоподобия или ее логарифм принимают максимальное значение [14]. Для моделирования использовалось одноэлектронное событие с кинетической энергией электрона 1 МэВ. Реализация метода наибольшего правдоподобия требует составления функции правдоподобия, в которую входят все неизвестные параметры, такие как координаты и время. Рассмотрим геометрию от одноэлектронного события, показанную на рис. 3. Электрон, находящийся внутри детектора в положении с координатами $(x_0; y_0; z_0)$, взаимодействует с молекулами сцинтиллятора, в результате чего испускаются n фотонов. Фотон i регистрируется ФЭУ, координаты которого $(x_i; y_i; z_i)$. В соответствии с этим составим функцию правдоподобия

$$L(x_0; y_0; z_0; t_0) = P_t \cdot P_a \cdot P_l, \quad (6)$$

где P_t – член, связанный с временным откликом сцинтиллятора; P_a – пространственный член (телесный угол); P_l – член затухания излучения в сцинтилляторе.

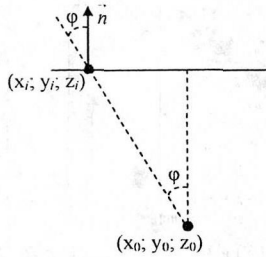


Рис. 3: Схематическое изображение регистрации фотона от одноэлектронного события

Время отклика детектора имеет гауссово распределение с $\sigma = 1$ нс, поэтому для n детектированных фотонов P_t принимает вид

$$P_t = \prod_{i=1}^n \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} (t_i - t_0 - s_i/v)^2 \right], \quad (7)$$

где t_i – время регистрации фотона; t_0 – время испускания фотона, которое по умолчанию равно нулю; s_i – расстояние между стартовой точкой и точкой регистрации фотона; v – скорость распространения света в сцинтиляторе.

Из-за конечности размеров ФЭУ возникает пространственный член P_a :

$$P_a = \prod_{i=1}^n \frac{z_i - z_0}{s_i^3}. \quad (8)$$

Поскольку сцинтилятор частично поглощает собственное излучение (длина поглощения равна 20 м), то член, ответственный за затухание, имеет следующий вид

$$P_l = \prod_{i=1}^n \exp \left[-\frac{s_i}{20} \right]. \quad (9)$$

Для упрощения численных вычислений ищется минимум от натурального логарифма функции правдоподобия, взятый со знаком минус, т. е. $-\log(L)$. Для нахождения данного минимума использовалась программа ROOT, пакет Minuit2. В итоге был получен результат для ошибки X - или Y -координаты события (σ_{XY}), показанный на рис. 4, так как при данной геометрии детектора оси X и Y являются взаимно эквивалентными друг другу. В приведенном анализе рабочий объем детектора не учитывает события, происходящие вблизи стенок детектора на расстоянии 5 м от них. Для Z -координаты ошибка измерения находится в пределах от 10 до 25 см при различных значениях X и Y . Таким

образом, можно сделать вывод, что максимальная ошибка при определении координат события для 1 МэВ электрона не превосходит 30 см, а для отдельных областей детектора наблюдается ее значительное уменьшение.

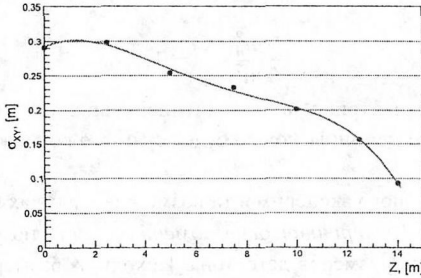


Рис. 4: Зависимость ошибки или Y-координаты события от Z-координаты

В четвертой главе предложен эксперимент по проверке СРТ-инвариантности в рамках метода нейтринной осциллометрии с применением стерильных нейтрино.

На данный момент схема смешивания $3 + 1$ для стерильных нейтрино является наиболее предпочтительной. Рассмотрим процесс, в котором электронные нейтрино (антинейтрино) переходят в стерильные нейтрино. В этом случае вероятность выживания данного флейвора можно получить из формулы (1) [15]:

$$P(\nu_e^{(-)} \rightarrow \nu_e^{(-)}) = 1 - \sin^2 2\Theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right). \quad (10)$$

Функция (10) является периодической, ее амплитуда определяется углом смешивания Θ_{ee} , а частота – разностью квадратов масс Δm_{41}^2 . Глобальный анализ существующих нейтринных данных дает ограничения на возможные значения осцилляционных параметров $\Delta m_{41}^2 \leq 10 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\Theta_{ee} \sim 0.1$ [16].

Если имеет место СРТ-инвариантность, тогда справедливо следующее равенство:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e),$$

которое означает, что вероятности выживания для электронных нейтрино и антинейтрино одинаковы при смешивании со стерильными нейтрино. Из этого следует, что также должны быть одинаковыми и осцилляционные параметры (угол смешивания и разность квадратов масс). В итоге для прямой проверки СРТ-симметрии необходимо измерение осцилляционных параметров для нейтрино и антинейтрино. В данном предложении рассматривается проверка СРТ

на основе разности квадратов масс, поскольку этот параметр отвечает за частоту осцилляций и точность его определения как минимум на порядок выше, чем точность определения угла смешивания.

Исходя из вышеизложенного, основным выражением для анализа является отношение

$$\frac{(\Delta m_{41}^2)_N}{(\Delta m_{41}^2)_A} = 1, \quad (11)$$

где N соответствует нейтрино, а A – антинейтрино. По степени отклонения данного отношения от единицы можно будет судить о возможном наличии СРТ-нарушения.

Реализация данного эксперимента возможна в рамках метода нейтринной осциллометрии [17]. *Нейтринная осциллометрия* – наблюдение осцилляционной кривой в пределах размеров детектора. Исходя из размеров детектора и осцилляционной длины (расстояние между ближайшими осцилляционными максимумами), ее можно наблюдать, если использовать источники, поработавшие на реакторе. В качестве источника нейтрино предлагается использовать ^{51}Cr , для антинейтринного источника – систему нуклидов $^{144}\text{Ce} - ^{144}\text{Pr}$. Основные характеристики источников с указанием времени измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1: Свойства источников нейтрино и антинейтрино для метода нейтринной осциллометрии

Источник	Тип	Спектр	E_ν , МэВ	A , МКи	$T_{1/2}$, дн	Измерение, дн
^{51}Cr	ν_e	моно	0.75	8	27.7	55
$^{144}\text{Ce} - ^{144}\text{Pr}$	$\bar{\nu}_e$	непрерывный	1.8 - 3.0	0.12	285	300

Для регистрации нейтринных событий предлагается использовать детектор из жидкого сцинтиллятора. Этому благоприятствуют детекторы JUNO, LENA и RENO. Для детектора JUNO предлагается установить источник в центр детектора. При такой конфигурации весь объем детектора является рабочим с максимальной длиной осцилляций 17.25 м. Источники нейтрино и антинейтрино необходимо устанавливать последовательно. Таким образом, ожидаемое время одного сеанса эксперимента составит не менее года.

Для детектора LENA, а также и для схожего с ним детектора RENO предлагается установить источник на основание (торец) цилиндра. В этом случае можно эффективно использовать только полусферу в качестве чувствительного объема. Радиус данной полусферы совпадает с радиусом торца детектора (14 м для LENA, 15 м для RENO). Существуют две возможности установки источников на детектор. Первая – это последовательная установка нейтринного, а затем

антинейтринного источников на верхний торец детектора. В этом случае минимальное полное время одного сеанса измерений составит не менее одного года. Вторая – это одновременная установка источников: одного на верхний торец, другого – на нижний. Тогда время измерений составит 300 дней. При одновременной конфигурации значительно будет снижена систематическая погрешность измерений. Схематически расположение источников для всех детекторов показано на рис. 5.

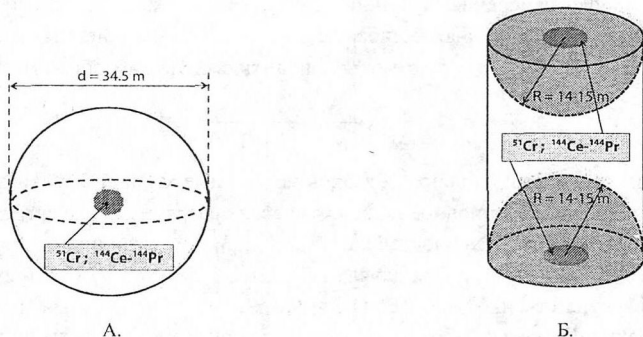


Рис. 5: Схематическое представление эксперимента: конфигурация для детектора JUNO с источником в центре (А); конфигурация для детекторов LENA/RENO с источником в центре основания цилиндра (Б)

Число событий выражается в случае сферической конфигурации следующим образом [18]:

$$N(L, E) = \int_{L-\frac{\Delta}{2}}^{L+\frac{\Delta}{2}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{A_0}{\lambda} \cdot n \cdot \sigma(E) \cdot S(E) \cdot P(L, E) \cdot (1 - \exp[-\lambda t_e]) dE dL, \quad (12)$$

где A_0 – активность источника на начало эксперимента; n – плотность свободных протонов (электронов) в сцинтиляторе; Δ – ширина шага (бина) с центром на расстоянии L от источника; $\sigma(E)$ – сечение для реакций обратного бета-распада или электрон-нейтринного рассеяния; $S(E)$ – функция формы спектра (дельта-функция для моноэнергетических нейтрино); $P(L, E)$ – осцилляционная вероятность (10); t_e – время измерения; λ – постоянная радиоактивного распада источника.

Моделирование выполнялось на основе метода Монте-Карло с применением программного пакета ROOT [19]. Анализ основан на воссоздании реального нейтринного (антинейтринного) спектра в детекторе с последующим его

фитированием функцией вида (10). Из фит-функции извлекались осцилляционные параметры для нейтрино и антинейтрино, которые затем уже сравнивались между собой.

Проверка СРТ-симметрии осуществляется в соответствии с отношением (11). Из него может быть получен уровень значимости σ :

$$\frac{(\Delta m_{41}^2)_N \pm \sigma_N}{(\Delta m_{41}^2)_A \pm \sigma_A} = 1 \pm \sigma, \quad (13)$$

где σ_N – ошибка измерения величины $(\Delta m_{41}^2)_N$; σ_A – ошибка измерения величины $(\Delta m_{41}^2)_A$; σ – полная ошибка частного. Поскольку нельзя исключить корреляцию между σ_N и σ_A , то σ можно оценить следующим образом:

$$\sigma \leq \frac{\sigma_N}{(\Delta m_{41}^2)_N} + \frac{\sigma_A}{(\Delta m_{41}^2)_A}. \quad (14)$$

Для моделирования использовались заявленные характеристики детекторов JUNO и LENA (позиционное и энергетическое разрешения). Энергетическое разрешение детектора JUNO составило $3\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$, позиционное разрешение – 9 см (ν_e) и 4.5 см ($\bar{\nu}_e$). Для случая LENA – $6.1\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$, 10 см (ν_e) и 4.5 см ($\bar{\nu}_e$) соответственно. Для RENO $3\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$, 10 см (ν_e) и 4.5 см ($\bar{\nu}_e$) соответственно. Основные результаты моделирования представлены на рис. 6–8 для детекторов JUNO, LENA и RENO соответственно.

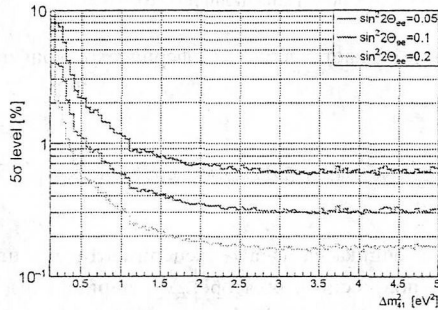


Рис. 6: Пределы чувствительности детектора JUNO к сигналу о возможном СРТ-нарушении с уровнем в 5σ для трех значений угла смешивания

Данные кривые обозначают уровень в 5σ , полученный из выражения (14), как функция разности квадратов масс Δm_{41}^2 при трех различных значениях $\sin^2 2\Theta_{ee}$. В соответствии с рекомендациями глобального фита нейтринных данных ($\sin^2 2\Theta_{ee} \approx 0.1$, $\Delta m_{41}^2 \geq 1 \text{ эВ}^2$) для детектора LENA находим, что

уровень 5σ соответствует чувствительности примерно 1 %. Таким образом, если для данных осцилляционных параметров в реальном эксперименте отклонение отношения разностей квадратов масс от единицы превысит 1 %, то можно говорить о регистрации CPT-нарушения. Для тех же параметров чувствительность к CPT-нарушению для JUNO составляет 0.5 %. Лучшая чувствительность для JUNO объясняется охватом всего телесного угла 4π и улучшенным энергетическим потенциалом.

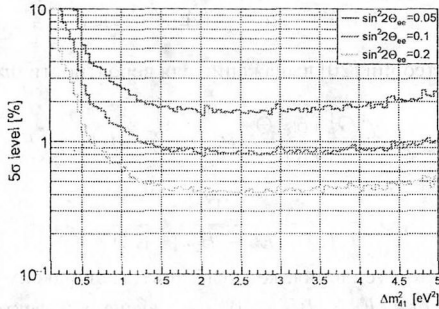


Рис. 7: Пределы чувствительности детектора LENA к сигналу о возможном CPT-нарушении с уровнем в 5σ для трех значений угла смешивания

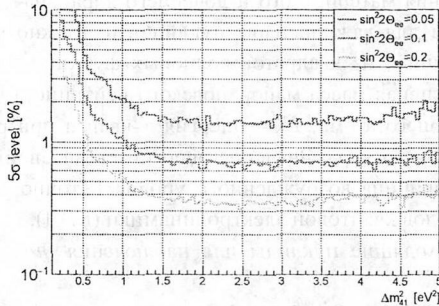
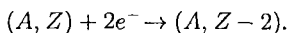


Рис. 8: Пределы чувствительности детектора RENO к сигналу о возможном CPT-нарушении с уровнем в 5σ для трех значений угла смешивания

Еще одним важным приложением данного эксперимента, благодаря экстремально высокой статистике для нейтриноной физики ($10^5 - 10^6$ событий), является идентификация существования стерильных нейтрино и измерение значений осцилляционных параметров для них с высокой точностью.

В пятой главе описываются двойные бета-процессы и их безнейтринные моды. Особое внимание уделяется двойному безнейтринному e -захвату. При безнейтринном двойном захвате материнское ядро (A, Z) переходит в ядро-изобар $(A, Z - 2)$, глотая два орбитальных электрона без испускания нейтрино. Этот процесс возможен, если электронное нейтрино полностью тождественно своей античастице. В данном процессе нарушается закон сохранения полного лептонного числа на две единицы:



На основании теории [20] выражение для вероятности $0\nu e\bar{e}$ -распада имеет вид

$$\Lambda_{0\nu e\bar{e}} = \frac{g_A^4 G_F^4 \cos^4 \Theta_C}{(4\pi R)^2} P_{ee} (m_{ee})^2 |M.E.|^2 \cdot \mathcal{F}, \quad (15)$$

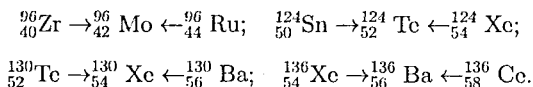
где

$$\mathcal{F} = \frac{\Gamma}{(Q - E_\gamma - B_{2h})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (16)$$

есть резонансный фактор усиления, который достигает максимума, если выполняется условие $\Delta \equiv Q - E_\gamma - B_{2h} = 0$; g_A - аксиально-векторная константа связи; G_F - константа Ферми слабого взаимодействия; Θ_C - угол смешивания Кабиббо; $|M.E.|$ - ядерный матричный элемент, соединяющий, соответственно, состояния материнского и дочернего ядра, значение которого является определенным для каждой пары нуклидов и должно быть вычислено; P_{ee} - числитель, составленный из квадратов волновых функций захваченных электронов; m_{ee} - эффективная масса майорановского нейтрино; Q - разность масс материнского и дочернего атома; E_γ - энергия γ -кванта при разрядке возбужденного уровня дочернего ядра. Значение энергии связи двойной электронной дырки B_{2h} , а также ширина возбужденного уровня Γ точно рассчитываются с использованием методов квантовой электродинамики (КЭД).

Наиболее подходящие нуклиды для наблюдения $0\nu e\bar{e}$ представлены в табл. 2 [21].

Особый интерес для нейтринной физики вызывают нуклиды, входящие в изобарные триплеты. Таких триплетов всего четыре в природе, а именно:



Они уникальны тем, что в каждой изобарной цепочке содержатся как источники двойного захвата, так и источники двойного бета-распада. Причем оба источника имеют один и тот же дочерний нуклид. В данной работе исследуются три изобарных триплета (с $A = 124; 130; 136$).

Таблица 2: Список кандидатов для $0\nu\beta\beta$ с процентным содержанием данных нуклидов в природной смеси изотопов

Концентрация, %	0.89	5.54	0.97	0.0952	0.106	0.185	0.2
Материнский нуклид	$^{74}_{34}\text{Se}$	$^{96}_{44}\text{Ru}$	$^{112}_{50}\text{Sn}$	$^{124}_{54}\text{Xe}$	$^{130}_{56}\text{Ba}$	$^{136}_{58}\text{Ce}$	$^{152}_{64}\text{Gd}$
Дочерний нуклид	$^{74}_{32}\text{Ge}^*$	$^{96}_{42}\text{Mo}^*$	$^{112}_{48}\text{Cd}^*$	$^{124}_{52}\text{Te}^*$	$^{130}_{54}\text{Xe}^*$	$^{136}_{56}\text{Ba}^*$	$^{152}_{62}\text{Sm}$
Концентрация, %	0.056	0.139	1.601	0.123	0.12	0.02	
Материнский нуклид	$^{156}_{66}\text{Dy}$	$^{162}_{68}\text{Er}$	$^{164}_{68}\text{Er}$	$^{168}_{70}\text{Yb}$	$^{180}_{74}\text{W}$	$^{184}_{76}\text{Os}$	
Дочерний нуклид	$^{156}_{64}\text{Gd}^*$	$^{162}_{66}\text{Dy}^*$	$^{164}_{66}\text{Dy}$	$^{168}_{68}\text{Er}^*$	$^{180}_{72}\text{Hf}$	$^{184}_{74}\text{W}^*$	

* Переходы на возбужденные уровни дочернего ядра.

В шестой главе описывается применение ионной ловушки Пеннинга в исследовании безнейтринного двойного e -захвата. Ионная ловушка является уникальным измерительным прибором в масс-спектрометрии. Точность определения масс для стабильных нуклидов может составлять 10^{-11} . В мире существует около 10 действующих установок, однако в России до сих пор таких установок нет. Существует проект по строительству ионной ловушки на реакторе ПИК в Гатчине [22].

Центральным параметром в теории ловушки Пеннинга является циклотронная частота ω_c

$$\omega_c = \frac{q}{m} B.$$

Именно она однозначно связана с зарядом q и массой частицы m , заточенной в ловушку с сильным магнитным полем B . Для определения циклотронной частоты используется сканирование на разных частотах возбуждения радиочастотным полем, значения которых близки к значениям циклотронной частоты.

Для поиска безнейтринных процессов, в частности и безнейтринного двойного e -захвата, нужны данные о разности масс Q исследуемых нуклидов. Точность определения величины Q не должна уступать точности других величин в формуле (15). А они, как правило, не хуже ≈ 100 эВ. В настоящее время только ионная ловушка может обеспечить именно такую точность в определении Q .

Эксперимент по измерению разностей масс для изобарных триплетов с $A = 124; 130; 136$.

Эксперимент проводился в научно-исследовательском центре GSI, Дармштадт (Германия) на масс-спектрометре SHIPtrac [23], основой которого является ловушка Пеннинга. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 9.

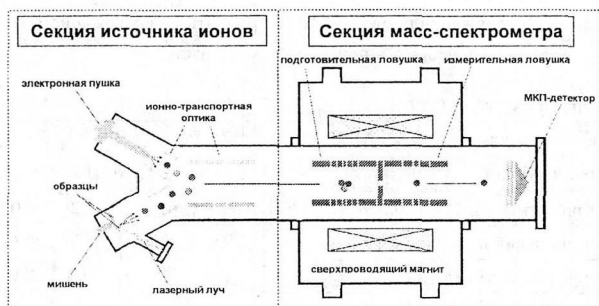


Рис. 9: Схема установки SHIPtrap, используемой для определения разностей масс Q нуклидов

Установка состоит из двух основных секций: секции источника ионов и секции самого масс-спектрометра. Стоит отметить, что все ионы, полученные от источника ионов, были однократно ионизированы, т. е. имели заряд $+1$. Для получения ионов ^{124}Xe и ^{130}Xe применялась электронная пушка SPECS IQE 12/38, которая выбивала из атомов ксенона по одному электрону, тем самым превращая их в ионы. Для получения ионов ^{130}Xe использовался естественный ксенон, в то время как для ^{124}Xe применялась смесь со степенью обогащения 99.9 % для данного изотопа. Все остальные ионы, а именно: ^{124}Sn , ^{124}Te , ^{130}Te , ^{130}Ba , ^{136}Ce и ^{136}Ba , были получены при помощи облучения пучком от твердотельного лазера Nd-YAG (532 нм) мишеней образцов, изготовленных в виде металлических основ или в форме оксидов.

Разность масс в эксперименте определялась через отношение циклотронных частот материнского и дочернего нуклидов в соответствии с формулой

$$Q = M_M - M_D = (M_D - m_e) \cdot \left(\frac{\nu_c(M_D^+)}{\nu_c(M_M^+)} - 1 \right), \quad (17)$$

где M_M – масса материнского атома; M_D – масса дочернего атома; m_e – масса электрона, $\nu_c(M_D^+)$ и $\nu_c(M_M^+)$ – циклотронные частоты дочернего и материнского ионов соответственно.

Для уменьшения систематической ошибки из-за флуктуации магнитного поля был предложен метод одновременного измерения, основанный на линейной интерполяции и получении значения циклотронной частоты одного из ионов в момент измерения другого иона. Этот способ проиллюстрирован на рис. 10. Данная методика позволяет получить значение циклотронной частоты для материнского иона в момент времени t_x , когда происходит измерение дочернего иона. Аналогично можно определить ν_c дочернего иона в момент измерения материнского

иона. Предложенная методика позволила улучшить точность измерений на порядок величины, так как существенно минимизировала систематическую ошибку от различных дрейфов в системе, возникающую при раздельном измерении исследуемого и калибровочного источников.

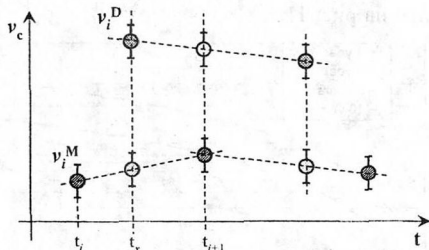


Рис. 10: Метод одновременного измерения циклотронных частот для материнского и дочернего ионов с использованием интерполяции

В результате проведения серии экспериментальных измерений были получены значения разностей масс для нуклидов из изобарных триплетов, которые представлены в табл. 3 [24].

Таблица 3: Полученные экспериментально значения разностей масс для изобарных триплетов

Нуклиды	$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	$^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$^{130}\text{Ba} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$^{136}\text{Ce} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$
Q, кэВ	2292.64(39)	2856.73(12)	2527.55(14)	2623.74(29)	2378.49(35)
Распад	$0\nu\beta^-\beta^-$	$0\nu\epsilon\epsilon$	$0\nu\beta^-\beta^-$	$0\nu\epsilon\epsilon$	$0\nu\epsilon\epsilon$

Из проведенного анализа полученных экспериментальных данных следует, что условие резонанса для фактора \mathcal{F} (16) выполняется лучше всего для ^{124}Xe с $\Delta = 1.86(15)$ кэВ. Оценим период полураспада в данном нуклиде. Если положить эффективную массу майорановского нейтрино $m_{\epsilon\epsilon}$ равной 1 эВ и типичное значение для ядерного матричного элемента 3 , то период полураспада для безнейтринного двойного e -захвата в ^{124}Xe на возбужденный уровень 2790.41 (9) кэВ ^{124}Te согласно формуле (15) составит порядка 10^{28} лет.

Основными сигналами от $0\nu\epsilon\epsilon$ -процесса будут низкоэнергетичные рентгеновские кванты, электроны Оже, а также гамма-кванты при разрядке возбужденного уровня дочернего ядра. Так как ожидаемый счет при столь долгих периодах очень мал, требуется большая масса детектирующего вещества, которая может быть обеспечена огромными детекторами, обсуждаемыми в диссер-

тации. Поскольку ксенон является инертным газом, то добавление его внутрь детектора не вызовет никаких химических реакций с молекулами жидкого сцинтиллятора, что не повлияет на его характеристики. Исходя из основного закона радиоактивного распада, можно оценить количество событий, которое будет происходить внутри детектора в зависимости от массы исследуемого вещества. Результат представлен на рис. 11.

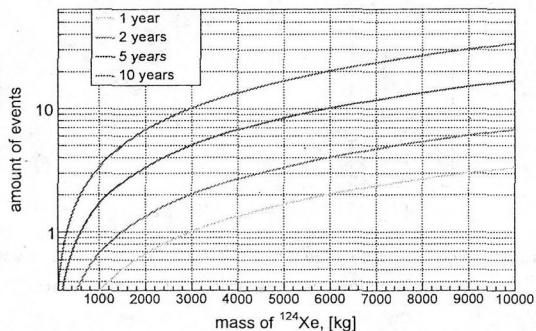


Рис. 11: Ожидаемое количество событий безнейтринного двойного e -захвата в зависимости от массы ^{124}Xe . Результат представлен для четырех разных времен эксперимента

В **заклучении** подводятся итоги проведенных исследований, описанных в диссертации. Приводится перечень положений, выносимых на защиту, подчеркивается актуальность и практическая значимость работы.

Проделанные исследования являются необходимыми для постановки и проведения реальных экспериментов в готовящихся к реализации нейтринных проектах JUNO и RENO.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- Nesterenko D. A., ..., Novikov Yu. N., Smirnov M. V. *et al.*, Double- β Transformations in Isobaric Triplets with Mass Numbers $A = 124, 130$, and 136 // *Phys. Rev. C* **86** 044313, (2012).
- Loo K. K., Bick D., ..., Smirnov M., *et al.*, Neutrino Flavor Sensitivity of Large Liquid Scintillator Detectors // *Phys. Proc.* **61** 488, (2015).
- Wurm M., Bick D., ..., Smirnov M., *et al.*, Low-Energy Neutrino Astronomy in LENA // *Phys. Proc.* **61** 376, (2015).
- Smirnov M. V., Loo K. K., Novikov Y. N., *et al.*, A Search for Neutrino-Antineutrino Mass Inequality by Means of Sterile Neutrino Oscillometry // *Nucl. Phys. B* **900** 104, arXiv:1505.02550 [hep-ex], (2015).

Список литературы

1. Buchmuller W., Ludeling C., Field Theory and Standard Model. arXiv:hep-ph/0609174, (2006).
2. Bilenky S. M., On the Phenomenology of Neutrino Oscillations in Vacuum. arXiv:1208.2497 [hep-ph], (2012).
3. Pontecorvo B., Mesonium and Anti-Mesonium // Sov. Phys. JETP 6 429, (1957).
4. Fukuda Y. *et al.*, [Super-Kamiokande Coll.], Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos // Phys. Rev. Lett. **81** 1562, arXiv:hep-ex/9807003, (1998).
5. Wolfenstein L., Neutrino Oscillations in Matter // Phys. Rev. D **17** 2369, (1978).
6. Михеев С. П., Смирнов А. Ю., Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино // Ядерная физика **42** 1441, (1985).
7. Abazajian K. N., Accrom M. A., Agarwalla S. K. *et al.*, Light Sterile Neutrinos: A White Paper. arXiv:1204.5379 [hep-ph], (2012).
8. Wurm M. *et al.* [LENA Coll.], The Next-Generation Liquid-Scintillator Neutrino Observatory LENA // Astropart. Phys., **35** 685, arXiv:1104.5620, (2012).
9. Wurm M., Bick D., ..., Smirnov M. *et al.*, Low-Energy Neutrino Astronomy in LENA // Phys. Proc. **61** 376, (2015).
10. Kim S. B., New Results from RENO and Prospects with RENO-50. arXiv:1412.2199 [hep-ex], (2014).
11. An F. *et al.* [JUNO Coll.], Neutrino Physics with JUNO. arXiv:1507.05613 [physics.ins-det], (2015).
12. Geant4 Coll. Geant4, <http://geant4.cern.ch/>.
13. ROOT Coll. ROOT, <https://root.cern.ch/>.
14. Loo K. K., Bick D., ..., Smirnov M. *et al.*, Neutrino Flavor Sensitivity of Large Liquid Scintillator Detectors // Phys. Proc. **61** 488, (2015).
15. Giunti C., Laveder M., Hint of CPT Violation in Short-Baseline Electron Neutrino Disappearance // Phys. Rev. D **82** 113009, arXiv:1008.4750 [hep-ph], (2010).
16. Kopp J., Machado P. A. N. *et al.*, Sterile Neutrino Oscillations: The Global Picture // JHEP **1305** 050 arXiv:1303.3011 [hep-ph], (2013).

17. Novikov Yu. N., Enqvist T., Nesterenko D. A., *et al.*, Neutrino Oscillometry at the Next Generation Neutrino Observatory. arXiv:1110.2983, (2011).
18. Vergados J. D., Novikov Y. N., Exploring New Features of Neutrino Oscillations with Very Low Energy Monoenergetic Neutrinos // Nucl. Phys. B **839** 1, arXiv:1006.3862 [hep-ph], (2010).
19. Smirnov M. V., Loo K. K., Novikov Y. N. *et al.*, A Search for Neutrino-Antineutrino Mass Inequality by Means of Sterile Neutrino Oscillometry // Nucl. Phys. B **900** 104, arXiv:1505.02550 [hep-ex], (2015).
20. Bernabeu J., De Rujula A., Jarlskog C., Neutrinoless Double Electron Capture as a Tool to Measure the Electron Neutrino Mass // Nucl. Phys. B **223** 15, (1983).
21. Eliseev S. A., Novikov Y. N., Blaum K., Search for Resonant Enhancement of Neutrinoless Double-Electron Capture by High-Precision Penning-Trap Mass Spectrometry // J. Phys. G **39** 124003, (2012).
22. Гусев Ю. И., Елисеев С. А., Новиков Ю. Н., Смирнов М. В. *и др.*, Ионные ловушки Пеннинга для высокоточных измерений массы нейтроноизбыточных ядер на реакторе ПИК // Атомная энергия **118** 334–339, (2015).
23. Block M. *et al.*, Towards Direct Mass Measurements of Nobelium at SHIPTRAP // Eur. Phys. J. D **45** 39, (2007).
24. Nesterenko D. A., Blaum K., Novikov Y. N., Smirnov M. V. *et al.*, Double- β Transformations in Isobaric Triplets with Mass Numbers $A = 124, 130$, and 136 // Phys. Rev. C **86** 044313, (2012).

Отпечатано в типографии ФГБУ «ПИАФ» НИЦ «Курчатовский институт»

188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща
Зак. 72, тир. 100, уч.-изд. л. 1; 27.01.2016 г.