

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

УДК 539.1, 539.12.01

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД И
ОЗНАКОМЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ
GERDA И LEGEND

Научный руководитель

доц., к.д.ф.-м.н.

_____ А. В. Гробов

Студент

_____ А. А. Ширман

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

1	Введение	3
1.1	Нейтрино. Общие сведения	3
1.2	Нейтринные осцилляции	6
1.3	Двойной бета-распад	9
1.4	Майорановские нейтрино	10
1.5	Безнейтринный β -распад	11
1.5.1	Экспериментальные поиски и ограничения	12
2	Эксперимент GERDA	14
2.1	Описание	14
2.2	Германиевые детекторы высокой чистоты	15
2.3	Инновации в фазе II	17
2.4	Результаты GERDA и начало LEGEND	18

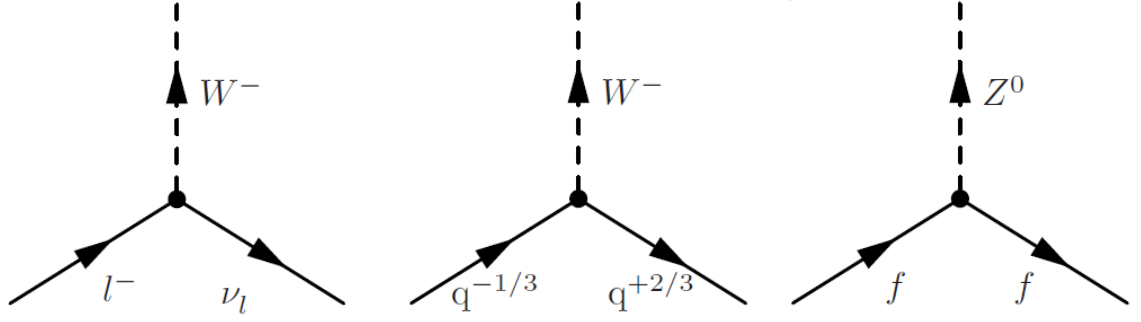
1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. НЕЙТРИНО. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Впервые существование нейтрино было постулировано В.Паули в 1930 году, с целью обоснования непрерывности спектра энергии электрона при β -распаде. Он предположил, что в процессе участвует некая третья частица с небольшой, но ненулевой массой покоя, без электрического заряда и со спином $\frac{1}{2}$. Спустя четыре года Э.Ферми впервые дал математическое обоснование такому явлению: превращение нейтрона n в протон p под действием новой, «слабой» силы, с образованием электрона e^- и антинейтрино $\bar{\nu}$. Из-за крайне малого эффективного сечения всех взаимодействий вещества с нейтрино, впервые эти частицы были обнаружены только в 1956 году Ф.Райнсом и К.Кованом, при наблюдении обратного β -распада.

В Стандартной Модели каждой частице соответствует собственная античастица. Это следует из свойств решений уравнения Дирака - уравнения, описывающего в релятивистской квантовой механике частицы со спином $\frac{1}{2}$. Каждому решению с положительной энергией соответствует еще одно - с отрицательной. Это интерпретируется, как существование других частиц, с обратной временной зависимостью: $t \rightarrow -t$; такая операция, называемая зарядовым сопряжением C , меняет знак зарядов, лептонного числа и ароматов. При этом масса, спин, энергия и импульс не меняются. Впервые существование античастиц было подтверждено в 1931 году, с открытием позитрона e^+ К.Андерсоном.

Поскольку нейтрино не несут заряда или цвета, они участвуют только в слабых взаимодействиях с кварками и лептонами. Существуют два механизма: заряженного тока, с обменом $W^\pm$ бозонами, и нейтрального тока, с обменом Z^0 бозонами. Все явления, основанные на таких механизмах, можно описать при помощи трех элементарных процессов (Рисунок 1). На схеме 1a показано превращение отрицательного лептона l^- в нейтрино того же поко-



(a) Вершина с заряженным током, с лептоном (b) Вершина с заряженным током, без лептона (c) Вершина с нейтральным током, для фермиона

Рисунок 1 — Три основных типа слабого взаимодействия

ления ν_l с испусканием бозона W^- (или поглощением W^+). Во всех реакциях слабого взаимодействия имеет место закон сохранения лептонного числа в поколении: при рождении или аннигиляции лептона всегда происходит рождение или аннигиляция антилептона с тем же ароматом:

$$L_l = N(l) - N(\bar{l}) + N(\nu_l) - N(\bar{\nu}_l) = \text{const}, \quad (1)$$

где $l = e, \mu, \tau$, $L - l$ – лептонное число в поколении. Однако, недавние эксперименты показали, что имеют место переходы между поколениями, и сохраняется только сумма $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, называемая лептонным числом.

Аналогичная схема **1b** применима к процессам с участием кварков. Но, в отличие от чистых лептонных реакций, аромат до и после реакции не обязательно один и тот же. Изменение аромата можно характеризовать матрицей Кабиббо—Кобаяси—Маскавы:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где квадрат элемента $|V_{qq'}|^2$ характеризует возможность перехода кварка q в кварк q' . При этом d', s', b' – линейные комбинации физических кварков в парах (u, d') , (c, s') , (t, b') .

Наконец, на схеме **1c** показано взаимодействие с нейтральным током, в котором участвует любой кварк или лептон, а бозон Z^0 не уносит ни заряда, ни массы. Более сложные процессы можно смоделировать, построив на одной схеме несколько вершин (т.н. диаграммы Фейнмана). В качестве примера на рисунке **2** приведем уже упомянутый β -распад нейтрона ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$):

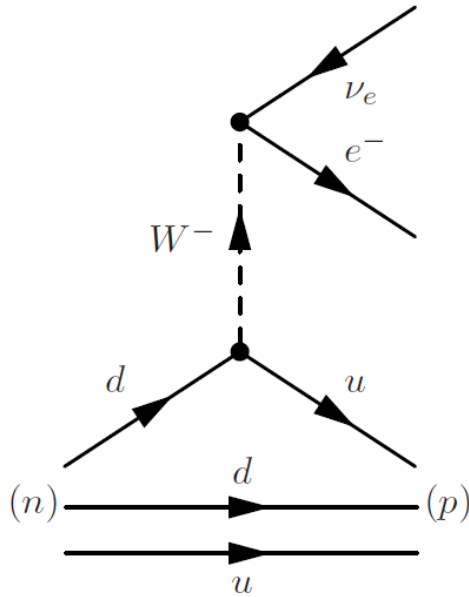


Рисунок 2 — Диаграмма Фейнмана β -распада нейтрона

Особенностью слабого взаимодействия является нарушение четности (зеркальной симметрии). что означает не-инвариантность реакций относительно инверсии пространства. Оператор взаимодействия, осуществляющегося с обменом частицей со спином 1, в общем случае включает в себе как векторную, так и псевдовекторную часть. Чем ближе они друг к другу по величине, тем сильнее нарушение. Из экспериментов видно, что при взаимодействиях с заряженным током выполняется случай, когда две части равны по модулю. Его можно выразить связью «вектор минус псевдовектор»: $V - A$. В случае нейтрального тока взаимодействие является комбинацией связей $V - A$ и $V + A$, в зависимости от зарядов участвующих частиц. В формулировке Глэшоу-Вайнберга-Салама вводится электрослабая сила, объединяющая электромагнитное и слабое взаимодействия. При этом соотношение

между компонентами оператора можно выразить через т.н. угол Вайнберга Θ_w . Нейтрино здесь являются исключением, в том смысле, что они взаимодействуют только через $V - A$ связь как при заряженном токе, так и при нейтральном. В качестве характеристики изменений при инверсии пространства можно ввести спиральность h – нормированную проекцию спина на импульс. Это псевдоскаляр, т.к. спин, в отличие от импульса, не меняет направления при инверсии. Экспериментально было получено, что нейтрино всегда левые ($h = -1$), а антинейтрино – правые ($h = 1$). Отсюда следует, что в рамках Стандартной модели нейтрино являются безмассовыми.

1.2. НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

Стандартная модель объяснила множество аспектов в физике частиц, но при этом имеет свои недостатки. Множество параметров необходимо добавлять эмпирическим путем для объяснения непредсказанных моделью явлений. Неизвестно, как считать массы фермионов и кварков, почему поколений фермионов именно три. Первое серьезное подтверждение несовершенства модели было обнаружено при изучении проблемы солнечных нейтрино.

Энергия излучения звезд высвобождается в результате ядерных реакций. В случае легких звезд, в том числе Солнца, механизм, в основном, состоит из pp -цепи. Все продукты реакций, исключая нейтрино, многократно взаимодействуют на пути к поверхности звезды, поэтому именно нейтрино дают хорошую возможность изучить эти процессы. В своем эксперименте Р.Дэвис наблюдал солнечные электронные нейтрино ν_e при их взаимодействии с хлором. Оказалось, что число таких нейтрино в три раза меньше, чем было предсказано стандартной солнечной моделью. Это несоответствие называли проблемой солнечных нейтрино.

Решение предложил Б.Понтекорво, предположив, что по преодолении некоторого характеристического расстояния электронные нейтрино ν_e могут превращаться в нейтрино высших поколений, по аналогии с кварками. Для этого требуется наличие у них ненулевой массы. Нейтрино взаимодействуют

в данном собственном состоянии $\nu_l (l = e, \nu, \tau)$, но распространяются уже в виде суперпозиции массовых состояний $\nu_i (i = 1, 2, 3)$ с массами m_i . Такие переходы описываются матрицей Понтекорво-Маки-Накагава-Саката U_{li} :

$$\nu_l = \sum_{i=1}^3 U_{li} \nu_i. \quad (3)$$

Отсюда видно, что лептонное число не сохраняется в поколении, хотя продолжает сохраняться в целом.

Вероятность перехода $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ нейтрино с ароматом α и энергией E в нейтрино с ароматом β при прохождении пути $L = c \cdot t$ определяется формулой:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} (U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \\ & + 2 \sum_{i>j} \text{Im} (U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ – разность квадратов масс. Видно, что для возможности нейтринных осцилляций необходимо наличие хотя бы у двух типов ненулевой массы. При этом по формуле видно, что из наблюдений за ароматными переходами нейтрино нельзя сделать выводов ни об абсолютных значениях массы, ни об их иерархии. То же относится к вопросу, являются ли нейтрино дираковскими или майорановскими частицами.

Было проведено множество экспериментов по наблюдению нейтринных осцилляций, с различными источниками, энергиями и расстояниями. В их числе наблюдения за солнечными и атмосферными нейтрино, нейтрино из реакторов и ускорителей.

На рисунке 3 показаны результаты экспериментов для двух возможных



Рисунок 3 — Результаты наблюдений за нейтринными осцилляциями. Слева схема для прямой иерархии, справа — для инверсной. Цветами обозначены комбинации ароматов трех массовых состояний

иерархий: прямой и инверсной. При этом

$$\Delta m_{21}^2 \sim 10^{-5} \left[\left(\frac{eV}{c^2} \right)^2 \right], \quad |\Delta m_{32}^2| \sim 10^{-3} \left[\left(\frac{eV}{c^2} \right)^2 \right] \quad (5)$$

Помимо наблюдения за нейтринными осцилляциями, проводились и эксперименты по оценке абсолютного значения массы нейтрино. Поскольку нейтрино часто встречаются и имеют массу, они потенциально оказывают влияние на развитие Вселенной. Космологические наблюдения могут помочь поставить ограничение на сумму масс состояний $m_\nu = \sum m_{\nu_i}$, $i = 1, 2, 3$. В частности, в спутниковом эксперименте с датчиком Анизотропии Микроволн Вилкинсона (WMAP) было получено ограничение $\sum m_{\nu_i} < 0,24 \left[\frac{eV}{c^2} \right]$ с уровнем достоверности 68%. В 2018 году Планковская Коллаборация получила результат $\sum m_{\nu_i} < 0,12 \left[\frac{eV}{c^2} \right]$ с уровнем достоверности 95%.

При взрыве сверхновой большая часть энергии излучается в короткий промежуток времени, в виде выброса нейтрино. В 1987 году Земли достигло излучение от коллапса сверхновой SN1987A в Большом Магеллановом Облаке. В этот момент работающие в Японии, США и СССР детекторы фиксировали в течение ≈ 10 с необычайное число событий с нейтрино, за несколько часов до прибытия оптического излучения. Было получено значение верхнего предела для массы электронного нейтрино (без учета смешения ароматов): $m_{\nu_e} < 11 \left[\frac{eV}{c^2} \right]$.

Исследовать массу нейтрино возможно, наблюдая любые распады, включающие нейтрино или антинейтрино, в частности, одинарный β -распад:

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (6)$$

Разница в массе между конечным и начальным состоянием определяет высвобождаемую энергию распада Q_β . В случае безмассовых нейтрино значение Q определяет максимальную кинетическую энергию электрона, а в случае массивных нейтрино эта энергия уменьшается: $E_{e,max} = Q - m_{\nu_e}c^2$. Поэтому изучение конечной точки энергетического спектра электрона (например, на графике Кюри) может дать оценку эффективной массы электронного нейтрино, как суперпозиции состояний: $m_{\nu_l}^2 = \sum |U_{li}|^2 m_{\nu_i}^2$, $i = 1, 2, 3$; $l = e, \nu, \tau$. Доля событий вблизи конца спектра обратно пропорциональна третьей степени Q , из-за чего наиболее выгодно изучать изотопы с минимально возможной конечной точкой. Более прочих подходят Тритий 3H и Рейний ${}^{187}Re$. Наилучшие результаты были получены в экспериментах в Майнце и Троицке: $m_{\nu_e} < 2,3[\frac{eV}{c^2}]$ и $m_{\nu_e} < 2,05[\frac{eV}{c^2}]$.

1.3. ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД

Двойной бета-распад является одним из наиболее редко встречающихся радиоактивных распадов. Впервые был теоретически предсказан М. Гепперт-Майер. Для 35 различных изотопов $X(A; Z)$ одинарный β -распад запрещен или сильно подавляется, т.к. «соседнее» ядро $Y(A; Z + 1)$ обладает большей энергией связи. При этом разрешен двойной β -распад:

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+2}Y + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2\nu\beta\beta), \quad (7)$$

когда пара протонов одновременно претерпевает β -распад, испуская два электрона и два антинейтрино (см. рисунок 4). Поскольку нейтрино уносят неопределенную часть энергии, сумма энергий электронов представляет непрерыв-

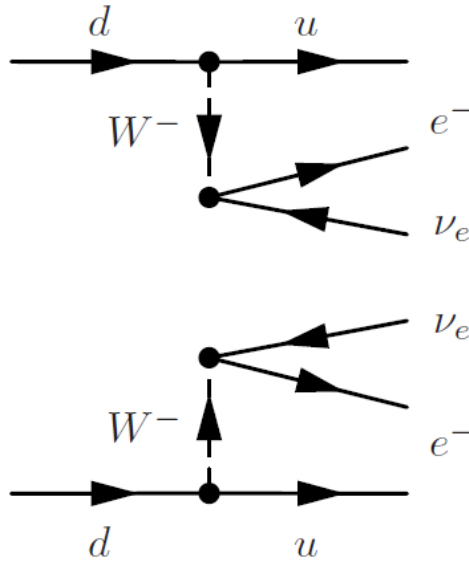


Рисунок 4 — Диаграмма Фейнмана двойного бета-распада

ный спектр, оканчивающийся на значении $Q_{\beta\beta}$. Такой процесс происходит только на четных-четных ядрах. Он наблюдался на 11 изотопах. При данном распаде лептонное число сохраняется, из-за чего нельзя сделать выводов ни о дираковской или майорановской природе, ни о возможности зарядового сопряжения или массе нейтрино.

1.4. МАЙОРАНОВСКИЕ НЕЙТРИНО

Нейтрино – это нейтральные частицы, участвующие только в электро-слабых взаимодействиях. С одной стороны, в соответствии со всеми известными результатами экспериментов, заряженный слабый ток имеет чисто левую природу. С другой, известно, что только левые нейтрино слабо взаимодействуют. Как было сказано, уравнение Дирака для массивных частиц имеет по два решения для частиц и античастиц. Однако, для безмассовых частиц только два из четырех дираковских спиноров являются независимыми. Таким образом, частица переходит в античастицу путем зарядового сопряжения. Экспериментально были обнаружены левые нейтрино ν_L и правые антинейтрино $\bar{\nu}_R$, которые таким образом не видятся, как зарядово сопряженные. Причиной этому является факт того, что оператор C не влияет на спин и импульс, а значит, и спиральность. Строго говоря, эти частицы связаны опе-

ратором CP – сопряжения зарядового и четности. При этом возможны два сценария:

- Зарядово сопряженные частицы ν_L и $\bar{\nu}_R$ представляют собой независимые, еще не обнаруженные частицы, а нейтрино есть частица дираковского типа, из чего следует наличие четырех отдельных состояний: $\nu_D = \nu_L + \nu_R$ и $\nu_D^C = \nu_L^C + \nu_R^C$. Лептонное число сохраняется.
- Нейтрино является собственной зарядово-сопряженной частицей (или античастицей): $\nu_L^C = \nu_L$ и $\nu_R^C = \nu_R$ (как предположил Э.Майорана в 1937 году). Зарядовое число не сохраняется.

1.5. БЕЗНЕЙТРИННЫЙ β -РАСПАД

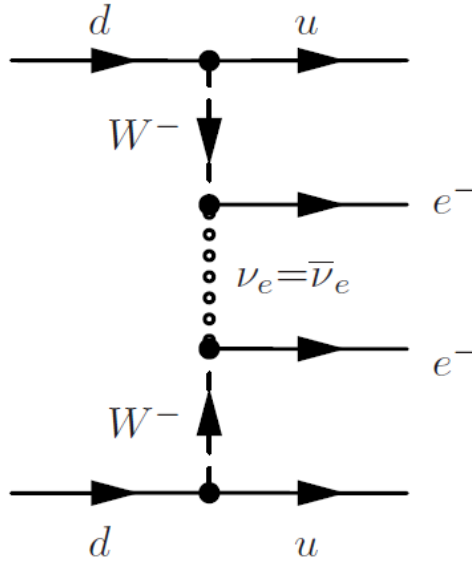


Рисунок 5 — Диаграмма Фейнмана безнейтринного двойного бета-распада

Впервые безнейтринный β -распад ($0\nu\beta\beta$) в качестве возможности сделать вывод о дираковской или майорановской природе нейтрино был предложен У.Фёрри.

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- \quad (0\nu\beta\beta), \quad (8)$$

Экспериментальным признаком такого распада была бы линия в спектре суммированной энергии электронов на значении $Q_{\beta\beta}$. Поскольку лептонное число

при таком процессе менялось бы на два, это несомненно подтвердило бы существование физики за пределами СМ. По теореме Шехтера-Валле все возможные реализации $(0\nu\beta\beta)$ -распада требуют наличия майорановской массы нейтрино. При этом сейчас майорановская масса оценивается в порядке 10^{-24}ЭВ , что не соответствует данным по нейтринным осцилляциям. Если распад будет обнаружен, необходимо будет описать некий новый его механизм.

Стандартное предположение о том, что распад вызывается обменом легкими майорановскими нейтрино, является не только наиболее простым, но и наиболее мотивированным. На рисунке 5 показана схема такого процесса. Электронное правое антинейтрино после излучения из вершины можно разложить по состояниям массы и спиральности. Тогда нейтрино будет состоять преимущественно из положительного спирального компонента и почти подавленного отрицательного, причем последний поглощается в другой вершине. Это возможно, если нейтрино не только массивное (а значит, не в чистом спиральном состоянии), но и майорановской природы (совпадает с античастицей).

В случае наблюдения процесса не только станет очевидной майорановская природа нейтрино, но и возникнет доступ к абсолютной массовой шкале, т.к. масса $m_{\beta\beta}$ (майорановская масса, эффективная масса электронного нейтрино, определяемая как суперпозиция всех массовых состояний) связана с периодом полураспада.

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu} |\mathcal{M}_{0\nu}|^2 m_{\beta\beta}^2, \quad (9)$$

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|, \quad (10)$$

где $G_{0\nu}$ – фазовый вектор, $\mathcal{M}_{0\nu}$ – элемент ядерной матрицы.

1.5.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОИСКИ И ОГРАНИЧЕНИЯ

Значение периода полураспада, а через него и эффективной нейтринной массы, может быть получено в счетных экспериментах. Число фоновых

событий можно определить по формуле:

$$N_{bkg} = M_{det} \cdot t \cdot B \cdot \Delta E, \quad (11)$$

где t – время измерений, B – индекс фона, ΔE – ширина рассматриваемого окна энергии, зависящая от разрешения детектора.

До некоторого момента все наблюдения событий в районе поисков около $Q_{\beta\beta}$ в различных независимых экспериментах были в пределах ожидаемого фона. Но в коллаборации Гейдельберг-Москва было замечено событие для ^{76}Ge , с соответствующим периодом $T_{1/2}^{0\nu} = 1.19 \cdot 10^{25}$ лет. С тех пор эта цифра тщательно проверяется.

В случае низкого фона $N_{bkg} \ll 1$ число событий N_{sig} можно перевести в период полураспада следующим образом:

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\ln 2 \cdot N_{Avg}}{N_{sig} \cdot m_A} \epsilon_{det} \cdot \eta \cdot M_{det} \cdot t, \quad N_{bkg} \ll 1, \quad (12)$$

где N_{Avg} – постоянная Авогадро, ϵ_{det} – эффективность обнаружения на сигнале, η – массовая доля изотопа и m_A – молярная масса. Если же, напротив, фон высок ($N_{bkg} \gg 1$), полупериод будет зависеть от числа фоновых событий:

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\ln 2 \cdot N_{Avg}}{1,64 \cdot m_A} \epsilon_{det} \cdot \eta \cdot \sqrt{\frac{M_{det} \cdot t}{B \cdot \Delta E}}, \quad N_{bkg} \gg 1, \quad (13)$$

для уровня достоверности 90%. Из данных формул видно, что крайне важно максимизировать произведение $M_{det} \cdot t$, увеличивая время измерения и массу детектора, равно как и массу изотопа (подбирая часто встречающийся в природе, применяя обогащение, ...). В случае $N_{bkg} \gg 1$ также важно уменьшить индекс B , для чего в различных экспериментах используются активные техники запрещения или неаппаратные алгоритмы обработки сигнала.

Для установки источника и детектора существуют две основные стратегии:

- Источник и детектор совпадают. Примеры: полупроводниковые детекторы, сцинтиллирующие материалы, время-проекционные камеры. Пре-

имущества: все электроны-продукты распадов поглощаются детектором, возможно локализовать событие и пространстве и отличить от фонового.

- Источник и детектор не совпадают. В таких экспериментах изотоп в виде пленки помещают между детекторами, что позволяет исследовать различные объекты. Также возможно отслеживать электроны, получая кинематическую информацию. Из минусов можно отметить небольшую массу источника и, как правило, низкое разрешение по энергии.

Результаты некоторых экспериментов по поискам безнейтринного двойного β -распада в виде ограничений, наложенных на $T_{1/2}^{0\nu}$ и $m_{\beta\beta}$ с уровнем достоверности 90%., видны на рисунке 6.

Isotope	Limit		Median Sensitivity		Experiment
	$T_{1/2}^{0\nu}$ [10^{25} yr]	$m_{\beta\beta}$ [eV]	$T_{1/2}^{0\nu}$ [10^{25} yr]	$m_{\beta\beta}$ [eV]	
^{48}Ca	> 0.0058	$< 3.5 - 22$	> 0.0018	$< 6.3 - 40$	ELEGANT-IV
^{76}Ge	> 9.0	$< 0.11 - 0.25$	> 11	$< 0.10 - 0.23$	GERDA
^{76}Ge	> 2.7	$< 0.20 - 0.43$	> 4.7	$< 0.16 - 0.35$	MAJORANA
^{82}Se	> 0.24	$< 0.38 - 0.77$	> 0.23	$< 0.39 - 0.81$	CUPID-0
^{100}Mo	> 0.11	$< 0.33 - 0.62$	> 0.10	$< 0.35 - 0.65$	NEMO-3
^{130}Te	> 1.5	$< 0.11 - 0.52$	> 0.7	$< 0.16 - 0.76$	CUORE
^{136}Xe	> 10.7	$< 0.06 - 0.16$	> 5.6	$< 0.08 - 0.23$	KAMLAND-ZEN
^{136}Xe	> 1.8	$< 0.15 - 0.40$	> 3.7	$< 0.09 - 0.29$	EXO-200

Рисунок 6 — Результаты экспериментов по поискам безнейтринного β -распада

2. ЭКСПЕРИМЕНТ GERDA

2.1. ОПИСАНИЕ

Цель эксперимента GERDA (Germanium Detector Array) – поиск безнейтринного двойного β -распада ^{76}Ge . Детекторы из германия высокой чистоты погружены в сжиженный аргон, который служит как охладителем, так и экраном от внешнего излучения. Эксперимент расположен в подземной лаборатории в Гран Сассо, Италия. В первой конфигурации эксперимента (Фаза

I) данные собирались с 2011 по 2013 год. После апгрейда установки началась Фаза II, данные в которой собирались с 2015 по 2019, с увеличенной массой мишени и сниженным уровнем фона.

2.2. ГЕРМАНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ВЫСОКОЙ ЧИСТОТЫ

Германиевые детекторы использовались в экспериментах по двойному бета-распаду несколько десятилетий, с их помощью получены первые ограничения на период полураспада. Чувствительность таких детекторов всегда была ограничена внешним по отношению к кристаллам излучением. В коллаборации GERDA использовали новый дизайн, при котором детекторы работают в жидком аргоне высокой чистоты. Охлаждая детекторы до рабочей температуры, аргон также экранирует их от внешнего излучения, и благодаря UV сцинтилляции позволяет осуществлять запрет фоновых событий, которые теряют свою энергию за пределами детекторов. Помимо этого, уровень фона может быть понижен путем анализа топологии записанных событий, что возможно благодаря технике распознавания по форме импульса.

Германий – это металл-полупроводник, а значит промежуток в энергии между валентными зонами и зонами проводимости кристаллической решетки находится в том же порядке, что энергия теплового движения электронов. При разных температурах энергии для формирования зон проводимости хватает либо нет. Принцип работы полупроводниковых детекторов состоит в том, что энергии ионизирующего излучения хватает некоторым электронам, чтобы покинуть валентную зону даже ниже критической температуры. Число зарядовых каналов пропорционально количеству энергии, высвобожденному ионизированной частицей. В диоде с обратным смещением из полупроводника можно собрать все три канала в объеме вблизи р-п перехода.

Особенность германиевых детекторов в небольшой ширине зоны в 0,7 эВ. Для работы они должны охлаждаться до температуры 77-100 К. При такой ширине полосы даже мягкое ионизирующее излучение создаст тысячи зарядовых каналов. По чистоте кристаллов детекторы в GERDA принадлежат к р-типу.

В двух фазах эксперимента использовались полу-коаксиальные детекторы и детекторы широкой энергии (BEGe).

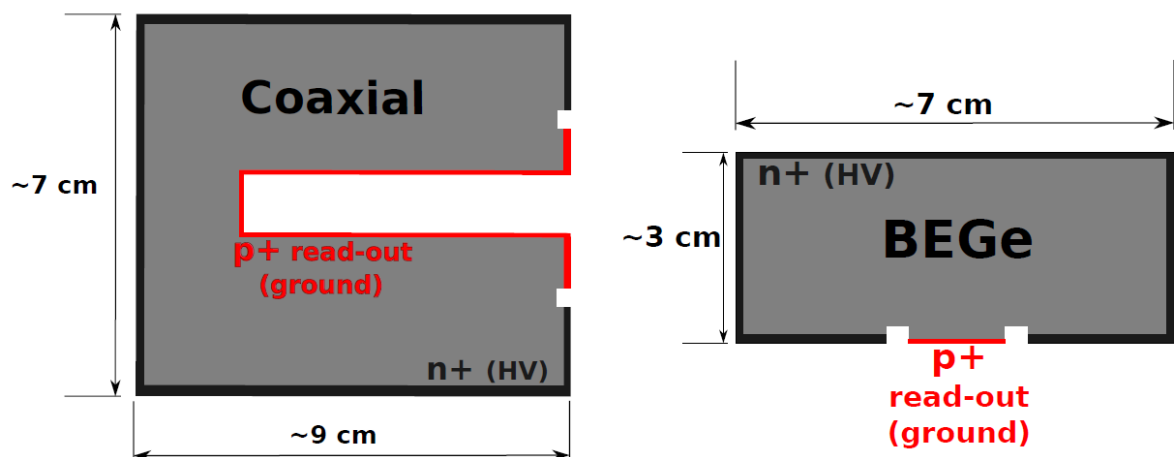


Рисунок 7 — Схема эффективного сечения детекторов: полу-коаксиального и BEGe

От места взаимодействия электроны и дырки движутся по электрическому полю к соответствующему электроду. На двух электродах из-за движения заряда в детекторе индуцируется зеркальный заряд. Таким образом формируется сигнал, поступающий в предусилитель. Дизайн детектора определяет его емкость, конфигурацию электрического поля и весовой потенциал – коэффициент между индуцированным и движущимся зарядом. Таким образом, он влияет на разрешение по энергии, эффективность детектирования и осуществление распознавания по форме импульса.

Полу-коаксиальные детекторы – это большие (1-2 кг) кристаллические цилиндры с цилиндрической полостью вдоль части оси. Внутренняя поверхность покрыта ионами бора, внешняя – лития. Таким образом, максимальное расстояние между электродами меньше, чем радиус кристалла.

Детекторы BEGe – это кристаллы меньших размеров (0,7 кг) с катодом в центре основания. Небольшой катод уменьшает емкость на выходе и, соответственно, уровень электрического шума, по сравнению с полу-коаксиальными детекторами. Это крайне важно в GERDA, т.к. предусилители расположены в полуметре от кристаллов для уменьшения фона. Схематически эксперимент изображен на рисунке 8. Массив обогащенных германиевых детекторов высо-

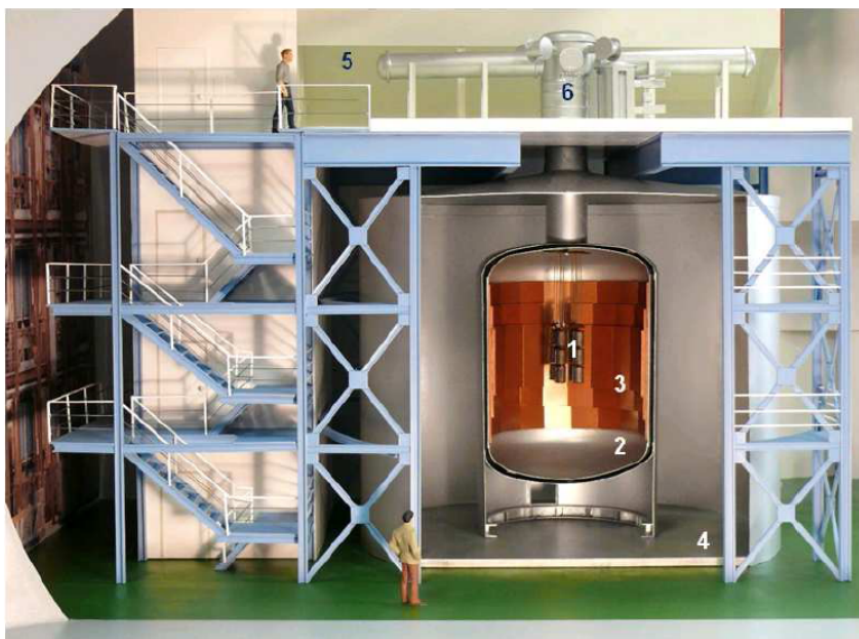


Рисунок 8 — Схема эксперимента GERDA (не в масштабе).

кой чистоты подвешен внутри криостата с 64 кубометрами жидкого аргона. Криостат находится в стальном сосуде с медной подкладкой, а сам сосуд – в большем резервуаре с водой, защищающем от радиации внутри лаборатории и обеспечивающем среду для мюонной системы запрета Черенкова. Шейка криостата доступна из чистого помещения над резервуаром.

2.3. ИННОВАЦИИ В ФАЗЕ II

Поскольку большая часть фоновых событий в фазе I происходила в твердом материале, окружающем детекторы, массив был реорганизован, с целью уменьшения количества материала на единицу активной массы и улучшения радио-чистоты. Держатели в фазе II состоят из 3 тонких медных стержней, соединенных с моно-кристаллическими силиконовыми пластинами. Упругие контакты были заменены проводными связями на алюминиевых подошвах на поверхности детектора. Структура позволяет на одной струне разместить 8 детекторов BEGe.

Были осуществлены и технические апгрейды, основанные на локализации энергии безнейтринного распада, в отличие от фоновых событий, происхо-

дящих в различных местах в детекторе. Кроме того, во второй фазе можно было налагать запрет на многие фоновые события, вызвавшие сцинтилляционные вспышки в жидком аргоне.

2.4. РЕЗУЛЬТАТЫ GERDA И НАЧАЛО LEGEND

В фазе I с 2011 по 2013 год была собрана экспозиция 21,6 кг*лет. Это был первый эксперимент со слепым анализом, т.е. события вблизи энергии распада не были видны до всей аналитической обработки. Были найдены три события, все они удалены в процессе обработки. Таким образом поставлены ограничения на период полураспада: $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \cdot 10^{25}$ лет и $T_{1/2}^{0\nu} > 2,1 \cdot 10^{25}$ лет.

В фазе II с 2015 по 2019 год была собрана экспозиция 103,7 кг*лет. Было найдено 13 событий, также, скорее всего, относящихся к фоновым. Новый предел – $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \cdot 10^{26}$ лет, уровень достоверности 90%.

Коллаборация LEGEND готовит новый эксперимент на базе инфраструктуры GERDA. Ожидается чувствительность на уровне 10^{27} лет и выше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Andrea Lazzaro, Signal processing and event classification for a background free neutrinoless double beta decay search with the GERDA experiment, — Technische Universitat Munchen, 2019. — 145 с.
- [2] Andrea Kirsch, Search for the neutrinoless double beta decay in Gerda Phase I using a Pulse Shape Discrimination technique, — Ruperto-Carola University of Heidelberg, 2014. — 232 с.
- [3] GERDA Collaboration, Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double-beta Decay, — GERDA Collaboration, 2020. — 7 с.