

Изотопы ^{100}Mo , ^{82}Se и эксперименты NEMO, MOON, AMoRE

А. А. Прохоров^{1,2*}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1 стр.2

Двойной бета-распад является очень редким ядерным распадом и имеет двух- и безнейтринные моды распада. В данной статье рассматриваются поиски безнейтринного двойного бета-распада в современных экспериментах NEMO, MOON, AMoRE. Эти эксперименты используют различные детекторы и методы регистрации, поэтому поиски данного распада проходят при разных чувствительностях к его периоду полураспада. Также в статье рассматриваются устройства детекторов, их особенности и перспективы их модернизации для повышения чувствительности к безнейтринному двойному бета-распаду.

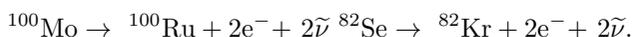
PACS: 23.40.-s. УДК: 539.169.

Ключевые слова: двойной бета-распад, безнейтринный двойной бета-распад, AMoRE, NEMO, MOON.

ВВЕДЕНИЕ

Двойной β -распад является самым редким типом радиоактивного распада. Двойной β -распад имеет двух- и безнейтринные моды распада. Период полураспада по каналу $\beta\beta 2\nu$ $T_{1/2}^{2\nu} \approx 10^{18}$ лет (для различных изотопов значения различны), а по каналу $\beta\beta 0\nu$ получены только нижние оценки $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ лет. Для того, чтобы наблюдать двойной β -распад необходимо, чтобы цепочка двух последовательных β -распадов была запрещена энергетически или сильно подавлена законом сохранения полного момента количества движения.

Для изотопов ^{100}Mo , ^{82}Se запрещены процессы β -распада энергетически и возможны процессы двойного β -распада:



На рис. 1 и 2 изображены схемы двойного β -распада для ^{100}Mo и ^{82}Se . Одной из особенностей изотопа ^{100}Mo является распад не только на основное состояние ^{100}Ru , но также и на возбужденное состояние 0_1^+ , что позволит проверить массу нейтрино, если будут получены данные от распада $\beta\beta 0\nu$.

Одно из важнейших преимуществ ^{100}Mo и ^{82}Se с точки зрения эксперимента по поиску $\beta\beta 0\nu$ -распада является высокая энергия $\beta\beta$ -перехода ($Q_{\beta\beta}(^{100}\text{Mo}) = 3034$ КэВ, $Q_{\beta\beta}(^{82}\text{Se}) = 2997$ КэВ). Согласно правилу Сарджента вероятность β -распада ядра в единицу времени для ультрарелятивистских электронов (для нерелятивистских электронов сохраняется так же пропорциональность, но зависимость выглядит сложнее) принимает простой степенной вид:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = Q_{\beta}^5$$

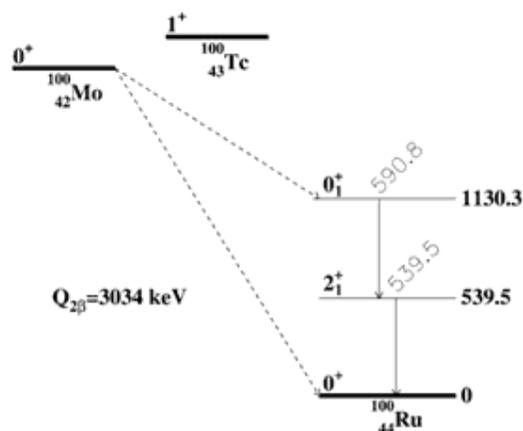


Рис. 1: Схема двойного β -распада изотопа ^{100}Mo

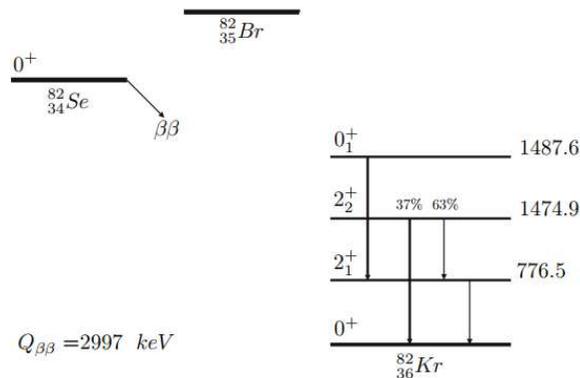


Рис. 2: Схема двойного β -распада изотопа ^{82}Se

С точки зрения эксперимента, большое значение энергии $Q_{\beta\beta}$ снижает проблему фона, поскольку естественный радиоактивный фон резко падает при энергии выше 2615 КэВ (энергия γ -квантов от распадов ^{208}Tl из цепочки распадов ^{232}Th).

*E-mail: andarpro@mail.ru

Естественное содержание изотопа ^{100}Mo в молибдене около 9.8 %, но с помощью центрифуг можно обогатить молибден нужным нам изотопом до 95 %. Кроме того возможно производство ^{100}Mo в больших количествах, необходимых для эксперимента. Недостатками этих изотопов являются небольшие периоды полураспада по каналу $\beta\beta 2\nu$, что означает повышенный неустранимый фон от двухнейтринного распада [1].

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{100}\text{Mo}) = (7.1 \pm 0.6) \cdot 10^{18} \text{ лет,}$$

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}) = (9.6 \pm 1.1) \cdot 10^{19} \text{ лет.}$$

По этой причине необходимо высокое энергетическое разрешение детектора для регистрации $\beta\beta 0\nu$ -распада.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ NEMO

Эксперимент NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) — эксперимент по двойному β -распаду и поиску безнейтринного двойного β -распада, включает уже проведенные эксперименты NEMO-1, 2, 3 и строящийся на данный момент эксперимент SuperNEMO.

Эксперимент NEMO-3 по двойному β -распаду начался в феврале 2003 г. и закончился в 2010 г. Целью данного эксперимента являлось обнаружение безнейтринного ($\beta\beta 0\nu$) распада, поиск эффективной майорановской массы нейтрино на уровне 0.1 эВ, а также точное изучение двойного бета-распада ($\beta\beta$ -распада) с помощью детектирования двух электронов в 7 изотопах:

$$^{100}\text{Mo}, \ ^{82}\text{Se}, \ ^{96}\text{Zr}, \ ^{48}\text{Ca}, \ ^{116}\text{Cd}, \ ^{130}\text{Te}, \ ^{150}\text{Nd}.$$

В эксперименте применялось прямое детектирование двух электронов $\beta\beta$ -распада в трековой камере и калориметре. Детектор измерял треки электронов, реконструировал полную кинематику событий. Данная концепция начала разрабатываться в 90-х годах. Исследовались технологии очистки материала детектора и источника, для подавления фона. Это было необходимо для эффективного выделения сигнала из полученных данных, потому что $\beta\beta 0\nu$ -распад имеет большой период полураспада. Разрабатывались трековые камеры из гейгеровских ячеек и калориметры. В начале были построены два прототипа NEMO-1 и NEMO-2, которые показали работоспособность и эффективность данных элементов детектора. С помощью детектора NEMO-2 исследовались источники и величина фона, были проведены измерения $\beta\beta 2\nu$ -распадов нескольких изотопов. Все это позволило создать детектор NEMO-3, работающий на тех же принципах, но с более низким уровнем радиоактивного фона и использовать в качестве источников $\beta\beta$ -изотопов, общей массой до 10 кг.

А. Внутреннее строение детектора NEMO-3

Детектор NEMO-3 работает в подземной лаборатории Модана во Франции, расположенной на глубине 4800 м в. э. (водного эквивалента) (глубина подземной лаборатории в метрах водного эквивалента означает толщину слоя воды, который ослабляет поток космических мюонов в той же степени, что и расположенный над лабораторией слой горных пород). Детектор цилиндрической формы состоит из 20 одинаковых секторов. Фольги образуют вертикальный цилиндр диаметром 3,1 м и высотой 2,5 м, который делит на две части трековый объем детектора. Пластиковые сцинтилляторы покрывают вертикальные стенки трекового объема детектора и пространство на крышках цилиндра. Калориметр состоит из 1940 блоков пластиковых сцинтилляторов, соединенных с низкофоновыми ФЭУ. Детектирование гамма-излучения позволяет измерить внутреннюю радиоактивность фольг источников и распознать фоновые события. Детектор NEMO-3 идентифицирует электроны, позитроны, альфа-частицы, т. е. проводит прямое детектирование низкоэнергетических частиц от естественной радиоактивности.

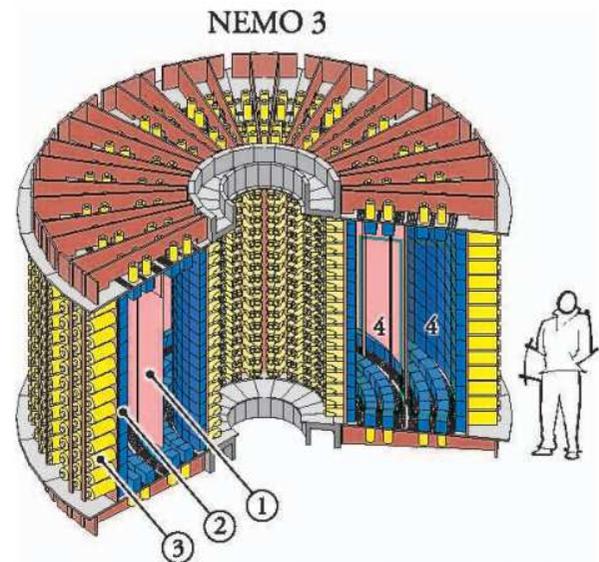


Рис. 3: Детектор NEMO-3 без оболочки. 1 — фольга источник, 2 — пластиковые сцинтилляторы, 3 — низкофоновые ФЭУ, 4 — трековые камеры [1]

В. Сцинтилляторный калориметр

Для измерения энергии частиц и времени их пролета в объеме трековой камеры используются пластиковые сцинтилляторы. Калориметр состоит из 1940 счетчиков, каждый из которых состоит из пластикового сцинтиллятора, световода и низкофонового ФЭУ (уси-

ление ФЭУ выбирается так, чтобы можно было регистрировать частицы с энергиями до 12 МэВ). Сцинтилляторы расположены внутри газовой смеси трековой камеры, что сводит к минимуму потери энергии при детектировании электронов. ФЭУ закреплены за пределами трековой камеры. ФЭУ служат для измерения радиоактивности фольг источников и отделения фоновых событий.

С. Трековый детектор

Трековый объем детектора состоит из 6180 открытых дрейфовых трубок (ячеек) длиной 2,7 м, которые работают в гейгеровском режиме. Эти ячейки расположены концентрическими слоями вокруг фольги с источниками — с каждой стороны от фольги по 9 слоев. На рис. 4 изображен один сектор трековой камеры и элементарная ячейка в поперечном разрезе, образующая правильный восьмиугольник диаметром 3 см.

Когда заряженная частица пересекает ячейку, происходит ионизация газа, при этом образуется примерно 6 электронов/см вдоль траектории. Расположение анодной и катодных проволочек приводит к неоднородному электрическому полю, поэтому все электроны дрейфуют с разной скоростью к анодной проволочке. Измеряя время дрейфа можно восстановить поперечную координату частицы в ячейке. Лавина вблизи анодной проволочки образует плазму, движущуюся с постоянной скоростью к катодным электродам. По разности времен регистрации катодных сигналов вычисляют вертикальную координату. Таким образом с помощью трековой камеры и калориметра можно измерить траектории частиц и время пролета.

Д. Источники $\beta\beta$ -распада

Так как детектор состоит из 20 секторов, то имеет возможность проводить эксперименты одновременно с различными изотопами. Для отбора изотопов были рассмотрены следующие критерии:

- естественная распространенность изотопа в природе (не менее 2%);
- достаточная энергия перехода (для увеличения вероятности перехода и эффективного подавления фона);
- уровень фона вокруг области энергии перехода;
- значения ядерных матричных элементов $\beta\beta 2\nu$ и $\beta\beta 0\nu$ мод распада;
- возможность уменьшения радиоактивного загрязнения изотопов.

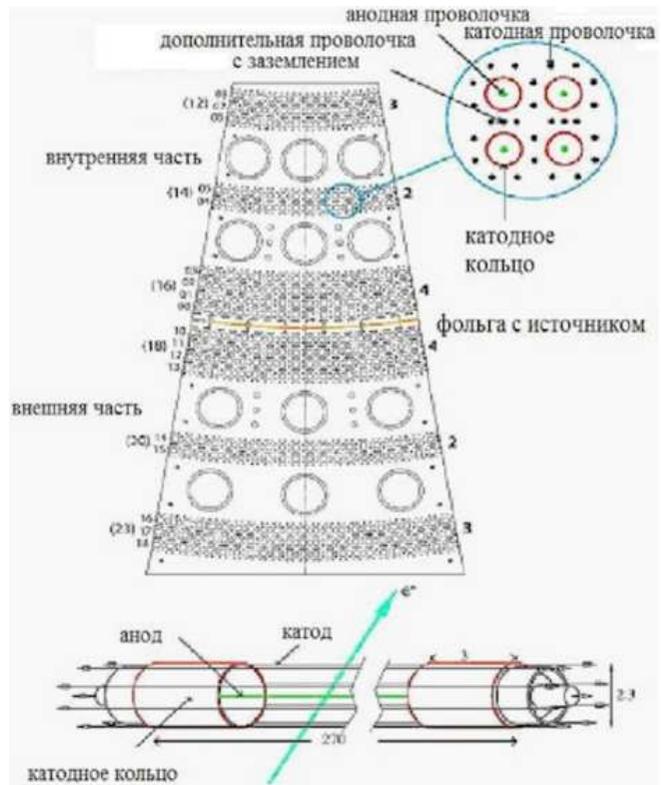


Рис. 4: Сверху: вид сверху на один сектор трековой камеры с подробным изображением гейгеровской ячейки. Снизу: вид сбоку на гейгеровскую ячейку

С помощью этих критериев были отобраны следующие изотопы:



Фольги изготовлялись в виде узких полос длиной около 2,5 м и шириной 65 мм. Таким образом в каждом секторе содержится по 7 таких полос. На рис. 5 показано расположение изотопов в детекторе с указанием общей массы каждого изотопа в детекторе.

Е. Магнитная система и защита

Между сцинтилляторным калориметром и защитой из железа расположена цилиндрическая обмотка, создающая магнитное поле в трековом объеме детектора (25 Гс) с силовыми линиями вдоль вертикальной оси детектора. Применение магнитного поля в детекторе позволит различать $e^- e^+$. Защита из железа окружает магнитную обмотку и покрывает верхние и нижние торцы детектора. Толщина железа 20 см. На рис. 6 изображена внешняя защита детектора. После прохождения через обмотку и железную защиту остаются около 5% событий $e^- e^+$ и $e^- e^-$.

Нейтронная защита замедляет быстрые нейтроны до тепловых, уменьшает количество тепловых и медлен-

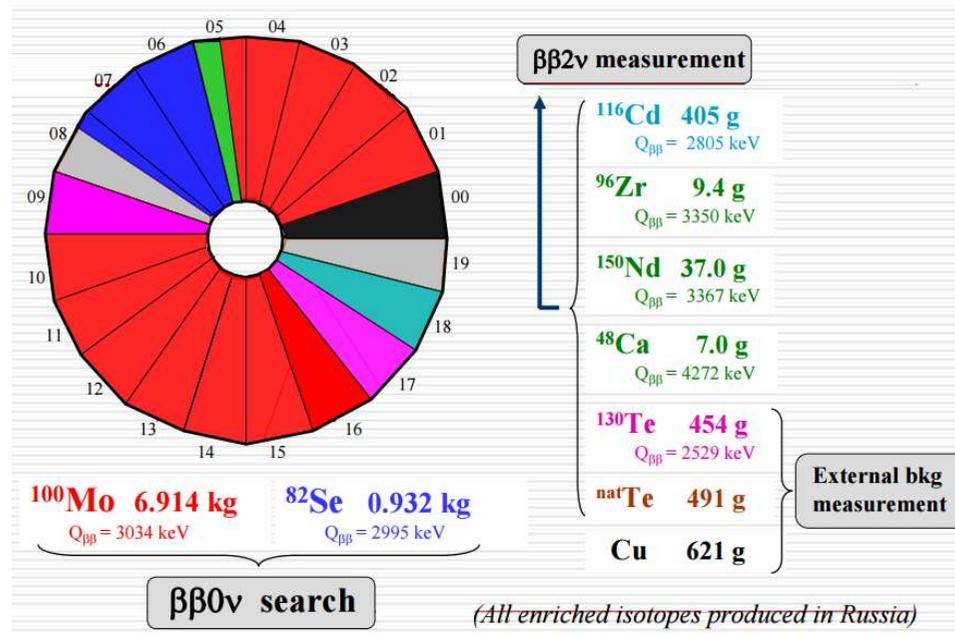
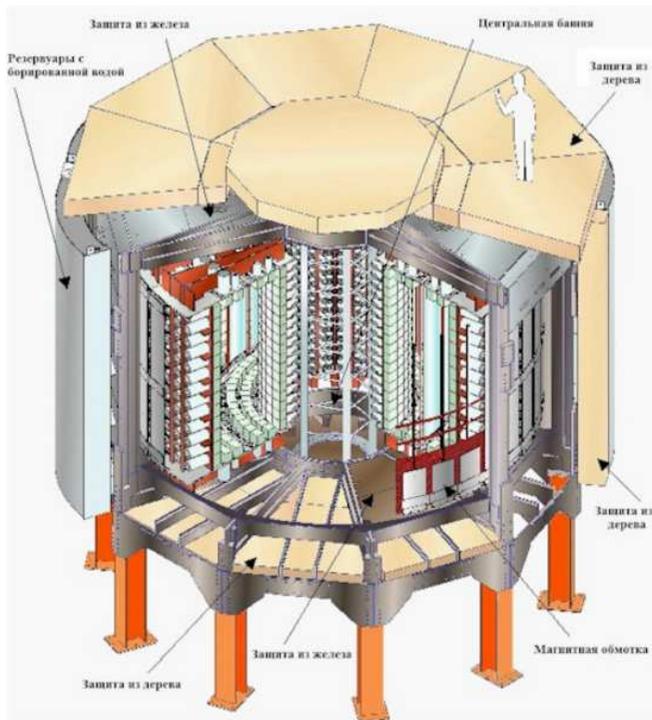
Рис. 5: Расположение $\beta\beta$ -изотопов в детекторе с указанием массы изотопа [2]

Рис. 6: Внешнее строение и защита детектора NEMO-3 [2]

ных нейтронов. Она состоит из 3-х частей: 1 — парафин толщиной 20 см под центральной башней сцинтилляторов, 2 — дерево толщиной 28 см, которое покрывает верхний и нижний торцы детектора, 3 — 10 резервуаров с борированной водой толщиной 35 см, разделенных прослойками из дерева, окружает наружную

стенку детектора. Также используется времяпролетная методика для отделения электронов, возникающих вне фольги источника.

Г. Регистрация событий двойного β -распада и фон

$\beta\beta$ событие регистрируется по двум реконструированным электронным трекам, выходящим из общей вершины в фольге источника. Треки должны иметь кривизну, соответствующую отрицательным зарядам. Энергия каждого электрона, измеренная в калориметре должна быть больше 200 КэВ. Каждый трек должен попасть в отдельную пластину сцинтиллятора. Также для отбора используется времяпролетная характеристика трека — с помощью ФЭУ измеряется задержка между двумя сигналами электронов и сравнивается с оценкой разности времени пролета для электронов. Фон в данном эксперименте может быть разбит на 3 группы: внешнее γ -излучение, радон внутри трекового объема, образованный в урановой цепочке в скальных породах и внутреннее радиационное загрязнение источника.

Г. Очистка источника от природных примесей

Так как детектор NEMO-3 предназначен для поиска редких процессов, то он должен иметь фон на очень низком уровне. Фольга источника должна быть очищена от радиоактивных изотопов, а оставшаяся радиоактивность естественных элементов должна быть точно измерена. Наибольшими источниками фона являются

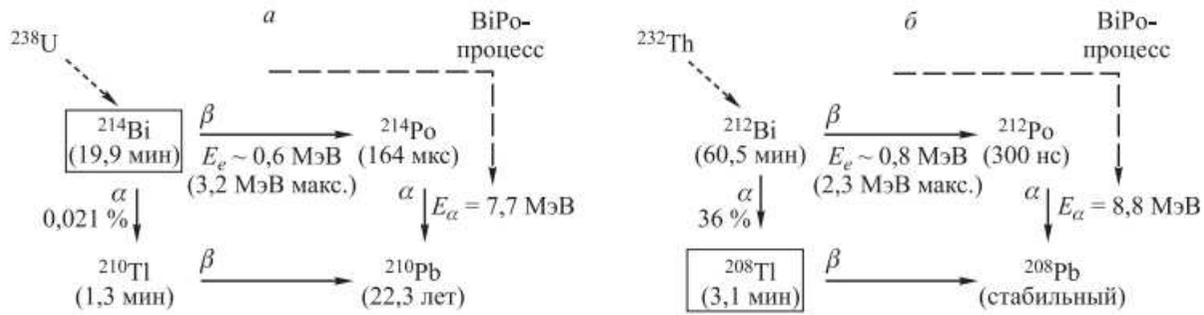


Рис. 7: Схема радиоактивных распадов процесса BiPo [4]

Таблица I: Результаты измерений периода полураспада для изотопов ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr в эксперименте NEMO-3 для распада $\beta\beta 2\nu$ [1]

Изотоп	Время измерения, дни	Количество 2ν событий	S/B	$T_{1/2}(2\nu)$, лет
^{100}Mo	389	219000	40	$(7.11 \pm 0.02 \pm 0.54) \cdot 10^{18}$
$^{100}\text{Mo} - ^{100}\text{Ru}$	334.3	37	4	$(5.7_{-1.3}^{+1.3} \pm 0.8) \cdot 10^{20}$
^{82}Se	389	2750	4	$(9.6 \pm 0.3 \pm 1.0) \cdot 10^{19}$
^{96}Zr	1221	428	1	$(2.35 \pm 0.14 \pm 0.19) \cdot 10^{19}$

^{208}Tl ^{214}Bi , энергии распада которых близки к интересующей нас области распада ^{100}Mo . Для детектирования такого низкого фона был разработан низкофонный детектор BiPo, предназначенный для исследования слабых радиоактивных загрязнений ^{208}Tl ^{214}Bi в больших образцах [4]. Принцип работы детектора основан на регистрации так называемого процесса BiPo — последовательности распадов радиоактивных изотопов висмута и полония, которые сопровождаются испусканием заряженных частиц. Этот процесс является частью цепи радиоактивных распадов урана и тория естественной радиоактивности. Энергии электронов и α -частиц, рождающихся в этих распадах, достаточны для того, чтобы надежно регистрировать их в детекторах на основе пластмассовых сцинтилляторов, а средние времена жизни промежуточных изотопов не превышают нескольких сотен мкс, что позволяет последовательно регистрировать распады. Детектор будет регистрировать совпадения во времени и пространстве сигналов от электронов β -распада изотопов висмута и сигналов от α -частиц изотопов полония. На рис. 7 представлены радиоактивные распады в процессе BiPo.

Н. Результаты экспериментов

В табл. 1 приведены результаты периодов полураспада для $\beta\beta 2\nu$ -моды распада для распадов ^{100}Mo в ^{100}Ru на основное 0^+ и возбужденное 0_1^+ состояния, распадов ^{82}Se , ^{96}Zr . Отношение S/B — отношение сигнала распада к фону, в периодах полураспада

$T_{1/2}(2\nu)$ указаны ошибки: первая статистическая, вторая систематическая.

К настоящему времени в эксперименте NEMO-3 не было зарегистрировано ни одного $\beta\beta 0\nu$ -распада. Были получены нижние пороги периода полураспада по данному каналу для каждого изотопа. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица II: Результаты измерений периода полураспада для изотопов ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr в эксперименте NEMO-3 для распада $\beta\beta 0\nu$ [1]

Изотоп	Время измерения, дни	$T_{1/2}(0\nu)$, лет
^{100}Mo	1409	$> 1.1 \cdot 10^{24}$
^{82}Se	1409	$> 3.6 \cdot 10^{23}$
^{96}Zr	1221	$> 9.2 \cdot 10^{21}$

В случае $\beta\beta 0\nu$ -распада в спектре электронов ожидался пик в области энергии $Q_{\beta\beta}$ $\beta\beta$ -распада. На рис. 8 изображены спектры электронов для изотопов ^{100}Mo и ^{82}Se . Эти распределения показывают хорошее совпадение данных экспериментов с теоретическими предсказаниями. На рис. 9 представлен фрагмент спектров из рис. 8, но в области энергии $\beta\beta 0\nu$ -распада.

Полученные данные дают более низкий период полураспада по каналу $\beta\beta 0\nu$, чем это было предсказано теоретически. В результате данного эксперимента было получено ограничение на эффективную массу Майорановских нейтрино для: $\langle m_{\nu}(^{100}\text{Mo}) \rangle < 0.45 - 0.93$ эВ, $\langle m_{\nu}(^{82}\text{Se}) \rangle < 0.89 - 2.43$ эВ.

В детекторе NEMO-3 так же проводился поиск

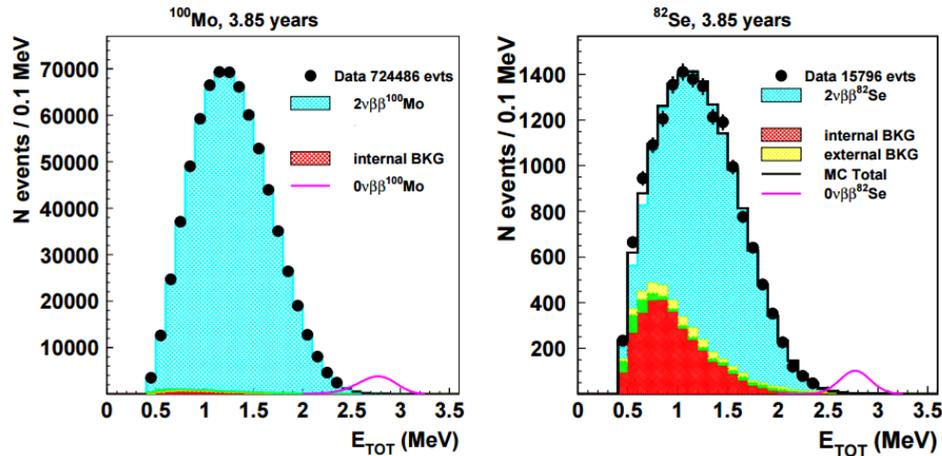


Рис. 8: Спектр электронов, слева для ^{100}Mo , справа для ^{82}Se . Статистика за 1409 дней. Гипотетическое распределение 0ν представлено в виде кривой в области энергии $\beta\beta 0\nu$ -распада (гладкая кривая в области энергий 2.5–3 МэВ) [1]

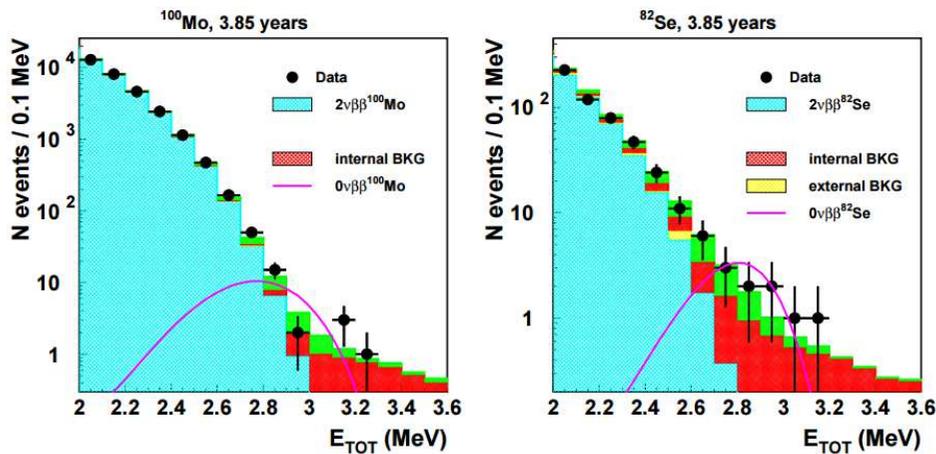


Рис. 9: Спектр электронов в области энергии β -распада, слева для ^{100}Mo , справа для ^{82}Se . Статистика за 1409 дней. Гипотетическое распределение 0ν представлено в виде кривой в области энергии $\beta\beta 0\nu$ -распада (гладкая кривая) [1]

$\beta\beta\chi^0 0\nu$ -распада с учетом существования гипотетической частицы, имеющей название голдстоуновский бозон. Этот безмассовый голдстоуновский бозон возникает из-за нарушения (B–L) симметрии, где B и L, соответственно барионное и лептонное число. Возможные спектры двух электронов для различных мод $\beta\beta\chi^0 0\nu$ -распадов показаны на рис. 10. Здесь n — спектральное число, которое определяет вид спектра. Например, для процесса с испусканием одного Майорана $n = 1$, для 2ν моды $n = 5$, для массивного Майорана $n = 2$, для двух Майоранов $\beta\beta\chi^0\chi^0 0\nu$ соответствует $n = 3$ или 7.

Никаких доказательств, что $\beta\beta\chi^0 0\nu$ -распад происходил, нет. Были получены пределы периодов полураспада для ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr , теоретически рассчитанные для процесса с испусканием одного Майорана. Теоретические пределы составили:

$$\begin{aligned} T_{1/2}(^{100}\text{Mo}) &> 2.7 \cdot 10^{22} \text{ лет,} \\ T_{1/2}(^{82}\text{Se}) &> 1.5 \cdot 10^{22} \text{ лет,} \\ T_{1/2}(^{96}\text{Zr}) &> 1.9 \cdot 10^{21} \text{ лет.} \end{aligned}$$

Т. о. в эксперименте были получены только нижние пределы периода полураспада для безнейтринного двойного β -распада. Поэтому было решено построить на основе NEMO–3 новый детектор, который содержит бы намного большую массу изотопа и имел более эффективную систему детектирования — SuperNEMO.

I. SuperNEMO

Эксперимент SuperNEMO — это новый проект, который использует трековые и калориметрические технологии проекта NEMO–3 при увеличенных массах $\beta\beta$ изотопов. Строительство этого детектора началось в 2012 году в подземной лаборатории в Модене. К октябрю 2015 г. были успешно установлены трековые модули. В 2016 г. планируется осуществить окончательный монтаж и ввод в эксплуатацию, а к началу 2017 г. получить первые экспериментальные данные.

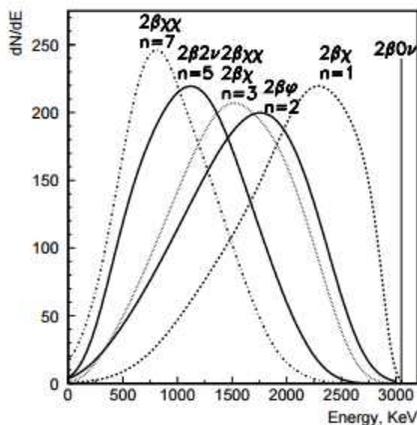


Рис. 10: Спектры энергии электронов для различных мод: $\beta\beta\chi^0\nu$ ($n = 1$ и 2), $\beta\beta 2\nu$ ($n = 2$), $\beta\beta\chi^0\chi^0\nu$ ($n = 3$ и 7) для ^{100}Mo [1]

Детектор будет измерять треки электронов, вершины, время пролета, реконструировать полную кинематику и топологию события. Идентификация гамма и альфа частиц, а также отделение $e^- e^+$ с помощью магнитного поля, являются основными моментами для подавления фона. SuperNEMO также сохраняет важную особенность детектора NEMO-3. Эта особенность заключается в отделении источника двойного β -излучения от детектора, что позволяет изучать различные изотопы вместе. Новый детектор содержит в себе 20 секций, каждая из которых может вмещать в себя около 5–7 кг изотопов. Сравнение основных параметров для детекторов SuperNEMO и NEMO-3 представлены в табл. 3.

На рис. 11 изображены модули детектора SuperNEMO. Источником являются тонкие пленки ($\sim 40 \text{ мг/см}^2$) внутри детектора. Они окружены трековыми камерами и калориметрами, закрепленными на внутренних стенках детектора. Трековый объем содержит более, чем 2000 дрейфовых трубок, работающих в гейгеровском режиме и расположенных параллельно фольгам. Калориметрическая система состоит из 1000 блоков, которые покрывают большую часть поверхности детектора [3].

Устройство трековой системы аналогично трековой системе в детекторе NEMO-3. Был создан прототип детектора SuperNEMO, состоящий из 90 дрейфовых трубок и были проведены измерения космических лучей. Эксперименты показали требуемое пространственное разрешение (0.7 мм в радиальной плоскости и 1 см в продольной). SuperNEMO состоит из 4 модулей (на рис. 1 слева изображены 4 модуля), в каждом из которых будет находиться около 500 дрейфовых трубок, содержащих газовую смесь из гелия, этанола и аргона. Выбор изотопа для SuperNEMO был направлен на максимизацию сигнала от распада $\beta\beta 0\nu$, над фоном, создающим-

ся от распада $\beta\beta 2\nu$ и других событий. Под такой критерий отбора подходит ^{82}Se ($Q = 2995 \text{ КэВ}$), обладающий большим периодом полураспада по каналу $\beta\beta 2\nu$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ MOON

Эксперимент MOON (Mo Observatory Of Neutrinos) — эксперимент по поиску безнейтринного двойного β -распада, включающий себя уже проведенные фазы — I, II, III и готовящуюся к запуску фазу IV. Поиск эффективной майорановской массы нейтрино происходит на уровне 0.03 эВ. Также в этом эксперименте изучаются низкоэнергетические солнечные нейтрино.

А. Устройство детектора

Детектор MOON — высокочувствительный детектор для измерения отдельных $\beta\beta$ -распадов, их точку распада и углы вылета, а также γ -излучение. Детектор MOON состоит из многоуровневых модулей, как показано на рис. 12. Один блок детектора состоит из 17 модулей.

Каждый модуль состоит из:

1. 6 пластиковых сцинтилляторных пластин (PL) для измерения $\beta\beta$ энергии и времени. Сцинтилляционные фотоны собираются фотоумножителями (PMT), которые расположены вокруг пластиковых сцинтилляторных пластин;
2. 5 наборов координатных детекторов (имеются 2 типа: PL-fiber и Si-strip), состоящих из нижнего и верхнего слоя (один отвечает за X-координату, другой за Y-координату) для определения координаты вершины и угла вылетающих частиц $\beta\beta$ -распада. PL-fiber — детектор, состоящий из параллельно расположенных полос сцинтиллятора. Si-strip — детектор, состоящий из кремниевых стрипов;
3. толстая пластина детектора, состоящего из NaI, для детектирования γ -излучения;
4. 5 тонких пленок-источников $\beta\beta$ -излучения, которые расположены между слоями координатного детектора.

Два e^- от источника $\beta\beta$ -излучения измеряются при условии совпадения треков в верхнем и нижнем слое координатного детектора с верхней и нижней сцинтилляторными пластинами. Все остальные события в этих детекторах в модуле служат активным фильтром для подавления фона от γ -излучения, нейтронов и альфа-частиц. Пластина NaI служит для измерения

Таблица III: Сравнение основных параметров NEMO-3 и SuperNEMO [3]

Параметры	NEMO 3	SuperNEMO
Изотоп	^{100}Mo	^{82}Se
Масса изотопа, кг	7	100-200
Энергетическое разрешение для 3 МэВ e^- , FWHM в %	~ 8	~ 4
Эффективность $\varepsilon(\beta\beta 0\nu)$ в %	~ 18	~ 30
^{208}Tl в фольге, мкБк/кг	< 20	< 2
^{214}Bi в фольге, мкБк/кг	< 300	< 10
Чувствительность, $T_{1/2}(\beta\beta 0\nu) \cdot 10^{26}$ лет	0.015-0.02	1-2
$\langle m_\nu \rangle$, эВ	0.3-0.7	0.04-0.14

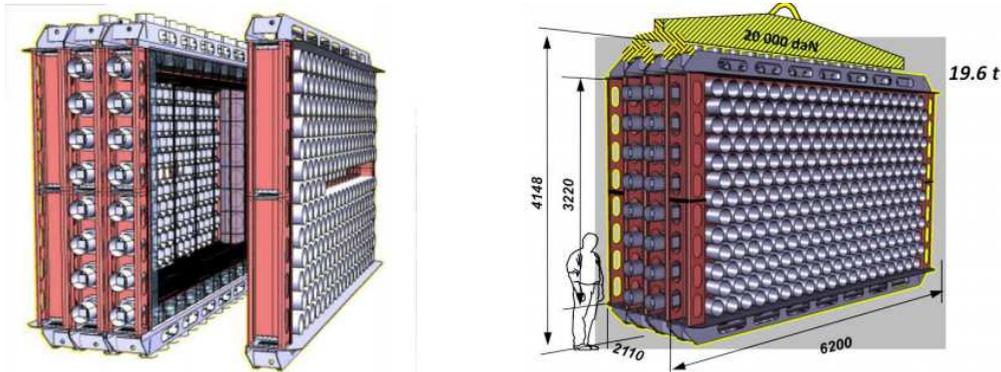


Рис. 11: Проект детектора SuperNEMO. Слева: трековые камеры и модули калориметра в разрезе детектора. Справа: пространственное расположение модулей калориметра [3]

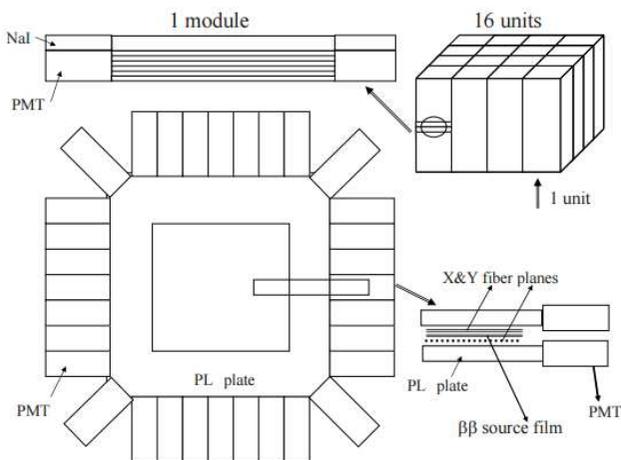


Рис. 12: Детектор MOON. Один блок состоит из 17 модулей. Один модуль имеет 6 сцинтилляторных пластин и 5 наборов координатных детекторов, состоящих из 2х слоев [5]

γ -квантов, образующихся при распаде ^{100}Ru из возбужденного состояния 0_1^+ , при $\beta\beta$ -распаде ^{100}Mo на возбужденное состояние.

Каждая сцинтилляторная пластина имеет размеры 1.25 м x 1.25 м x 0.015 м, каждый слой PL-fibers/Si-

strips-детектора 0.9 м x 0.9 м x 0.3 мм, в то время как размеры пленки-источника 0.8 м x 0.85 м с плотностью 0.05 г/см². Таким образом, в одной пленке содержится 0.36 кг изотопа, в одном модуле 1.8 кг, и 30 кг приходится на один блок в детекторе.

Энергетическое разрешение имеет решающее значение для снижения фона от $\beta\beta 2\nu$ -распада, в области сигнала от $\beta\beta 0\nu$ -распада. Разрешение $\sigma \approx 2.1\%$ достигается при 3 МэВ (энергия β -распада для ^{100}Mo) для маленького PL (6 см x 6 см x 1 см). Хорошее разрешение ожидается и для больших PL. Такое разрешение требуется, чтобы получить чувствительность в диапазоне $\langle m_\nu \rangle \approx 50 - 30$ мэВ. Улучшение разрешения до $\sigma \approx 1.7\%$ было достигнуто путем усовершенствования сцинтилляторных пластин и ФЭУ. PL-fibers/Si-strips-детектора имеют энергетическое разрешение 2.3% и пространственное 10–20 мм².

Многомодульная структура детектора MOON с хорошим энергетическим и пространственным разрешением имеет высокую эффективность для отбора $\beta\beta 0\nu$ событий и подавления фона. MOON является небольшим детектором ~ 0.4 м³/кг, который на несколько порядков меньше строящегося детектора SuperNEMO.

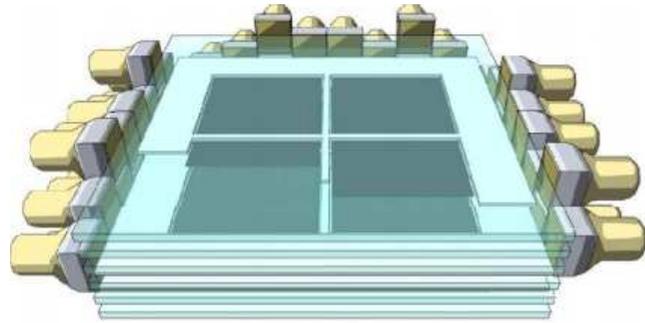


Рис. 13: Элемент прототипа MOON-1 (один модуль). Слева: в процессе сборки. Справа: схематическая конструкция [6]

В. Изотопы и фон в эксперименте MOON

В детекторе MOON используются обогащенные изотопы ^{82}Se ^{100}Mo . Обогащение до 85% каждого изотопа происходит с помощью центрифуг. Используя 6000 центрифуг и 40 стадий разделения, каждый день получается около 350 г изотопа ^{100}Mo , т.е. за 5 лет около 0.5 т.

Одним из основных источников фона в эксперименте является загрязнение изотопами ^{208}Tl ^{214}Bi . Подземная лаборатория находится на уровне 2500 м в.э. Фоном от космического излучения могут являться мюоны высоких энергий и нейтроны, образованные в реакции захвата мюона. От таких нейтронов образуются γ -кванты с энергией больше 3 МэВ, которые могут создавать большой фон в диапазоне энергий $\beta\beta 0\nu$ -распада. Но система детектирования сигнала из сцинтилляционных и координатных детекторов значительно подавляет эти фоновые компоненты.

С. Результаты экспериментов

Эксперимент MOON проходил в 3 фазы.

Фаза I: 1 блок детектора (0.03 т изотопа) для поиска майорановской массы нейтрино в диапазоне $\langle m_\nu \rangle \approx 150$ мэВ для изотопа ^{100}Mo .

Фаза II: 4 блока (0.12 т) в диапазоне $\langle m_\nu \rangle \approx 100$ –70 мэВ.

Фаза III: 16 блоков (0.48 т) в диапазоне $\langle m_\nu \rangle \approx 30$ –40 мэВ.

На рис. 14 приведен суммарный спектр электронов $\beta\beta 2\nu$ и $\beta\beta 0\nu$ распадов в области энергий безнейтринного распада. На графике показано теоретическое предсказание для безнейтринного распада, полученное методом Монте–Карло. В теоретических предсказаниях был учтен фон от загрязнения источника другими изотопами и от космических лучей, которые также были рассчитаны с помощью метода Монте–Карло.

Из рис. 14 видно, что пик теоретического распределения для $\beta\beta 0\nu$ -распада соответствует 0.6 т у, т.е. 0.6 событий в тонну на год.

Таблица IV: Нижние границы периодов полураспада и инвариантная масса нейтрино для всех фаз для изотопов ^{82}Se и ^{100}Mo эксперимента MOON [5]

Фаза	$T_{1/2}(^{82}\text{Se})$, лет	M_ν , мэВ	$T_{1/2}(^{100}\text{Mo})$, лет	M_ν , мэВ
I	$0.32 \cdot 10^{26}$	132	$0.15 \cdot 10^{26}$	161
II	$1.12 \Delta 10^{26}$	70	$0.41 \cdot 10^{26}$	98
III	$5.9 \cdot 10^{26}$	31	$2.0 \cdot 10^{26}$	44

Д. Перспективы

В ближайшем будущем планируется запустить фазу IV эксперимента MOON, которая будет содержать 32 блока с массой изотопа примерно 1 т. Улучшаются методы очищения изотопов от естественных примесей и совершенствуется энергетическое разрешение детекторов, что позволит проводить поиски массы нейтрино в безнейтринном двойном β -распаде в диапазоне $\langle m_\nu \rangle \approx 10$ – 30 мэВ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ AMORE

Эксперимент AMoRE (Advanced Mo based Rare process Experiment) — это новый эксперимент, в котором будет использоваться кристалл ^{40}Ca $^{100}\text{MoO}_4$ в роли криогенного сцинтиллятора для изучения безнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{100}Mo . Он будет располагаться в подземной лаборатории Янг-Янг в Южной Корее. Одновременное считывание фоновых и сцинтилляционных сигналов должно подавлять внутренний фон. Предполагаемая чувствительность эксперимента, который будет использовать 100 кг ^{40}Ca $^{100}\text{MoO}_4$ и накапливать данные в течение 5 лет, будет $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{26}$ лет, что соответствует эффективной массе Майорановских нейтрино в диапазоне $\langle m_\nu \rangle \sim 0.02$ – 0.06 эВ. Т.к. про обоснование выбора изотопа молибдена было уже сказано, а экспе-

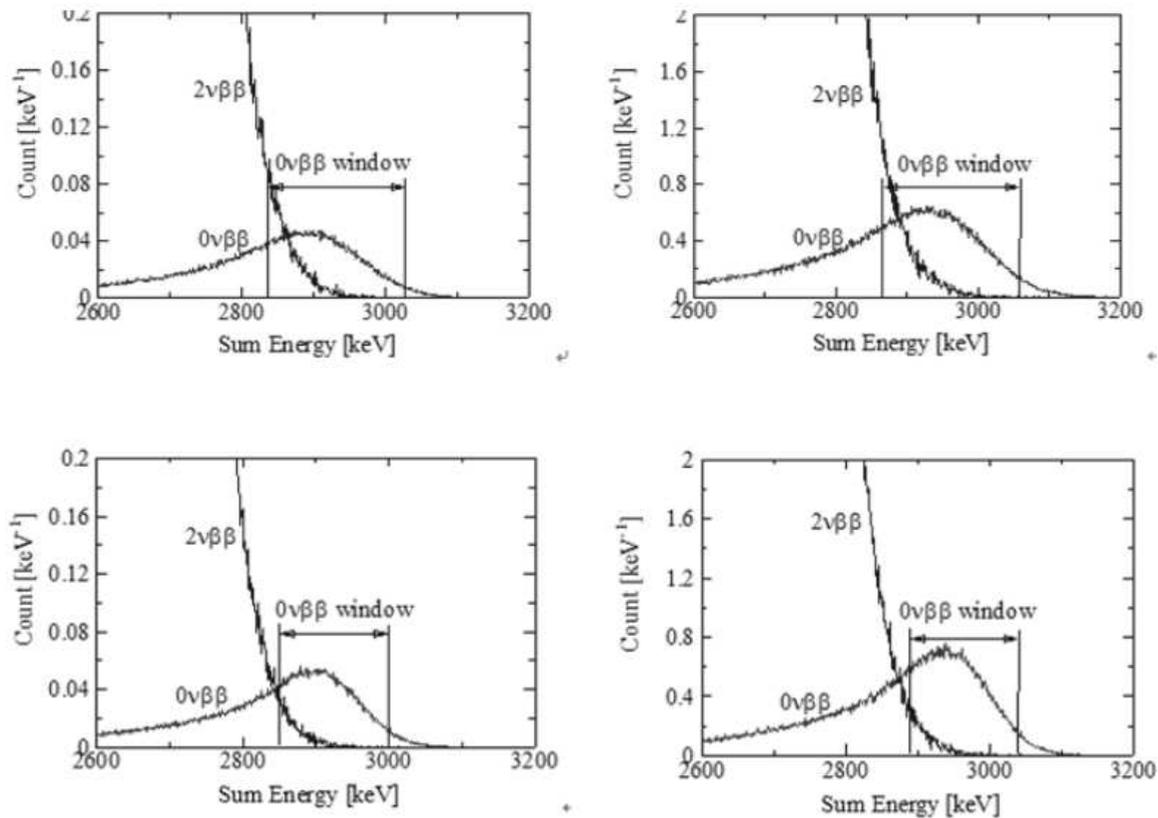


Рис. 14: Суммарный спектр энергий для $\beta\beta 2\nu$ и $\beta\beta 0\nu$ распадов и теоретический спектр $\beta\beta 0\nu$ для 0.05 г/^2 . Слева: изотоп ^{82}Se с $\langle m_\nu \rangle = 75 \text{ мэВ}$. Справа: ^{100}Mo с $\langle m_\nu \rangle = 250 \text{ мэВ}$. Сверху: энергетическое разрешение $\sigma = 2.2\%$. Снизу: $\sigma = 1.7\%$ [5]

Таблица V: Оценки для различных фонов в эксперименте MOON

Фаза	Изотоп ^{208}Tl /т-год	Изотоп ^{214}Bi /т-год	Косм. изл., нейтроны/т-г
I – II	0.9	0.03	< 1
III	0.3	0.01	< 1

риментальных данных еще нет, то обсудим устройство детектора и принципиальные отличия этого эксперимента от экспериментов NEMO и MOON.

А. Устройство детектора

На рис. 15. изображен прототип криогенного детектора с 216 г кристалла CaMoO_4 и ММС (металлический магнитный калориметр) для проверки чувствительности детектора. Кристалл CaMoO_4 , 4 см в диаметре и 4 см по высоте, был установлен внутри медного каркаса и закреплен с помощью тефлоновых пластин. На рис. 16 изображена схематическая работа детектора. При взаимодействии заряженной частицы в сцинтилляторе появляется сцинтилляционный и фоновый сигналы. В эксперименте детектируются оба сигнала, а затем проводится их анализ. для подавления фона от

альфа-частиц от поверхностного и приповерхностного загрязнения.

Тонкая золотая пленка, которую выпаривали на одной стороне кристалла, служит коллектором фононов. Для измерения температуры (фонного сигнала) абсорбера (в данном случае золотой пленки) в эксперименте используется детектор из парамагнитных материалов — металлические магнитные калориметры (ММС). Эти калориметры, находясь в постоянном магнитном поле, изменяют свою намагниченность при изменении температуры. Из закона Кюри–Вейса следует гиперболическая зависимость намагниченности от температуры при постоянном магнитном поле. Намагниченность ММС считывается системой магнитных магнетометров — SQUID. Связь между золотой пленкой и ММС осуществляется с помощью тонких золотых контактов.

Когда частица попадает в диэлектрический мате-

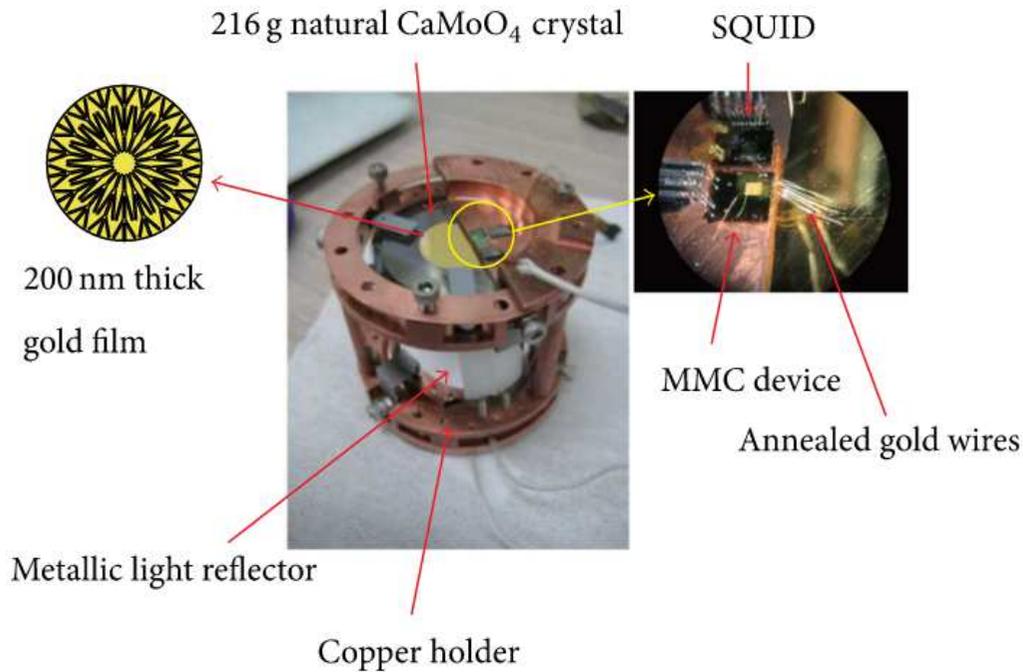


Рис. 15: Прототип криогенного детектора с 216 г кристалла CaMoO_4 и ММС (металлический магнитный калориметр) [9]

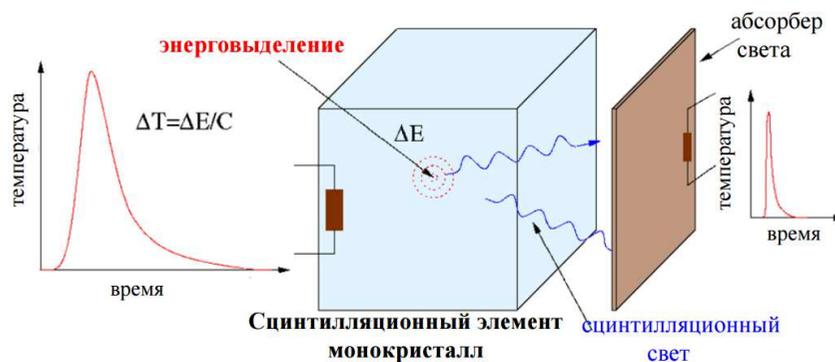


Рис. 16: Схематическое представление работы криогенного детектора при регистрации сигнала

риал, большая часть энергии преобразуется в фононы. Высокая энергия фононов с частотами, которые близки к частоте Дебая образуются изначально, но они быстро распадаются из-за ангармонических процессов на более низкие частоты. Основные ангармонические процессы: рассеяние на изотопах, неупругие рассеяния на примесях и поверхностях кристаллов. Таким образом, фононы в данных процессах изменяют температуру. При температурах ниже 20–50 К движение фононов становится баллистическим, такие фононы могут попасть на золотую пленку и передать свою энергию электронам. В самой золотой пленке температура повышается в многочисленных электрон-электронных рассеяниях. Эти изменения температуры регистрируются металлическими магнитными калориметрами. Размеры пленки золота и количество золотых контактов были определены на основе термиче-

ский модели для достижения эффективной передачи тепла. Золотая пленка имеет диаметр 2 см, толщину 200 нм и дополнительно золотой рельеф на одной из поверхностей 200 нм, для увеличения поперечной теплопроводности вещества.

Этот прототип был установлен в надземной лаборатории Kgriss (Корейский научно-исследовательский институт). Криогенный холодильник, в котором находился прототип, был окружен 10 см свинцовой защиты для уменьшения фона от γ -излучения. Детектор ММС эффективно работает в интервале температур 10–50 мК. При таких температурах усиливается сигнал, т.к. увеличивается чувствительность магнитного калориметра, а теплоемкость уменьшается. Недостатком является то, что при таких температурах разрешающая способность детектора уменьшается из-за любого некоррелированного механизма, к которым относят-

ся температурные флуктуации. В эксперименте с данным прототипом, учитывая фон от космических мюонов и внешнего γ -излучения, была выбрана температура 40 мК, как наиболее оптимальная. Разрешения детекторов для исследуемой области энергий меньше 1% (в районе 10 кэВ), что и требовалось достичь, чтобы эксперимент имел необходимую чувствительность.



Рис. 17: Кристалл CaMoO_4 [10]

В. Преимущества кристалла $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$

1. Калориметрический детектор, который в то же время является источником сигнала, который нужно регистрировать \Rightarrow высокая эффективность (около 90%) регистрации полезных событий;
2. Высокое содержание рабочего изотопа (около 50% по массе) в кристалле;
3. Специальная технология производства (метод Чохральского) позволяет добиться высокой чистоты выращиваемых кристаллов \Rightarrow существенное снижение внутреннего фона от изотопов ^{208}Tl и ^{214}Bi (один из основных источников фона в экспериментах NEMO и MOON);
4. Энергетическое разрешение, сравнимое с разрешением полупроводниковых детекторов (3-6 кэВ

для фоновый режим), подавлен вклад от фона $\beta\beta 2\nu$ -распада;

5. Высокая высвечиваемость фотонов при сверхнизких температурах (до 9300 фотонов/МэВ);
6. Из-за специального строения детектора (сцинтиллятор является также и источником) возможность эффективного подавления внешнего фона;
7. Возможность дальнейшего увеличения масштабов эксперимента, путем добавления монокристаллов в установку;
8. Возможность производства в больших масштабах изотопа молибдена ^{100}Mo , имеются достаточные запасы ^{40}Ca , обедненного по изотопу ^{48}Ca .

С. Планы и перспективы проекта AMoRE

1. AMoRE-1 : AMoRE — 1 кг изотопа, скоро будет запущен и достигнет чувствительности детектора NEMO-3 $T_{1/2} = 1.1 \cdot 10^{24}$ лет, $\langle m_\nu \rangle < 0.3-0.9$ эВ и планируется, что он будет набирать данные в течение 1 г.;
2. AMoRE-I : 10 кг изотопа, планируется построить в течение 3-х лет, чувствительность $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{25}$ лет, $\langle m_\nu \rangle < 50-160$ мэВ;
3. AMoRE-II: при удачном эксперименте AMoRE планируется построить AMoRE-II с 200 кг изотопа, который будет собирать данные в течение 5 лет и иметь чувствительность $T_{1/2} \cdot 10^{27}$ лет, $\langle m_\nu \rangle < 10-30$ мэВ.

За 10 лет выращивания кристаллов CaMoO_4 удалось достигнуть большого количества высвечиваемых фотонов при взаимодействии внутри сцинтиллятора, а также добиться достаточно малого содержания изотопов от трансурановых распадов, дающих один из основных фонов при детектировании безнейтринного двойного бета-распада. Сейчас ведутся работы по улучшению технологий выращивания этих кристаллов с целью еще больше уменьшить загрязнение от этих изотопов. Также совершенствуются детекторы для улучшенного фоновый детектирования.

[1] Barabash A.S., Brudanin V.B. Phys. Atom. Nucl. **74**. P. 312. (2011).
 [2] Brudanin V.B., Egorov V.G., Filosofov D.V. et al. Study of double beta decay processes in the NEMO experiment. JINR Dubna. (2009).
 [3] Barabash A.S. J. Phys.: Conf. Ser. **375**. 0420124. (2012).
 [4] Васильев Р.В. Письма в ЭЧАЯ. **6**, №3(152). С. 391. (2009).
 [5] Ejiri H. J. Phys.: Conf. Ser. **173**. 0120096. (2009).
 [6] Ejiri H. PAVI09 Bar Harbor, Maine. June 22-26. (2009).

[7] Nomachi M., Doe P., Ejiri H. et al. Nucl. Phys. B. **138**. P. 221. (2005).
 [8] Zhang X., Lin J., Mikhailik V.B., Kraus H. Phys. Lett. **106**(24), N9. (2015).
 [9] Kim G.B., Choi S. Advances in High Energy Physics. **2015** P. 1. (2015).
 [10] Bhang H., Boiko R. S., Chernyak D. M. et al. J. Phys.: Conf. Ser. **375**. 042023. (2012).

Isotopes of ^{100}Mo , ^{82}Se and experiments NEMO, MOON, AMoRE**A. A. Prokhorov^{1,2}**¹*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.*²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University.**Leninskie gory, Moscow 119991, Russia**E-mail:andarpro@mail.ru*

Double beta decay is a very rare nuclear decay and has double and neutrinoless modes of decay. This article describe the search of neutrinoless double beta decay in modern experiments NEMO, MOON, AMoRE. In these experiments are used different type of detectors and methods of registration, so the search for this decay have a different sensitivity to its half-life. The article also discussed the detectors, their features and prospects for their modernization for increasing sensitivity to neutrinoless beta decay.

PACS: 23.40.-s.

Keywords: double beta decay, neutrinoless double beta decay, AMoRE, NEMO, MOON.

Сведения об авторе

Прохоров Андрей Александрович — студент кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ; тел.8-916-979-4480, e-mail: andarpro@mail.ru.