

ЭКСПЕРИМЕНТ BEST-2 С ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРИНО ^{58}Co В. Н. Гаерин ^a, В. В. Горбачев ^{a*}, Т. В. Ибрагимова ^a, В. А. Матвеев ^b^a Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия^b Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., РоссияПоступила в редакцию 27 сентября 2024 г.,
после переработки 7 ноября 2024 г.
Принята к публикации 8 ноября 2024 г.

Описывается новый эксперимент с искусственным источником нейтрино ^{58}Co на галлиевой мишени ГГНТ (SAGE). Целью эксперимента является исследование галлиевой аномалии. Эксперимент дает возможность найти параметры осцилляционных переходов электронных нейтрино в стерильные состояния в широком диапазоне параметров. В том числе возможно найти параметр Δm^2 , экспериментальное определение которого обычно вызывает значительные трудности. Важной особенностью эксперимента является возможность выявления зависимости галлиевой аномалии от энергии нейтрино.

DOI: 10.31857/S0044451025030058

1. ВВЕДЕНИЕ

Необычные результаты ряда нейтринных экспериментов — LSND [1], MiniBooNE [2–4], реакторных экспериментов на короткой базе [5–7], галлиевых экспериментов с искусственными нейтринными источниками [8–11] — в последние годы пытались объяснить как особенностями отдельных экспериментов, в которых недостаточно изучена систематика, так и общими причинами, связанными с физическими явлениями, которые влияют на измерения сразу всех столь разных детекторов [12]. Одним из привлекательных объяснений является гипотеза стерильных нейтрино, в которой предполагается существование четвертого аромата нейтрино, не имеющего заряженного партнера в лептонном секторе и не взаимодействующего с веществом слабым образом [13]. Такие нейтрино образуются только в осцилляциях нейтрино обычных ароматов и проявляются либо через подавление взаимодействий обычных нейтрино, как в примерах реакторной и галлиевой аномалий, либо через появление нейтрино других ароматов в условиях, когда они запрещены осцилляциями трехнейтринной модели, как в LSND и MiniBooNE.

Для проверки гипотезы стерильных нейтрино в последние годы было проведено несколько экспериментов, в которых получены противоречивые результаты. Например, в экспериментах с реакторными антинейтрино STEREO [14, 15], PROSPECT [16], DANSS [17], NEOS [18], в эксперименте по измерению массы электронного нейтрино KATRIN [19] результаты хорошо описываются в рамках 3-ароматной схемы нейтрино. Отсутствуют указания на стерильные нейтрино также в экспериментах по поиску безнейтринного бета-распада [20].

Данные от ускорительного эксперимента T2K [21] исключают часть пространства параметров осцилляций и одновременно выделяют область допустимых параметров осцилляций в гипотезе одного стерильного нейтрино.

В реакторном эксперименте Нейтрино-4 [22] не только получено значительное подавление скорости счета антинейтрино относительно ожидаемой, но и найдены параметры осцилляций в гипотезе стерильных нейтрино.

Также в недавней работе коллаборации IceCube приведено указание на существование стерильных нейтрино и найдены параметры осцилляционных переходов между стерильными нейтрино и мюонными и тау-нейтрино [23].

В эксперименте BEST [24, 25] с галлиевой мишенью солнечного нейтринного эксперимента SAGE, облучавшейся нейтрино от искусственного источни-

* E-mail: vvgor_gfb1@mail.ru

ка ^{51}Cr , было получено подтверждение галлиевой аномалии на уровне четырех стандартных отклонений (4σ), а при некоторых дополнительных предположениях — 5σ [26].

Таким образом, в настоящее время гипотеза стерильных нейтрино остается актуальной. Теоретические ограничения на существование стерильных нейтрино связаны в основном с ограничениями на массу четвертого массового состояния [27], в то время как прямые эксперименты уверенного подтверждения или опровержения этой гипотезы сделать не могут.

В данной работе предлагается эксперимент BEST-2, в котором реализуется схема регистрации именно осцилляционного характера изменения скорости счета нейтринных взаимодействий в детекторе в зависимости от расстояния для некоторого интервала значений параметра осцилляций Δm^2 . Если верна гипотеза стерильных нейтрино и параметры осцилляций находятся в области чувствительности детектора, в эксперименте будут не только найдены такие осцилляции, но и определены их параметры.

В эксперименте будут исследованы зависимости галлиевой аномалии не только от расстояния от источника до точки взаимодействия, но и от энергии нейтрино.

2. ГАЛЛИЕВАЯ АНОМАЛИЯ

В калибровочных экспериментах с интенсивными искусственными источниками ^{51}Cr и ^{37}Ar были проверены эффективности работы солнечных нейтринных экспериментов SAGE и GALLEX [8–11]. Полученные в четырех экспериментах скорости регистрации монохроматических нейтрино от источников оказались меньше ожидаемых на 2.6σ [12]:

$$R = \frac{v_{\text{measured}}}{v_{\text{predicted}}} = 0.87 \pm 0.05.$$

Подробное исследование каждой процедуры независимо в каждом эксперименте показало, что ошибки систематики не могут объяснить низкую измеренную скорость счета.

Найденный результат назвали галлиевой аномалией, объяснение которой стали связывать с «новой физикой», т. е. причины необходимо искать в неизвестных свойствах нейтрино.

Для исследования галлиевой аномалии в 2019 году на базе эксперимента SAGE был проведен эксперимент BEST с источником ^{51}Cr активностью

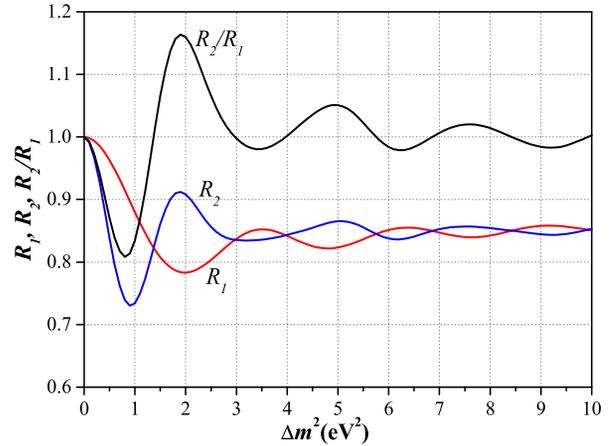


Рис. 1. Зависимости ожидаемых скоростей счета в двух зонах галлиевой мишени в эксперименте BEST и их отношения от параметра Δm^2 для фиксированного значения параметра $\sin^2 2\theta = 0.30$

3.4 МКи, примерно в 7 раз больше, чем в предыдущих экспериментах [25]. В эксперименте галлиевая мишень (48 т металлического галлия) была разделена на две части, находившиеся на разных расстояниях от источника. Источник помещался в центре обеих зон мишени, расположенных одна в другой — зона в форме шара внутри цилиндрической зоны. При равных средних толщинах галлия в обеих зонах ожидаемые скорости счета от источника в отсутствие эффектов «новой физики» были также одинаковы. Разделение мишени создавало чувствительность эксперимента к зависимости скорости счета от расстояния, проходимого нейтрино.

В эксперименте BEST также была получена меньшая скорость счета, чем ожидалось, что подтвердило галлиевую аномалию на уровне 4σ : $R = 0.80 \pm 0.05$. На рис. 1 [28] показаны зависимости скоростей счета в двух зонах мишени от параметра Δm^2 . Эксперимент имел чувствительность к двум значениям этого параметра, при которых разница в скоростях счета в двух зонах была максимальной — $\Delta m^2 = 0.9$ и 1.8eV^2 . Найденные в измерениях скорости счета оказались одинаковыми в пределах ошибок, поэтому найти или ограничить значение параметра Δm^2 в эксперименте BEST не удалось.

3. ЦЕЛЬ ЭКСПЕРИМЕНТА BEST-2

Эксперимент BEST-2 с источником нейтрино ^{58}Co предназначен для детального исследования галлиевой аномалии. В эксперименте будут получены данные о зависимости галлиевой аномалии от

энергии нейтрино E и от расстояния L между точками рождения нейтрино и его захвата.

Основная гипотеза, объясняющая галлиевую аномалию сегодня, состоит в том, что нейтрино осциллируют на коротких расстояниях ($\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$). Осцилляции электронных нейтрино с энергией E на расстоянии L от источника определяются через вероятность выживания электронных нейтрино:

$$P_{ee} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 L}{E}, \quad (1)$$

где Δm^2 — разность квадратов масс собственных массовых состояний нейтрино, θ — угол смешивания нейтринных состояний, задающий амплитуду осцилляций. Путем осцилляций электронные нейтрино переходят в стерильные состояния.

Цель нового эксперимента состоит в подтверждении гипотезы осцилляций и определении параметров (Δm^2 , $\sin^2 2\theta$) этих осцилляций.

Если гипотеза осцилляций на короткой базе верна, то в условиях, когда реальные параметры осцилляций находятся в области чувствительности нового галлиевого эксперимента (см. разд. 12), эти параметры будут определены с ошибкой в несколько десятков процентов на уровне значимости 3σ , в том числе параметр Δm^2 , определение которого недоступно в большинстве экспериментов.

В новом эксперименте область чувствительности определения параметров осцилляций непрерывна в диапазоне Δm^2 от 0.5 до 5.5 эВ². Поэтому, если полученные скорости захвата нейтрино от источника в разных зонах не будут статистически различаться, то это будет означать либо ошибочность гипотезы осцилляций, либо большую разность квадратов масс ($\Delta m^2 > 5.5 \text{ эВ}^2$).

Интересной особенностью эксперимента является то, что при трех или более независимых зонах мишени BEST-2 будет первым экспериментом, в котором может наблюдаться осцилляционная кривая зависимости скорости счета от расстояния для нейтрино с фиксированной энергией. До настоящего времени во всех экспериментах по нейтринным осцилляциям наблюдалось только изменение скоростей счета в детекторах относительно ожидаемых, но никакой периодичности ни в одном эксперименте наблюдать было невозможно. В нашем случае может наблюдаться периодическое изменение количества захватов от расстояния типа «мало–много–мало» или «много–мало–много». Здесь «мало» и «много» озна-

чает относительное количество захватов последовательно в трех зонах мишени.

Другой целью эксперимента является исследование зависимости галлиевой аномалии от энергии нейтрино. В гипотезе стерильных осцилляций такой зависимости быть не должно. Этой цели способствует использование источника с энергией нейтрино в 2 раза выше, чем в предыдущих галлиевых экспериментах. В предыдущих галлиевых экспериментах нейтрино от источников имели примерно одинаковую энергию (750 кэВ в источниках ⁵¹Сг и 814 кэВ в источнике ³⁷Аг). Результаты всех галлиевых экспериментов с источниками согласуются на уровне лучше 1.4σ [25]. Указанием на существование зависимости галлиевой аномалии от энергии нейтрино может быть, например, отличие полученной скорости захвата нейтрино в новом эксперименте на величину, большую 2σ , от средней скорости захвата, полученной в предыдущих галлиевых экспериментах с источниками. В работах [29, 30] предлагался эксперимент с источником ⁶⁵Зп, энергия нейтрино в котором была выше, чем в хромовом источнике в 1.8 раза. Но изготовление и использование цинкового источника, по нашим оценкам, оказываются более трудоемкими и затратными, чем в случае с источником ⁵⁸Со. При этом чувствительность эксперимента к определению параметров осцилляций, а также к изменению энергии нейтрино, с кобальтовым источником оказывается несколько выше.

4. ОСОБЕННОСТИ НОВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Новый эксперимент является естественным продолжением эксперимента BEST [25], подтвердившего галлиевую аномалию. Все процедуры эксперимента BEST-2 повторяют процедуры эксперимента BEST. Компактный источник нейтрино будет помещаться в центр галлиевой мишени, разделенной на зоны, измерение скоростей захвата нейтрино в которых будет проходить независимо. Будет проводиться несколько облучений мишени нейтрино от источника одинаковой длительности, и после каждого будет проводиться извлечение образующихся атомов ⁷¹Ge и последующий счет их распадов в отдельных счетчиках для каждой зоны мишени.

Новый эксперимент BEST-2 отличается от предыдущего тем, что в нем будет

1) за счет введения третьей зоны мишени увеличена чувствительность к расстояниям L между точками излучения и захвата нейтрино,

2) применен источник нейтрино более высокой, чем в эксперименте BEST, энергии.

Такое различие даст возможность определить параметр осцилляций Δm^2 в широком интервале значений. Второй параметр осцилляций, $\sin^2 2\theta$, определяет подавление скорости захвата в мишени в целом, и сегодня известен с удовлетворительной точностью [25] ($\sin^2 2\theta \approx 0.4 \pm 0.2$ на 95% CL). В новом эксперименте можно ожидать улучшения точности его определения до 1.4 раза (удвоение статистики даст улучшение статистической ошибки приблизительно в $\sqrt{2}$ раз).

Уникальной особенностью эксперимента BEST-2 является возможность изучения зависимости галлиевой аномалии от энергии нейтрино. Если скорость захвата, измеренная в эксперименте BEST-2, будет отличаться от той, которая была получена в предыдущих галлиевых экспериментах с источниками, то это будет означать, что есть зависимость галлиевой аномалии от энергии нейтрино, что, в свою очередь, означает необходимость новой физики, но при этом стерильные осцилляции не являются основной причиной галлиевой аномалии.

5. ИСТОЧНИК ДЛЯ НОВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте BEST-2, который изначально предлагался с источником ^{65}Zn [29, 30], будет использоваться источник монохроматических нейтрино ^{58}Co .

Предполагается, что источник ^{58}Co будет изготовлен облучением никеля в реакторе на быстрых нейтронах по реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$, т.е. основная масса активной части источника будет состоять из никеля (см. разд. 10).

Схема распада изотопа ^{58}Co приведена на рис. 2.

Источник ^{58}Co излучает монохроматические нейтрино с энергией 1497 кэВ (98.8%) с небольшой добавкой нейтрино 633 кэВ (1.2%). Сечение захвата таких нейтрино на ^{71}Ga $\sigma = 253 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$, в 4.4 раза больше, чем для нейтрино от ^{51}Cr [31]. Ошибка сечения ($1.0^{+0.17}_{-0.07}$) взята из оценок Дж. Бакала для энергий нейтрино *пер*-линии от Солнца (1442 кэВ) [32].

Напомним, что источник ^{65}Zn излучает нейтрино с энергией 1350 (47.8%) и 235 (50.7%) кэВ [29, 30].

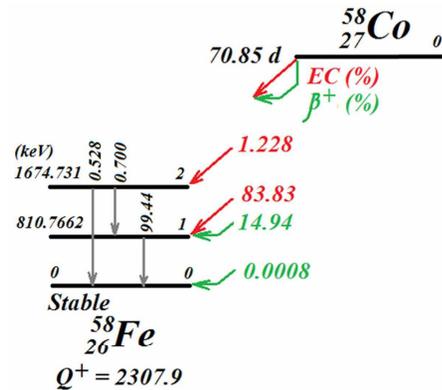


Рис. 2. Схема распада ^{58}Co

Из-за меньшей энергии и меньшего выхода нейтрино для сравнимой статистики активность такого источника должна быть заметно выше.

6. РАЗДЕЛЕНИЕ ГАЛЛИЕВОЙ МИШЕНИ НА ЗОНЫ

В новом эксперименте для определения параметра осцилляций Δm^2 необходимо измерить скорости захвата на разных длинах пробега нейтрино, поэтому важно увеличить пространственное разрешение детектора. Этого можно достичь увеличением количества зон галлиевой мишени, которые будут находиться на разных расстояниях от источника. Проблема разделения мишени на зоны в том, что это сильно удорожает эксперимент. Соответственно число зон увеличивается число счетчиков, счетных каналов и систем перекачки галлия из зон мишени в химические реакторы для проведения процедур извлечения образующегося ^{71}Ge . При этом, поскольку масса галлия в мишени фиксирована, из-за уменьшения среднего пробега в зоне меньшей толщины уменьшается статистика в конкретных зонах. Из-за этого требуется использование более интенсивного источника. Самый простой вариант увеличения количества зон мишени — разделение в существующей двухзонной мишени, которая использовалась в BEST, внешней цилиндрической зоны цилиндрической оболочкой на две части, имеющие примерно равную толщину галлия. Средняя толщина галлия в трех зонах мишени составит примерно 52, 27 и 27 см. Статистика первой зоны в этом случае будет вдвое больше, чем во второй и в третьей зонах. Ту же статистику можно получить делением на две равные по толщине части внутренней, шаровой, зоны. Однако в этом случае масса галлия в зонах ока-

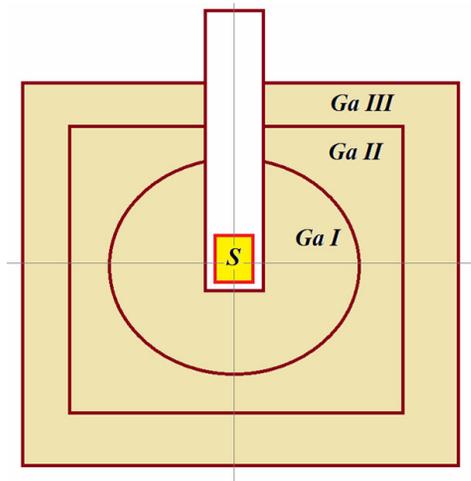


Рис. 3. Схема галлиевой мишени в эксперименте BEST-2. Источник ^{58}Co (S) помещается в общий центр всех трех зон мишени через вертикальную трубу. Внешние границы второй и третьей зон мишени (Ga II и Ga III) сделаны в форме вертикально расположенных цилиндров

зывается слишком маленькой для работы системы извлечения атомов ^{71}Ge из галлия.

Заметим, что если разделить галлиевую мишень на 4 зоны с равной толщиной галлия, то статистика в двух внешних зонах не изменится, а в двух внутренних будет равна статистике в двух внешних зонах. Поскольку в двух внутренних зонах количество галлия меньше, чем в двух внешних зонах, фон от солнечных нейтрино в них будет меньше. Поэтому делать 4 зоны кажется более выгодным, чем делать 3 зоны. Однако, как показал наш анализ, использование в эксперименте четырех зон при фиксированной общей массе мишени и активности источника не приводит к заметному изменению чувствительности эксперимента к определению параметров осцилляций. Поэтому в эксперименте BEST-2 предполагается использовать 3 зоны галлиевой мишени (рис. 3).

Примерные размеры зон мишени, таким образом, будут следующие: внутренний радиус шаровой мишени 67 см; внутренний радиус и высота средней цилиндрической оболочки мишени 83 см и $83 \cdot 2 = 166$ см; внутренний радиус и высота внешнего цилиндра, ограничивающего третью зону, — 109 см и 234 см.

На рис. 4 приведены распределения вероятностей захвата нейтрино в галлии в зависимости от расстояния между точками излучения в источнике и захвата в трех зонах мишени, а также суммарное распределение по всем зонам. Распределения получены методом Монте-Карло для источника с равномерно излучающей частью в форме цилиндра диамет-

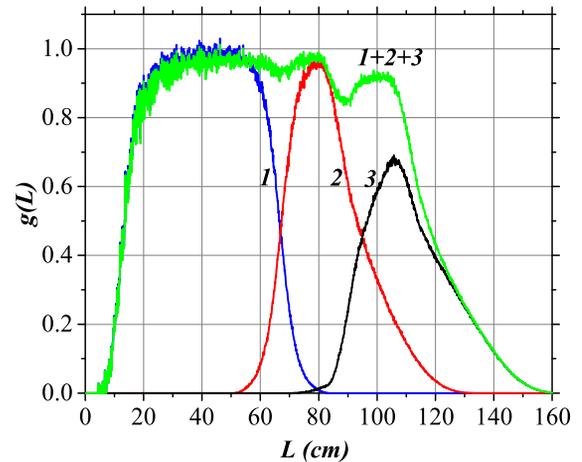


Рис. 4. Распределения вероятностей захвата нейтрино галлием в зависимости от расстояния между точками излучения и захвата L в трех зонах мишени в относительных единицах

ром 14 см и высотой 26 см (объем 4 л), размещенного в общем центре зон мишени. В такой объем может поместиться до 36 кг никеля, из которого производится кобальтовый источник. Количество никеля, необходимое для изготовления источника, будет, скорее всего, меньше, поэтому оценки чувствительности эксперимента, приведенные ниже, являются консервативными.

7. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НА СКОРОСТИ СЧЕТА

В данном эксперименте будет исследоваться гипотеза осцилляций электронных нейтрино в стерильные состояния с большими значениями параметра Δm^2 ($\sim 1 \text{ эВ}^2$). Заметим, что здесь могут быть исследованы переходы в любые состояния, в том числе в антинейтрино, поскольку на галлиевой мишени регистрируются только электронные нейтрино.

Осцилляции уменьшают скорости захвата нейтрино в галлиевой мишени. Уменьшение скоростей захвата зависит от параметров осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ в соответствии с вероятностью выживания (1). Для монохроматических нейтрино величина P_{ee} имеет синусоидальную зависимость от расстояния L между точками рождения и поглощения нейтрино. В галлиевой мишени нет возможности выделять по расстояниям каждое событие, и количество захватов нейтрино суммируется по всем расстояниям внутри каждой зоны. Поэтому вероятности вы-

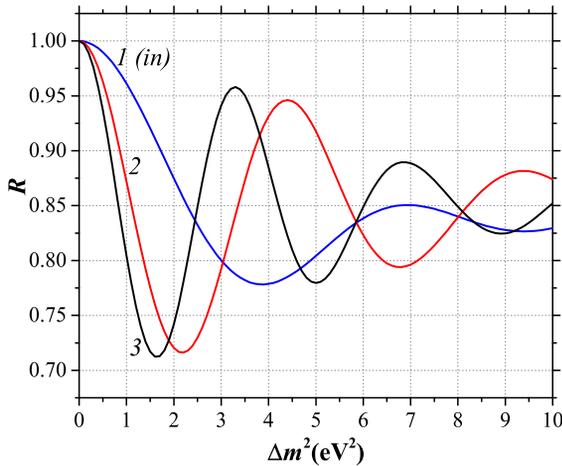


Рис. 5. Скорости захвата нейтрино в трех зонах мишени BEST-2 в зависимости от параметра Δm^2 для фиксированного значения параметра $\sin^2 2\theta = 0.30$

живания усредняются также по всем расстояниям внутри зон.

Для трех зон зависимости ожидаемых скоростей захвата в разных зонах мишени от параметра Δm^2 показаны на рис. 5 для значения $\sin^2 2\theta = 0.30$.

Скорости захвата в разных зонах мишени по-разному меняются с изменением параметра Δm^2 . Отношения скоростей захвата нейтрино в разных зонах мишени приведены на рис. 6. Видно, что в области Δm^2 от приблизительно 0.5 до 6 эВ² отношения скоростей захвата существенно различаются, что позволяет определить параметр Δm^2 , если он будет находиться в указанном интервале значений. Для заданного значения амплитуды осцилляций $\sin^2 2\theta$ на рисунке приведены ограничения на отношения скоростей захвата в разных зонах мишени $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$, по которым строится область чувствительности эксперимента к определению параметров осцилляций (см. разд. 12).

Определение параметра Δm^2 возможно в областях Δm^2 , в которых разница скоростей счета в разных зонах мишени окажется больше ошибок измерения этих скоростей. Отношение скоростей счета в разных зонах становится близким к единице для значений $\Delta m^2 > 10$ эВ². На рис. 6 видны также слепые зоны, в которых отношения всех скоростей счета равны единице — около значений $\Delta m^2 = 6$ и 8 эВ². В таких областях определение параметра Δm^2 в этом эксперименте будет невозможным.

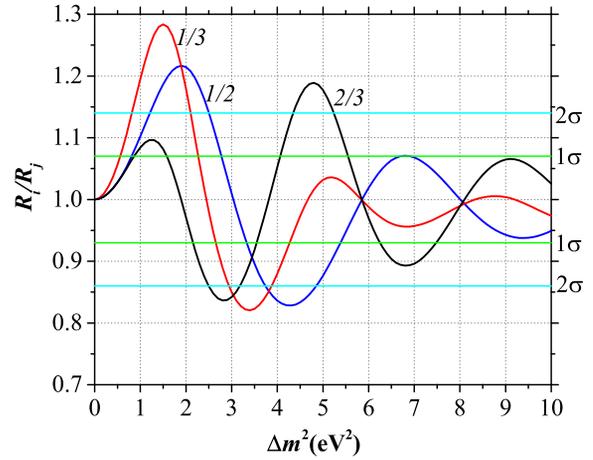


Рис. 6. Попарные отношения скоростей захвата нейтрино в трех зонах мишени BEST-2 в зависимости от параметра Δm^2 для фиксированного значения параметра $\sin^2 2\theta = 0.30$

8. ВРЕМЯ ОБЛУЧЕНИЯ

Эксперимент BEST-2 будет набирать события по схеме других галлиевых экспериментов. Цикл измерений состоит из нескольких процедур: 1) облучение галлиевой мишени нейтрино от источника; 2) извлечение образовавшихся в нейтринных взаимодействиях атомов ^{71}Ge ; 3) перевод извлеченного германия в газ (моногогерман, GeH_4) и помещение его в газовый пропорциональный счетчик; 4) счет распадов ^{71}Ge в пропорциональном счетчике. Для увеличения статистики событий проводится несколько циклов измерений m . Обычно $m = 10$. Времена облучений и извлечений во всех измерениях остаются одинаковыми. Кроме увеличения статистики многократное проведение измерений приводит к уменьшению некоторых систематических ошибок [25].

На рис. 7 приведено количество событий в шаровой зоне мишени при облучении ее источником ^{58}Co активностью 0.40 МКи в зависимости от длительности одного облучения t_1 , которое одинаково для всех облучений.

На этом рисунке показана зависимость числа событий от времени одного облучения t_1 :

$$N(t_1) = \frac{p}{\lambda_1 - \lambda_0} (e^{-\lambda_0 t_1} - e^{-\lambda_1 t_1}) \times \frac{1 - e^{-\lambda_1(t_1+t_2)m}}{1 - e^{-\lambda_1(t_1+t_2)}} \epsilon, \quad (2)$$

Здесь $\lambda_0 = \ln 2/11.43$ сут и $\lambda_1 = \ln 2/70.86$ сут — постоянные распада ^{71}Ge и изотопа источника ^{58}Co ; p — скорость захвата нейтрино от источника в начале первого облучения; m — число облучений;

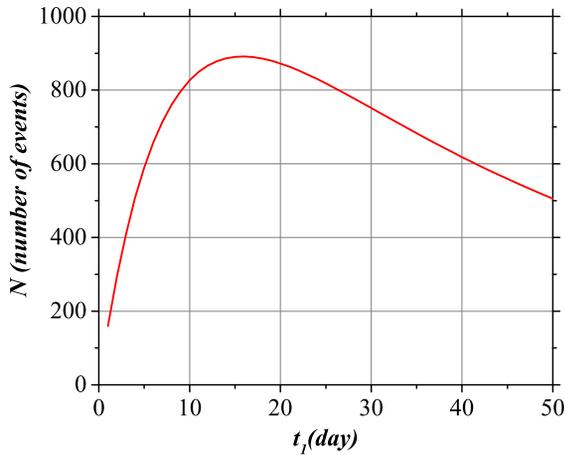


Рис. 7. Число событий от распада ^{58}Co в зависимости от длительности одного облучения t_1 для начальной активности 400 кКи

$\varepsilon = 0.5$ — суммарная эффективность всех процедур эксперимента или отношение количества зарегистрированных распадов и числа атомов ^{71}Ge в мишени в момент извлечения. Для оценок мы фиксируем число облучений $m = 10$. Время $t_2 = 1$ сут — перерыв в облучениях для извлечения и измерения активности.

Максимальная статистика в эксперименте достигается в точке экстремума, при значении $t_1=16$ сут. Для активности источника 400 кКи суммарное число зарегистрированных импульсов ожидается равным $N=891$.

9. АКТИВНОСТЬ ИСТОЧНИКА

Для оценок чувствительности эксперимента с источником ^{58}Co была использована статистика эксперимента BEST [25]. В эксперименте BEST статистика событий в одной зоне была примерно 700 событий. Поэтому и в новом эксперименте активность источника должна быть такой, чтобы число событий в первой зоне мишени было порядка 700, а в двух других — по 350.

Скорость захвата нейтрино от монохроматического источника вычисляем по формуле [8]

$$p = AD \langle L \rangle \sigma, \tag{3}$$

где $D = 2.1 \cdot 10^{22}$ ат. $^{71}\text{Ga}/\text{см}^3$ — плотность атомов ^{71}Ga в мишени; A — активность источника; $\langle L \rangle = 53$ см — средний пробег нейтрино в Ga в одной зоне мишени BEST; $\sigma = 253 \cdot 10^{-46}$ см² — сечение захвата нейтрино от источника ^{58}Co ядрами ^{71}Ga .

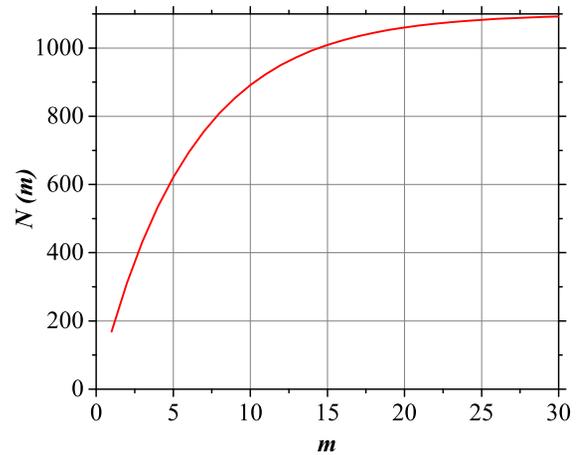


Рис. 8. Зависимость числа событий N от количества экспозиций m для эксперимента с источником ^{58}Co

Количество извлекаемого ^{71}Ge определяется по формуле (2) для значений времени одного облучения $t_1 = 16$ сут и временного интервала между соседними экспозициями $t_2 = 1$ сут.

С учетом того, что осцилляции подавляют скорость счета на 20%, количество событий в первой зоне мишени должно быть $N \approx 700/0.8 = 875$.

На рис. 8 приведена зависимость числа регистрируемых атомов ^{71}Ge N от числа экспозиций m (формула (2) в разд. 8). При начальной скорости захвата нейтрино $p = 36$ сут⁻¹ можно за $m = 10$ облучений достичь необходимого количества событий в первой (шаровой) зоне, $N = 891$.

Для получения такой статистики необходима активность источника ^{58}Co $A = 400$ кКи.

Заметим, что при активности источника почти на порядок меньшей, чем в эксперименте BEST (3.4 МККи), число событий в новом эксперименте ожидается таким же, как в BEST. Причина этого в следующем: 1) при большей энергии нейтрино сечение захвата в новом эксперименте выше в 4.4 раза; 2) большее время жизни источника в новом эксперименте ($T_{1/2} = 71$ сут против 27.7 сут в BEST), из-за чего больший вклад вносят более поздние облучения. Поэтому увеличивается длительность облучений ($t_1 = 16$ сут, в BEST — 9 сут).

10. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ИСТОЧНИКА

Источник ^{58}Co может быть наработан в реакторе на быстрых нейтронах по реакции



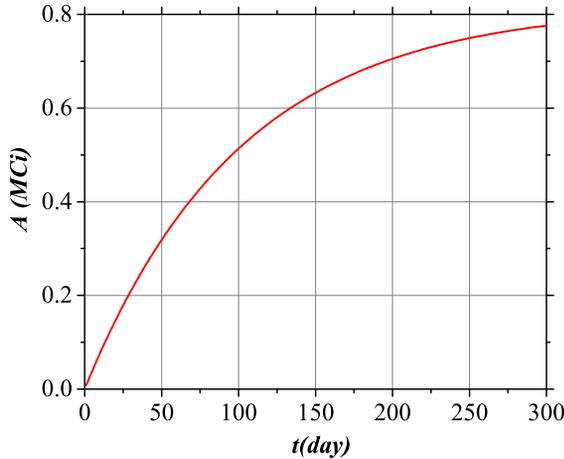


Рис. 9. Нароботка активности ^{58}Co в потоке быстрых нейтронов $\Phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ из 15 кг природного никеля

Для нейтронов с энергией 14–15 МэВ сечение реакции (4) можно оценить по схеме, предложенной в работе [33], и оно равно $\sigma = 0.346$ б. С учетом широкого спектра нейтронов в реакторах на быстрых нейтронах сечение такой реакции будет, видимо, меньше: $\sigma = 0.14396$ [34]. В дальнейших оценках будет использоваться именно это значение сечения.

Образование изотопа ^{58}Co в постоянном потоке быстрых нейтронов описывается формулой

$$N_{\text{Co}}(t) = \frac{N_{\text{Ni}}(0)\Phi\sigma}{\Phi\sigma - \lambda} (e^{-\lambda t} - e^{-\Phi\sigma t}). \quad (5)$$

Здесь $N_{\text{Ni}}(0)$ — начальное количество атомов ^{58}Ni в потоке нейтронов Φ ; σ — сечение захвата нейтронов изотопом ^{58}Ni ; λ — постоянная распада ^{58}Co . Соответственно, активность кобальта составит

$$A(t) = \lambda N_{\text{Co}}(t).$$

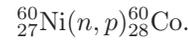
Поток быстрых нейтронов в реакторе БОР60 (НИИАР) достигает $3.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [35], а в реакторе БН600 — $2.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для оценок рассмотрим наработку активности ^{58}Co в потоке быстрых нейтронов $\Phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. На рис. 9 показана кривая наработки активности для 15 кг природного никеля в условиях, когда образующийся ^{58}Co не выгорает, т. е. не взаимодействует с нейтронами в реакторе.

Необходимая для эксперимента активность ^{58}Co 0.4 МКи нарабатывается примерно за 70 сут облучения.

Изотоп ^{58}Ni в природном никеле составляет 68.27%, и в 15 кг природного никеля будет

$N_{\text{Ni}}(0) = 1.1 \cdot 10^{26}$ атомов ^{58}Ni . Захваты нейтронов другими изотопами никеля не приводят к образованию радиоактивных изотопов, кроме реакции



Сечение этой реакции составляет $\sigma_{60} \approx 0.040$ б [33]. С учетом природного содержания ^{60}Ni (26.1%) скорость образования ^{60}Co ($v_{\text{prod}} \propto f\sigma$) меньше скорости образования основного изотопа (^{58}Co) примерно в 9.4 раза. Соответственно, скорости распада изотопов в источнике ($v_{\text{decay}} \propto \lambda v_{\text{prod}} t$) различаются примерно в 250 раз.

Для обогащенного по изотопу 68 никеля можно ожидать наработки той же активности в реакторе при массе никеля на 30% меньше, т. е. около 10 кг. Объем излучающей части в этом случае может быть порядка 1.2 л, всего в 2 раза больше, чем объем излучающей части хромового источника в эксперименте BEST.

Обогащение никеля для источника может привести также к дополнительной очистке материала от элементов, образующих радиоактивные примеси, которые увеличивают ошибку измерения активности источника калориметрическим методом. Например, в эксперименте BEST в процессе обогащения хрома была достигнута чистота материала, при которой ошибка измерения тепловой мощности источника от радиоактивных примесей оказалась пренебрежимо малой ($\sim 5 \cdot 10^{-6}$) [36].

11. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Оценим статистические ошибки галлиевых измерений с источником. Будем считать, что число извлекаемых атомов ^{71}Ge имеет пуассоновское распределение, в котором статистическая ошибка равна квадратному корню из числа событий, $\sigma = \sqrt{N}$. Число посчитанных распадов ^{71}Ge тоже имеет пуассоновское распределение. Но из-за того, что здесь присутствует фон счетчиков, ошибка будет больше: $\sigma = \alpha\sqrt{N}$, где $\alpha > 1$.

Рассмотрим ошибку для одной зоны мишени. После m облучений получаем набор $\{N_i\}$ m чисел зарегистрированных распадов ^{71}Ge в пропорциональных счетчиках. Суммарное число событий и его ошибка равны

$$N = \sum_{i=1}^m N_i, \quad \sigma = \alpha \sqrt{\sum_{i=1}^m N_i}.$$

Распадающийся ^{71}Ge образуется от источника и от солнечных нейтрино, которые составляют единственный фон в эксперименте. Будем считать, что от Солнца в каждом облучении длительностью t_1 образуется одинаковое число атомов ^{71}Ge — N_{Sun} . Тогда суммарное число событий от источника равно

$$N_S = \sum_{i=1}^m N_i - mN_{Sun},$$

а ошибка этого числа равна

$$\sigma = \alpha \sqrt{\sum_{i=1}^m N_i + mN_{Sun}}.$$

Относительная ошибка составит

$$\delta = \frac{\sigma}{N_S} = \alpha \frac{\sqrt{N_S + 2mN_{Sun}}}{N_S}.$$

Для $\alpha = 1$ оценим ошибки для трехзонной мишени. В трехзонной мишени во внутренней шаровой зоне число событий в новом эксперименте равно числу событий в этой же зоне в BEST, т. е. $N_S = 700$, а в двух других — в 2 раза меньше, т. е. по 350. Здесь уже учтено, что эффективность счета извлекаемых атомов ^{71}Ge равна $\varepsilon = 0.5$ [25]. Число регистрируемых событий от Солнца равно [12]

$$N_{Sun} = \frac{v_{Sun}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \varepsilon.$$

Здесь λ — постоянная распада образуемого в мишени ^{71}Ge , t — длительность облучения мишени солнечными нейтрино до очередного извлечения. Для галлиевой мишени массой 50 т скорость захвата нейтрино от Солнца равна [12]

$$v_{Sun} = 1 \text{сут}^{-1} (66.1 \pm 3.1 \text{SNU}).$$

В табл. 1 приведены массы зон мишеней M (в тоннах), число ожидаемых событий от источника N_S и от солнечных нейтрино N_{Sun} для длительности одного облучения $t = t_1$, а также относительные статистические ошибки δ .

Статистические ошибки в зонах 2 и 3 несколько различаются из-за разной массы галлия в зонах мишени, из-за чего вклады солнечных нейтрино в этих зонах различны.

По опыту измерений солнечных нейтрино для числа зарегистрированных распадов ^{71}Ge больше 10 в L - или K -пиках значение α не превышает 1.1. Отметим, что события от распадов ^{71}Ge в пропорциональных счетчиках формируют в спектре импульсов два пика (L - и K -пики) в области энергий 1.2

Таблица 1.

№ зоны	$M, \text{т}$	N_S	N_{Sun}	$\delta(\alpha=1)$
1	7.7	700	0.9	0.038
2	14.7	350	1.7	0.056
3	26.8	350	3.1	0.058

и 10.4 кэВ [9]. Для источника ^{58}Co активностью 400 кКи во всех облучениях, включая последнее, десятое, количество событий в L - и K -пиках распадов ^{71}Ge будет заведомо больше: в десятом облучении ожидаемое число импульсов в каждом пике будет равно

$$N_{L(K)} = \frac{p}{\lambda_0 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_0 t_1}) \times \\ \times e^{-\lambda_0(t_1+t_2)(m-1)} \varepsilon P_{GA} P_{2,3} = 8.$$

Здесь $p = 36 \text{сут}^{-1}$ — скорость захвата нейтрино во внутренней зоне мишени в начале первого облучения; λ_0 и λ_1 — постоянные распада ^{58}Co и ^{71}Ge ; $m = 10$ — число облучений; t_1 и t_2 — время одного облучения и интервал между облучениями; $\varepsilon = 0.5$ — эффективность регистрации импульса от распада извлеченного из мишени атома ^{71}Ge ; $P_{GA} = 0.8$ — ожидаемое подавление количества образующихся атомов ^{71}Ge из-за галлиевой аномалии; $P_{2,3} = 0.5$ — уменьшение скорости счета во внешних зонах мишени из-за меньшей их толщины по сравнению с толщиной внутренней (шаровой) зоны.

Поэтому можно ожидать, что для суммарного числа событий величина $\alpha \approx 1$.

В табл. 2 приведена ожидаемая статистика, число зарегистрированных событий n_i (т. е. суммарное число событий в L - и K -пиках) в большой, шаровой, зоне мишени в каждом облучении галлиевой мишени источником ^{58}Co активностью 400 кКи. Ожидаемые количества событий в двух других зонах мишени равны половине от приведенных, соответственно средним длинам пробегов нейтрино в Ga этих зон. Облучения проводятся со значениями $t_1 = 16 \text{сут}$ и $t_2 = 1 \text{сут}$; захваты солнечных нейтрино не рассматриваются. Для оценок может также быть полезной информация о дополнительных облучениях, сверх принятого количества $m = 10$.

В первой колонке табл. 2 стоит номер облучения. Во второй колонке даны значения времен окончания облучений относительно начала первого облучения. В последней колонке — суммарная статистика для $m = 10$ и 14 облучений.

Таблица 2.

№	T , сут	n_i	$\sum(n_i)$
1	16	169	
2	33	143	
3	50	121	
4	67	102	
5	84	87	
6	101	73	
7	118	62	
8	135	53	
9	152	45	
10	169	38	891
11	186	32	
12	203	27	
13	220	23	
14	237	19	993

12. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

На рис. 10 приведены области чувствительности эксперимента BEST-2 с источником ^{58}Co активностью 400 кКи для трехзонной галлиевой мишени к определению параметра Δm^2 .

Области чувствительности к определению параметров осцилляций находились по соотношениям между скоростями захвата в разных зонах галлиевой мишени при различных значениях параметров осцилляций.

В отсутствие осцилляций ожидаемая скорость захвата нейтрино в зоне мишени i равна

$$v_{0i} = A \sum_n g_i(L_n).$$

Здесь A — множитель, включающий активность источника, сечение захвата нейтрино в галлии и плотность атомов галлия в мишени. Суммирование проводится по всем длинам L по значениям функции $g_i(L)$ — распределениям вероятностей захвата нейтрино в галлии в зоне мишени i по расстояниям, показанным на рис. 4.

В условиях осцилляций ожидаемые скорости захвата будут равны

$$v_{ilk} = A \sum_n g_i(L_n) P_{ee-n-lk}.$$

Здесь

$$P_{ee-n-lk} = P_{ee-n}(\Delta m_l^2, \sin^2 2\theta_k)$$

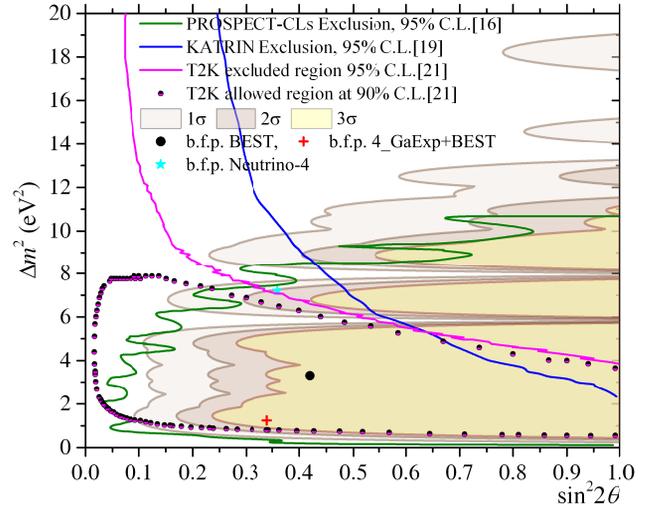


Рис. 10. Области чувствительности к определению параметра Δm^2 на трехзонной мишени с внутренней сферой. Приведены также области параметров, которые исключены по анализу экспериментов PROSPECT [16], KATRIN [19] и T2K [21] (справа от ограничивающих кривых), а также показана область допустимых параметров, полученная в эксперименте T2K [21]

— вероятность выживания электронных нейтрино на расстоянии L_n от точки рождения в условиях осцилляций с параметрами ¹⁾

$$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (\Delta m_l^2, \sin^2 2\theta_k).$$

В анализе мы использовали относительные скорости захвата нейтрино в зоне мишени i в условиях осцилляций:

$$R_{ilk} = \frac{v_{ilk}}{v_{0i}}.$$

Для каждой точки параметров осцилляций (l, k) находим разности

$$D(l, k) = \max_{i,j=1,2,3; i < j} \left| 1 - \frac{R_{ilk}}{R_{jlk}} \right|.$$

Таким образом, значение $D(l, k)$ определяется максимальной разностью между ожидаемыми скоростями захвата в разных зонах мишени для данных значений параметров осцилляций. Пример скоростей захвата для разных значений параметра Δm^2

¹⁾ Для источника с двумя линиями нейтрино, каким является источник ^{58}Co , вероятность выживания вычисляется по формуле $P_{ee} = P_1 \frac{1 + \alpha P_2 / P_1}{1 + \alpha}$, где $\alpha = \frac{f_2 \sigma_2}{f_1 \sigma_1}$; P_1 и P_2 — вероятности выживания нейтрино с энергиями E_1 и E_2 , а f_i и σ_i — выходы нейтрино таких энергий в распадах изотопа источника и сечения захвата их в галлии. Для ^{58}Co $E_1 = 1497$ кэВ, $f_1 = 0.988$, $\sigma_1 = 253 \cdot 10^{-46}$ см² и $E_2 = 633$ кэВ, $f_2 = 0.012$, $\sigma_2 = 46.5 \cdot 10^{-46}$ см², и $\alpha = 0.00255$.

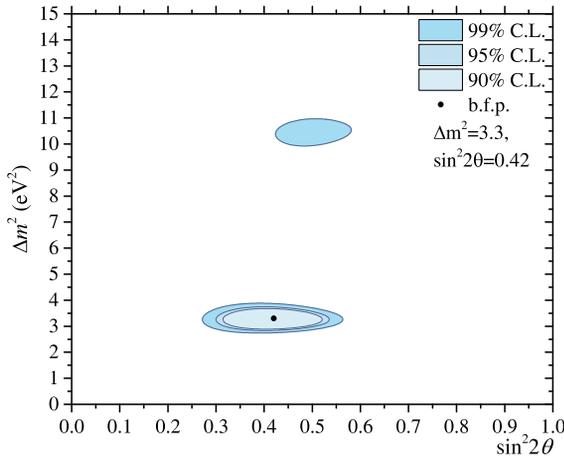


Рис. 11. Пример областей допустимых параметров осцилляций, которые находятся внутри области чувствительности эксперимента: $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (3.3 \text{ эВ}^2, 0.42)$ при измеренных скоростях счета $(R_1, R_2, R_3) = (0.70, 0.78, 0.94)$

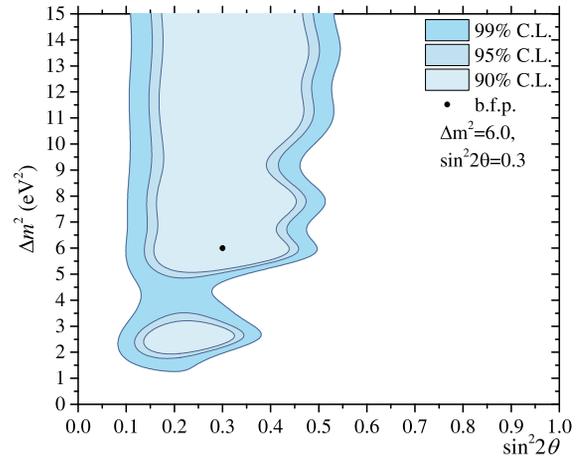


Рис. 12. Пример областей допустимых параметров осцилляций, которые не попадают в область чувствительности эксперимента: $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (6.0 \text{ эВ}^2, 0.3)$ при измеренных скоростях счета $(R_1, R_2, R_3) = (0.84, 0.82, 0.85)$

при фиксированном значении $\sin^2 2\theta$ приведен на рис. 5.

Границы областей чувствительности строились по элементам двумерной матрицы $D(l, k)$, которая определялась для значений Δm^2 с шагом 0.05 эВ^2 и для $\sin^2 2\theta$ с шагом 0.002 , по значениям $D(l, k) = 1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$, где стандартное отклонение $\sigma = 7\%$. Значение 7% примерно соответствует статистической ошибке ожидаемого результата измерения скорости счета в одной из внешних зон (второй или третьей) в отсутствие осцилляций. Таким образом, для построения областей чувствительности мы использовали упрощенную схему с фиксированной статистической ошибкой. Такое упрощение практически не влияет на определение границ областей чувствительности, так как ошибка заметно меняется только при больших амплитудах осцилляций, т.е. в области больших значений $\sin^2 2\theta$.

Построенные таким образом кривые ограничивают области, внутри которых значения параметров осцилляций $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ могут быть определены однозначно для уровней значимости 2σ и выше. В этом случае области допустимых параметров осцилляций образуют единую компактную область с неопределенностями порядка нескольких десятков процентов. Вне зоны чувствительности области допустимых значений параметра Δm^2 распадаются на множество разделенных областей с разными значениями Δm^2 , а при малых амплитудах $\sin^2 2\theta$ получаемые области допустимых значений Δm^2 распределяются непрерывно от некоторого малого значе-

ния до бесконечности. В таких случаях считается, что параметр Δm^2 определить нельзя. Примеры областей допустимых параметров осцилляций, которые могут получиться по результатам эксперимента, приведены на рис. 11 и 12.

На рис. 10 также приведена кривая, исключающая область параметров осцилляций по данным эксперимента PROSPECT [16]. Видно, что эти данные практически полностью исключают область параметров осцилляций, в которой чувствителен новый галлиевый эксперимент. Часть области чувствительности к определению допустимых параметров эксперимента BEST-2 исключается также данными эксперимента T2K [21]. При этом область допустимых параметров осцилляций, полученная в том же эксперименте T2K [21], может быть проверена в эксперименте BEST-2. Кроме того, в работе [23] по данным эксперимента IceCube получены области допустимых параметров осцилляций в стерильные состояния наблюдаемых мюонных нейтрино, включающие значения параметра $2.4 \text{ эВ}^2 < \Delta m^2 < 9.6 \text{ эВ}^2$ на уровне значимости 90% . На рис. 10 ограничения IceCube не приведены, поскольку амплитуды осцилляций в работе [23] заданы в других единицах $(|U_{\mu 4}|^2 \text{ и } |U_{\tau 4}|^2)$.

На рис. 11 показан пример реализации, когда считается, что параметры осцилляций попадают внутрь области чувствительности. На рисунке область допустимых параметров оказывается локализованной в ограниченной области параметров.

Пример того, когда считается, что параметры осцилляций находятся вне области чувствительности

к определению параметров осцилляций, показан на рис. 12. Здесь параметр Δm^2 почти равновероятно может принимать любые значения от ~ 6 эВ² до бесконечности.

13. ОБЛАСТИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Области допустимых значений параметров осцилляций определяются по значениям функции [24]

$$\chi^2(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (\mathbf{R}_{meas} - \mathbf{R}_{calc})^T \mathbf{V}^{-1} (\mathbf{R}_{meas} - \mathbf{R}_{calc}),$$

где \mathbf{R}_{meas} и \mathbf{R}_{calc} — векторы отношений измеренных и вычисленных скоростей счета в исследуемых наборах данных при параметрах осцилляций $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ к ожидаемым скоростям счета в отсутствие осцилляций; \mathbf{V} — ковариантная матрица, включающая статистические и систематические, в том числе некоррелированные, ошибки эксперимента. В области исследуемых параметров находим наиболее вероятное (BF, best fit) значение $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)_{BF}$, при котором функция $\chi^2 = \chi_{min}^2$ принимает минимальное значение. Области допустимых параметров показаны на рис. 11 и 12 и определяются по значениям параметров, которые находятся из неравенства

$$\chi^2 < \chi_{min}^2 + \Delta\chi^2,$$

где $\Delta\chi^2 = 2.30, 6.18, 11.83$ для уровней значимости 1σ (68.27%), 2σ (95.45%), 3σ (99.73%) для распределений с двумя степенями свободы.

На рис. 10 показано, что оба BF-значения, полученные в эксперименте BEST, — по данным эксперимента BEST и по данным всех галлиевых экспериментов с источниками — входят в область значений параметров, где параметры могут быть определены с уровнем значимости 3σ :

$$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (3.3, 0.42) \text{ и } (1.25, 0.34).$$

BF-значения параметров осцилляций, полученные в эксперименте Нейтрино-4,

$$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (7.2, 0.36),$$

находятся на границе области чувствительности эксперимента BEST-2 с источником ^{58}Co (на границе области уровня значимости 2σ). В эксперименте с источником ^{65}Zn с меньшей энергией излучаемых нейтрино (1350 кэВ вместо 1497 кэВ) эта область оказывалась нечувствительной к центральному значению результата эксперимента Нейтрино-4.

14. ВОЗМОЖНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА BEST-2

Рассмотрим, какие физические результаты можно ожидать от эксперимента BEST-2. Для этого зададимся двумя параметрами: 1) суммарная скорость счета по всем зонам мишени R_0 , 2) максимальная разница между скоростями счета в разных зонах мишени ΔR . Суммарная скорость счета R_0 будет сравниваться со скоростью счета $R = 0.80 \pm 0.05$, полученной по результатам всех предыдущих галлиевых экспериментов с источниками.

В зависимости от этих двух параметров результат эксперимента может быть отнесен к одному из трех вариантов.

1. Если $R_0 \approx R$ и $\Delta R > 2\sigma$, т.е. полученная скорость счета примерно совпадает со скоростью предыдущих галлиевых экспериментов с источниками и наблюдается значительная разница в скоростях счета в разных зонах мишени, то это будет означать, что галлиевая аномалия связана с осцилляциями в стерильные состояния и параметры этих осцилляций будут определены в этом же эксперименте, т.е. параметры осцилляций находятся внутри области чувствительности к определению параметров.

2. Если $R_0 \approx R$ и $\Delta R < 2\sigma$, т.е. разница в скоростях счета в разных зонах мишени оказывается небольшой, то стерильные осцилляции остаются возможным решением проблемы галлиевой аномалии, галлиевая аномалия будет подтверждена на более высоком статистическом уровне значимости, но параметры осцилляций определены не будут, т.е. параметры осцилляций находятся вне области чувствительности к определению параметров.

3. Если $R_0 \neq R$, т.е. измеренная скорость счета будет заметно отличаться от скоростей счета в предыдущих галлиевых экспериментах, то при любой разнице в скоростях счета между разными зонами мишени будет определена зависимость галлиевой аномалии от энергии нейтрино. В этом случае осцилляции в стерильные состояния не могут быть причиной галлиевой аномалии, хотя при этом стерильные осцилляции могут давать неосновной вклад в галлиевую аномалию. И для объяснения основного вклада в галлиевую аномалию придется искать другие гипотезы.

15. ЭКСПЛУАТАЦИЯ ИСТОЧНИКА

Нейтринный источник ^{58}Co , предлагаемый для эксперимента BEST-2, будет иметь характеристи-

ки, которые необходимо учитывать при работе с ним. Главные из них — это тепловыделение и радиационная активность. Они оказываются значительно выше соответствующих значений характеристик источников ^{51}Cr и ^{37}Ar , которые использовались в предыдущих галлиевых экспериментах.

15.1. Тепловыделение источника

Тепло, выделяемое в источнике, будет воздействовать на материалы ядерного реактора и конструкционные материалы защиты и оболочек зон мишени, которые могут деформироваться при тепловых перегрузках.

Для оценок тепловыделения источника будем считать, что в тепло уходит вся энергия, выделяющаяся при распаде ядер изотопа, за исключением энергии, которая уносится нейтрино. Защитные оболочки источника поглощают все излучаемые заряженные частицы и все гамма-излучение. В оценках пренебрегалось выходом фотонов больших энергий за пределы защиты источника, а также тепловыделением примесей, которые, скорее всего, будут давать вклад меньше 1%.

В табл. 3 приведены энергии фотонов и их выход при распаде ^{58}Co [37].

Таблица 3.

E_γ , кэВ	Выход γ -линии f , %
511	29.88
810.76	99.44
864	0.70
1674.7	0.528

Тепловыделение источника будет равно

$$P = \sum_i E_i f_i + E_e.$$

Здесь $E_e \approx 40$ кэВ/распад — энергия оже-электронов. Выделение тепловой энергии составит около 1 МэВ/распад и тепловая мощность источника активностью 400 кКи будет около 2.4 кВт.

Для сравнения, тепловыделение нейтринного источника ^{51}Cr активностью 3.4 МККи в эксперименте BEST составляло 740 Вт [25].

Высокое тепловыделение, возможно, потребует специального охлаждения источника во время его нахождения внутри галлиевых мишеней, а также в устройствах, в которых будет измеряться его активность.

15.2. Радиационная активность источника

Оценим условия безопасной работы с источником с точки зрения радиационного облучения персонала лаборатории.

Мощности дозы облучения персонала источником ^{58}Co будем оценивать по формуле

$$d\dot{r} = A \varepsilon_g E_\gamma D f / m.$$

Здесь A — активность источника; ε_g — геометрическая эффективность, т. е. вероятность попадания фотона, вышедшего с поверхности защиты источника, в тело человека; E_γ — энергия фотона; D — фактор прохождения излучения через защиту; f — выход излучения в распаде изотопа; m — масса среднего человека.

Считаем, что в непосредственной близости от источника, в 10 см от его центра, геометрическая эффективность $\varepsilon_g = 0.2$ и масса среднего человека $m = 70$ кг. По мере удаления от источника на расстояние L мощность дозы уменьшается пропорционально $1/L^2$.

Для оценок предполагалось, что диаметр излучающей части источника составит около 10 см. Тогда, поскольку труба, по которой источник опускается в центр галлиевой мишени (рис. 3), имеет диаметр 22 см, биологическая защита источника может иметь толщину до 4 см. Биологическая защита — неснимаемая оболочка активной части источника — может быть изготовлена из вольфрама.

Таблица 4. Коэффициент подавления фотонного излучения для нескольких линий разных источников после прохождения вольфрамовой защиты толщиной 4 см

E_γ , кэВ	D , 4 см
511 (^{58}Co)	$3.2 \cdot 10^{-5}$
811 (^{58}Co)	0.0022
864 (^{58}Co)	0.0029
1115 (^{65}Zn)	0.0083
1173 (^{60}Co)	0.0096
1332 (^{60}Co)	0.014
1675 (^{58}Co)	0.025

В табл. 4 приводятся значения коэффициента D прохождения такой защиты для γ -линий разных элементов, посчитанные по справочным таблицам из [38].

Для источника ^{58}Co активностью 400 кКи мощность дозы непосредственно за биологической

защитой из вольфрама толщиной 4 см составит 5.9 мЗв/с. Здесь учтено также излучение от ^{60}Co , активность которого будет около 1% от начальной активности ^{58}Co .

При допустимой дозе облучения для персонала категории А в течение 1 года $D_0 = 20$ мЗв [39] вблизи источника можно находиться не более $t = D_0/MД = 3.4$ с.

Для сравнения, около источника ^{65}Zn такой же активности (400 кКи) при той же биологической защите можно находиться не более 0.65 с.

Поэтому для работы с источником нужна дополнительная защита. Использование в качестве дополнительной защиты, например, свинцовых кирпичей толщиной 10 см увеличивает допустимое время работы на расстоянии 1 м от источника до 10 часов, т. е. становится вполне реальным для проведения относительно сложных работ. При такой защите (4 см W + 10 см Pb) доля излучения от ^{60}Co и от линии 1675 кэВ в мощности дозы повышается почти до 10%.

Дополнительная свинцовая защита будет задействована только во время нахождения источника вне трехзонной мишени, во время перемещения его между устройствами, в которых будет измеряться его активность.

16. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В новом галлиевом эксперименте BEST-2 будет исследована галлиевая аномалия, которая может быть указанием на проявление новой физики. Разделение галлиевой мишени BEST-2 на три независимых зоны и использование монохроматического источника нейтрино ^{58}Co активностью 400 кКи делают эксперимент чувствительным к гипотезе осцилляций в стерильные состояния в широком диапазоне параметров осцилляций. При попадании параметров осцилляций в области чувствительности эксперимента значения обоих параметров — амплитуды $\sin^2 2\theta$ и частоты Δm^2 — будут определены в эксперименте. В область чувствительности эксперимента попадают наименее вероятные значения параметров осцилляций, полученных в предыдущих галлиевых экспериментах с искусственными источниками нейтрино, а также в эксперименте Нейтрино-4.

В эксперименте будет проведено 10 облучений галлиевой мишени за время около полугода. Статистика эксперимента будет сравнима со статистикой эксперимента BEST, и ошибки обоих экспериментов будут сравнимы.

Энергия нейтрино, рождающихся от источника ^{58}Co , примерно в 2 раза выше, чем в источниках ^{51}Cr и ^{37}Ar , использовавшихся в предыдущих галлиевых экспериментах. Поэтому в эксперименте BEST-2 будет также исследована зависимость галлиевой аномалии от энергии нейтрино. Наблюдение заметного отличия полной скорости захвата нейтрино в экспериментах с нейтрино разных энергий будет означать, что стерильные осцилляции не являются основной причиной галлиевой аномалии. В этом случае необходимо искать другие причины галлиевой аномалии.

Источник ^{58}Co для эксперимента BEST-2 может быть изготовлен из 15 кг природного никеля или из 10 кг никеля, обогащенного по изотопу ^{58}Ni , в (n, p)-реакциях в реакторах на быстрых нейтронах с плотностью потока $\Phi \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Эксперимент BEST-2 представляет уникальную возможность для обнаружения и исследования явлений, связанных с «новой физикой».

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта «Наука», грант № 075-15-2024-541.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Aguilar, L. B. Auerbach, R. L. Burman et al. (LSND Collaboration), *Phys. Rev. D* **64**, 112007 (2001).
2. A. A. Aguilar-Arevalo, A. O. Bazarko, S. J. Brice et al. (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **98**, 231801 (2007).
3. A. A. Aguilar-Arevalo, C. E. Anderson, A. O. Bazarko et al. (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **102**, 101802 (2009).
4. A. A. Aguilar-Arevalo, C. E. Anderson, S. J. Brice et al. (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **105**, 181801 (2010).
5. Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot et al., *Phys. Rev. C* **83**, 054615 (2011).
6. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre et al., *Phys. Rev. D* **83**, 073006 (2011).
7. P. Adamson, F. P. An, I. Anghel et al. (Daya Bay Collaboration, MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 151801 (2016).
8. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin et al. (SAGE Collaboration), *Phys. Rev. C* **59**, 2246 (1999).

9. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin et al. (SAGE Collaboration), *Phys. Rev. C* **73**, 045805 (2006).
10. W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko et al. (GALLEX Collaboration), *Phys. Lett. B* **420**, 114 (1998).
11. F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser et al., *Phys. Lett. B* **685**, 47 (2010).
12. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev et al. (SAGE Collaboration), *Phys. Rev. C* **80**, 015807 (2009).
13. C. Giunti and C. A. Ternes, arXiv:2312.00565[hep-ph].
14. H. Almazán, L. Bernard, A. Blanchet et al. (The Stereo Collaboration), *Phys. Rev. D* **102**, 052002 (2020).
15. H. Almazán, L. Bernard, A. Blanchet et al. (The Stereo Collaboration), arXiv:2210.07664v2 [hep-ex].
16. M. Andriamirado, A. B. Balantekin, C. D. Bass et al. (The PROSPECT Collaboration), arXiv:2406.10408v1 [hep-ex].
17. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin et al., *Phys. Lett. B* **787**, 56 (2018), arXiv:1804.04046 (2018).
18. Y. J. Ko, B. R. Kim, J. Y. Kim et al., *Phys. Rev. Lett.* **118**, 121802 (2017).
19. M. Aker, D. Batzler, A. Beglarian et al. (KATRIN Collaboration), arXiv:2201.11593v1 [hep-ex].
20. S. Jana, L. Puetter, and A. Yu. Smirnov, arXiv:2408.01488v1 [hep-ph].
21. K. Abe, J. Adam, H. Aihara et al. (The T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **91**, 051102 (2015); arXiv:1410.8811v1 [hep-ex].
22. A. P. Serebrov, R. M. Samoilo, V. G. Ivochkin et al., *Phys. Rev. D* **104**, 032003 (2021).
23. R. Abbasi, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube Collaboration), arXiv:2406.00905v1 [hep-ex].
24. V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin et al., *Phys. Rev. Lett.* **128**, 232501 (2022).
25. V. V. Barinov, S. N. Danshin, V. N. Gavrin et al., *Phys. Rev. C* **105**, 065502 (2022).
26. V. Barinov and D. Gorbunov, *Phys. Rev. D* **105**, L051703 (2022).
27. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown et al. (Planck Collaboration), *Astrophys. Astron.* **641**, A6 (2020).
28. V. V. Gorbachev, V. N. Gavrin, and T. V. Ibragimova, *Phys. Part. Nucl.* **49**, 685 (2018).
29. V. V. Gorbachev, V. N. Gavrin, and T. V. Ibragimova, *Phys. Atom. Nucl.* **86**, 1385 (2023).
30. V. V. Gorbachev, V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **1390**, 012053 (2019).
31. Дж. Бакал, *Нейтронная астрофизика*, Мир, Москва (1993).
32. J. N. Bahcall, *Phys. Rev. C* **56**, 3391 (1997), arXiv:hep-ph/9710491 (1997).
33. В. Н. Левковский, *Атомная энергия* **47**, вып. 3, 200 (1979).
34. В. М. Бычков, В. Н. Манохин, А. Б. Пашенко, В. И. Пляскин, *Справочник: Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами*, Энергоиздат, Москва (1982).
35. Сайт НИИАР Росатом: <http://www.niiar.ru/bor-60-characteristics>.
36. В. Н. Гаврин, В. В. Горбачев, Т. В. Ибрагимова, А. А. Шихин, *ЯФ* **86**, 396 (2023).
37. *Справочник: Физические величины*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
38. О. Ф. Немец, Ю. В. Гофман, *Справочник по ядерной физике*, Наукова думка, Киев (1975).
39. СанПиН 2.6.1.2523-09 (НРБ-99/2009).