

P6-2007-131

В. И. Алешин, А. Я. Балыш, В. Б. Бруданин, Р. В. Васильев,
С. В. Семенов

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ
ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА ^{150}Nd

Алешин В. И. и др.

P6-2007-131

Чувствительность эксперимента по поиску двойного бета-распада ^{150}Nd

Исследуется возможность использования сцинтилляционных пластин большой площади на основе полистирола для создания детектора безнейтринного двойного бета-распада ^{150}Nd с чувствительностью к периоду полураспада 10^{25} лет. Приведены оценки необходимой массы изотопа в зависимости от энергетического разрешения. Показано, что данная чувствительность может быть реализована с помощью такого детектора при массе изотопа порядка 85 кг.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Alyoshin V. I. et al.

P6-2007-131

Sensitivity of Experiment on Double Beta Decay of ^{150}Nd Search

The possibility of using big area scintillation plates on the basis of polystyrene for creation of the detector of neutrinoless ^{150}Nd double beta decay with sensitivity to half-life period of 10^{25} years is investigated. The estimations of necessary isotope mass depending on the energy resolution are demonstrated. It is shown that given sensitivity can be realized by means of such a detector at isotope mass about 85 kg.

The investigation has been performed at the Dzheleпов Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Открытия в последние годы нейтринных осцилляций [1] свидетельствуют о существовании массивных нейтрино, однако они не дают возможности определить абсолютные величины масс. Тем не менее из осцилляций атмосферных нейтрино можно определить примерную шкалу значений масс — 50 мэВ. С другой стороны, из космологии следует, что сумма масс нейтрино всех сортов не превышает 0,7–1 эВ [2]. Таким образом, очевидно, что масса нейтрино конечна и достаточно мала, что указывает на возможность нейтрино быть майорановской частицей. Это стимулировало ряд новых проектов по поиску безнейтринного двойного бета-распада.

Безнейтринный двойной бета-распад — единственный на сегодня доступный экспериментальному исследованию процесс, обнаружение которого дает непосредственный ответ о майорановском характере массы нейтрино.

Говоря о двойном бета-распаде, обычно рассматривают три возможных процесса (здесь обсуждается только β^- -распады, хотя рассуждения справедливы для всех видов β -распада)

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2) + 2e^- + 2\tilde{\nu}_e, \quad (1)$$

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2) + 2e^- + (2)\chi, \quad (2)$$

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2) + 2e^-. \quad (3)$$

Первая мода распада ($2\nu\beta\beta$) — слабый процесс второго порядка, разрешенный стандартной моделью электрослабого взаимодействия. Вторая мода ($0\nu\chi\beta\beta$) — процесс с испусканием одного или нескольких бозонов (майоронов) — рассматривается в различных теориях, выходящих за рамки стандартной модели. В работе [3] дается подробный анализ различных возможностей и характера бозонов (их количество, тип и т. д.). Здесь отметим, что, как и в случае двухнейтринной моды, в результате распада должен наблюдаться сплошной спектр электронов, отличающийся в каждом конкретном случае «спектральным индексом n », равным 5 для процесса (1) и 1, 3, 7 в случае различных схем распада с испусканием майоронов.

Коренное отличие моды (3) — собственно безнейтринного двойного бета-распада ($0\nu\beta\beta$) — от двух предыдущих процессов с экспериментальной точки

зрения заключается в том, что в этом случае вместо сплошного спектра должна наблюдаться линия суммарной энергии двух электронов, что является достаточно четким указанием на существование этого процесса. Обнаружение такого распада однозначно указывает на майорановскую природу массы нейтрино и на нарушение закона сохранения лептонного заряда.

На диаграмме (рис. 1) представлены наиболее перспективные источники 2β -распада. Здесь приведены ожидаемые величины периодов полураспада для эффективной массы нейтрино 50 мэВ при минимальном и максимальном значениях матричных элементов, взятых из работ [4–10]. Как следует из диаграммы, период полураспада ^{150}Nd примерно на порядок меньше, чем у других изотопов.

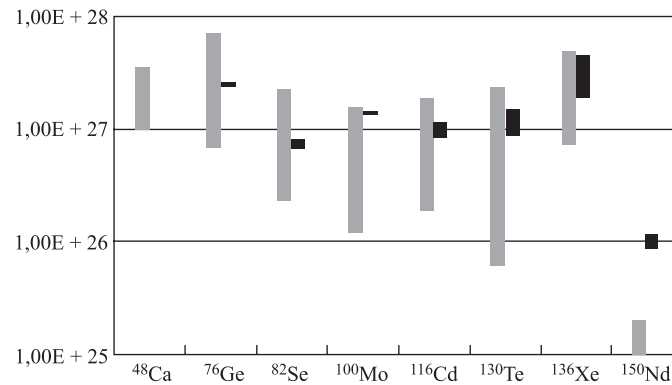


Рис. 1. Период полураспада, соответствующий массе нейтрино 50 мэВ. Темным цветом выделены результаты работы [10]

Помимо относительно короткого ожидаемого периода полураспада по безнейтринной моде и сравнительно большого периода полураспада по двухнейтринной моде следует отметить и высокую энергию распада неодима (3367 кэВ), что значительно улучшает фоновые условия эксперимента. Таким образом, неодим является одним из наиболее перспективных изотопов.

Однако ограничение на массу нейтрино из экспериментов с неодимом значительно уступает результатам экспериментов с другими изотопами (см. табл. 1).

Это объясняется, во-первых, возможностью получения обогащенных изотопов (исключение — теллур, которого более 30% в естественной смеси), во-вторых, экспериментальными возможностями. Что касается производства обогащенных материалов, то сейчас ситуация изменилась, и с развитием новых методов разделения изотопов появилась возможность производства ^{150}Nd в количествах, достаточных для постановки чувствительных экспериментов.

Таблица 1. Лучшие на сегодняшний день результаты для двухнейтринной и безнейтринной мод двойного бета-распада. Ограничения на массу нейтрино приводятся по оценкам авторов

Ядро	Энергия, кэВ	$^{(2\nu)}T_{1/2}, 10^{19}$ лет	$^{(0\nu)}T_{1/2}, 10^{22}$ лет	$\langle m_\nu \rangle$, эВ
^{48}Ca	4271	$4,3^{+2,4}_{-1,1} \pm 1,4$ [11] $4,2^{+3,3}_{-1,3}$ [12]	$> 1,1(68\%)$ [13]	$< 8,3$
^{76}Ge	2039	$178^{+7}_{-9} \pm 0,02$ [14]	> 1650 [15]	$< 0,3-1,3$
^{82}Se	2995	$9,6 \pm 0,3 \pm 1,0$ [15]	> 10 [15]	$< 1,7-4,9$
^{96}Zr	3350	$2,0 \pm 0,3 \pm 0,2$ [16]	$> 0,13$ [17]	< 23
^{100}Mo	3034	$0,711 \pm 0,002 \pm 0,054$ [15]	> 46 [15]	$< 0,7-2,8$
^{116}Cd	2802	$2,8 \pm 0,1 \pm 0,3$ [16]	> 17 [18]	$< 1,7$
^{130}Te	2533	$61^{+29}_{-35} \pm 14$ [19]	> 180 [20]	$< 1,1-2,6$
^{136}Xe	2479	$> 110(90\%)$ [21]	> 70 [21]	$< 1,5-2,9$
^{150}Nd	3367	$0,97 \pm 0,07 \pm 0,1$ [16]	$> 0,12$ [22]	< 3

С точки зрения экспериментальных возможностей есть ряд критериев, определяющих чувствительность эксперимента. Эти критерии можно оценить из выражения для определения нижней границы периода полураспада:

$${}^{0\nu}T_{1/2} \sim \varepsilon \cdot \delta \cdot M \cdot t / (M \cdot t \cdot B \cdot \Delta E)^{1/2}, \quad (4)$$

где ε — эффективность детектора; δ — степень обогащения продукта; M — масса вещества; T — время экспозиции; $M \cdot t \cdot B \cdot \Delta E$ — фон установки; B — индекс фона; ΔE — ширина энергетического окна для безнейтринной моды.

Как видно из этого выражения, детектор должен вмещать в себя большое количество вещества с высокой степенью обогащения необходимым изотопом, иметь высокую эффективность регистрации электронов, долговременную стабильность, низкий собственный фон и хорошее энергетическое разрешение, чтобы обеспечить узкое окно для измерения безнейтринной моды распада. Заметим, что последнее требование может оказаться решающим при постановке эксперимента, так как при достаточно большой разнице в периодах полураспада для безнейтринной и двухнейтринной мод вклад последней в энергетическое окно за счет плохого разрешения создает принципиально неустранимый фон, ограничивающий чувствительность.

ВЫБОР ДЕТЕКТОРА

Для грубой оценки вклада двухнейтринной моды можно воспользоваться простой зависимостью, изображенной на рис. 2.

По оси X отложены значения разрешения в процентах, по оси Y — доля событий двухнейтринной моды, попадающая в энергетическое окно, ширина которого определяется разрешением детектора. Видно, что при выборе несимметричного окна (события, лежащие справа от энергии двойного бета-распада $+3\sigma$) этот вклад может быть уменьшен примерно в 60 раз по отношению к симметричному окну ($\pm 2\sigma$) ценой потери 50% эффективности, а при разрешении менее 2% вкладом от распределения двухнейтринной моды можно пренебречь (германиевые ППД и болометры). Если принять во внимание, что период полураспада ^{150}Nd по двухнейтринной моде примерно на шесть порядков меньше искомого предела, то становится очевидной необходимость выбора несимметричного окна.

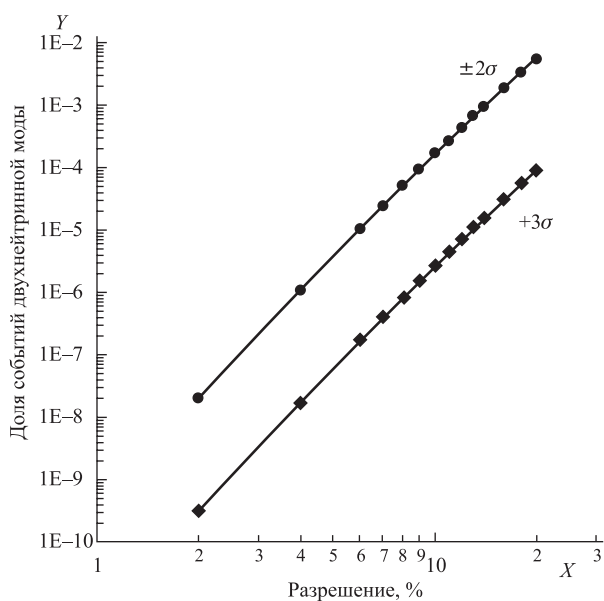


Рис. 2. Вклад событий от двухнейтринной моды в область событий безнейтринной моды

Оценим минимальное количество ^{150}Nd в зависимости от разрешения детектора. В качестве исходных данных для такой оценки примем: обогащение 100%; время измерений 5 лет; период полураспада по безнейтринной моде 10^{25} лет; период полураспада по двухнейтринной моде $0,97 \cdot 10^{19}$ лет (см.

табл. 1); фон детектора, за исключением вклада безнейтринной моды, равен нулю; критерием наличия безнейтринной моды является трехкратное превышение ошибки фона.

Добавим, что здесь и в дальнейших расчетах используется правая часть распределения, т. е. энергетическое окно составляет 3σ справа от энергии 3367 кэВ ($\epsilon \sim 50\%$).

Результаты этой оценки приведены на рис. 3. Как следует из рисунка, с ухудшением разрешения резко возрастает необходимое количество изотопа. Это обстоятельство помимо ухудшения фоновых условий эксперимента приводит к значительному его удорожанию. Таким образом, обеспечение хорошего разрешения детектора (при высокой эффективности регистрации электронов) становится ключевой задачей.

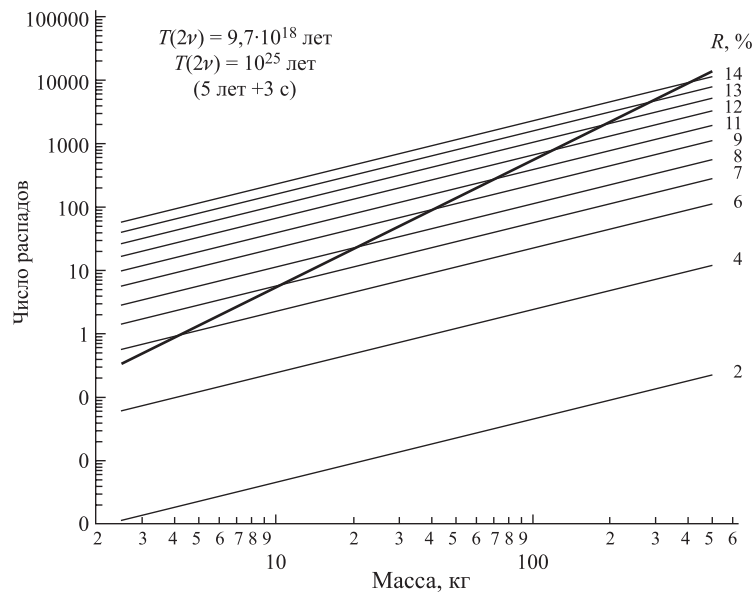


Рис. 3. Вклад двухнейтринной моды в исследуемое окно энергий при соответствующем разрешении (тонкие линии), черная жирная прямая служит критерием максимально допустимого разрешения для соответствующей массы изотопа

К сожалению, на сегодняшний день нет полупроводниковых или сцинтилляционных детекторов на основе неодима. Не удалось пока использовать его и в болометрических детекторах [23], так что единственной возможностью является создание пассивного детектора. Таким детектором может служить рассматриваемая ниже установка.

Установка состоит из большого количества относительно тонких сцинтилляционных пластин на основе полистирола, между которыми расположены фольги из неодима. Для обеспечения минимальных потерь электронов в фольге последняя должна быть как можно тоньше. С другой стороны, чем тоньше фольга, тем меньше материала можно разместить между сцинтилляционными слоями и тем больше потребуется таких слоев, что усложняет конструкцию и увеличивает фон установки. Толщина фольги выбирается из условий обеспечения компромисса и составляет 30 мг/см^2 .

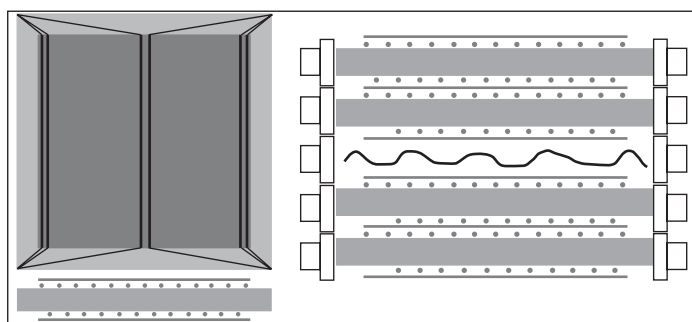


Рис. 4. Схема установки: слои неодима расположены между пластинами из сцинтиллятора. Между неодимом и сцинтиллятором находятся тонкие световоды-шифтеры для определения координат события, свет с которых собирается на отдельные фотоумножители (на рисунке не показаны)

Выбор толщины сцинтилляционного слоя также определяется из компромиссного условия — с одной стороны, пробег электронов двойного бета-распада с максимальной энергией должен полностью укладываться в сцинтилляторе, с другой стороны, необходимо уменьшение количества пассивного материала (в данном случае полистирола). Добавим, что чем тоньше пластины, тем точнее можно отделить регистрацию электронов от регистрации гамма-квантов. Толщина слоя сцинтилляционной пластины выбрана равной $1,7 \text{ см}$, что обеспечивает полное поглощение электрона с максимальной энергией 3367 кэВ в одной пластине, и регистрация актов двойного бета-распада будет проходить в одной или двух соседних пластинах. Конструкция предлагаемой установки обеспечивает эффективность регистрации электронов, близкую к 100% .

Оценка фона проводилась для трех значений массы изотопа — 50 , 100 и 150 кг . Обогащение продукта принималось равным 80% , что соответствует полному количеству неодима $62,5$, 125 и $187,5 \text{ кг}$ соответственно.

Выбирая размер неодимового слоя $1,45 \times 1,45 \text{ м}$, а пластины $1,55 \times 1,55 \text{ м}$, получим массу одного слоя неодима $0,03 \cdot 145 \cdot 145 = 630 \text{ г}$, одной пластины

$1,05 \cdot 155 \cdot 155 \cdot 1,7 = 42,9$ кг, а для всей установки масса полистирола составит $\sim 4,3, 8,6$ и $12,9$ т соответственно.

ФОН ДЕТЕКТОРА

Фон рассчитывался для изотопов ^{214}Bi и ^{208}Tl (членов семейства уранового и ториевого рядов), поскольку остальные долгоживущие изотопы обладают меньшей энергией распада и не дают вклада в исследуемый диапазон. Результаты приводятся в нормировке на родоначальников рядов (уран и торий) в предположении, что равновесие рядов не нарушено.

Расчет проводился с помощью метода Монте-Карло для точечного источника, расположенного в слое неодима. Такая геометрия полностью соответствует источникам, находящимся в неодиме, и достаточно близка для источников, распределенных в сцинтилляторе. Событием, имитирующим двойной бета-распад, считалось такое, которое регистрировалось в одной или двух соседних пластинах, в квадрате со стороной 6 см, с энергосвободным попаданием в соответствующее трем сигмам окно (правая часть распределения пика от безнейтринной моды).

Содержание урана и тория в неодиме и полистироле принято одинаковым — 10^{-12} г/г.

Спектры ^{214}Bi и ^{208}Tl , рассчитанные для такой геометрии, представлены на рис. 5 и 6. Разрешение детектора принято 10%. Здесь обозначение All соответствует спектру, зарегистрированному всем детектором как единое целое, «1» — спектру, зарегистрированному в одной или двух соседних пластинах, и «1» selection — то же, но на антисовпадениях с остальной частью детектора.

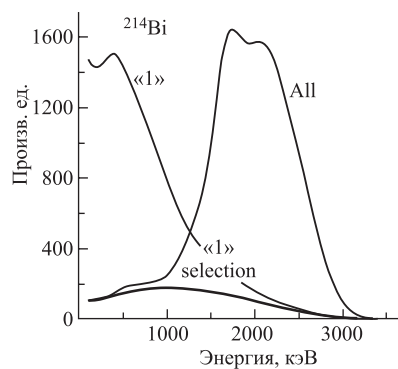


Рис. 5. Спектры ^{214}Bi

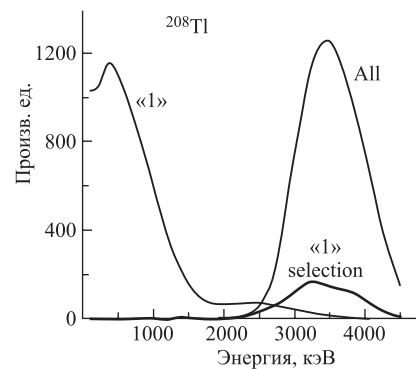


Рис. 6. Спектры ^{208}Tl

Интересно проследить, как меняется вклад ^{214}Bi и ^{208}Tl в суммарный фон в энергетическое окно в зависимости от разрешения детектора. Эта зависимость представлена на рис. 7.

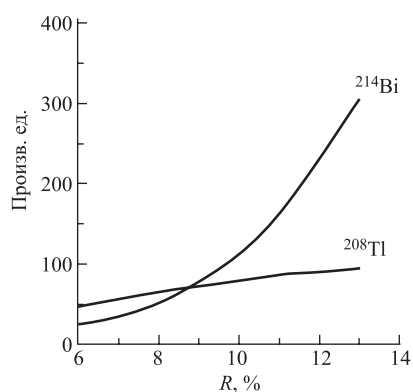


Рис. 7. Зависимость вклада ^{214}Bi и ^{208}Tl от разрешения

Из рисунка видно, что вклад ^{208}Tl незначительно меняется с ухудшением разрешения, в то время как вклад ^{214}Bi , несмотря на то, что его суммарное энерговыделение меньше энергии двойного бета-распада, при разрешении хуже 9 % становится определяющим. Это обстоятельство требует надежно изолировать внутренний объем детектора от внешнего воздуха, чтобы избежать натекания радона в детектор.

Добавим, что основная часть фона от висмута и таллия связана с загрязненностью полистирола (при выбранных уровнях загрязненности). Существует дополнительная возможность подавления этого компонента фона (по крайней мере для висмута) за счет выделения задержанных совпадений между распадами висмута и альфа-распадами ^{214}Po , находящимися с ним в равновесии. В приведенных расчетах эффективность выделения таких событий принята равной 90 % (в работах с установкой BOREXINO [24] эта величина равна 95 %).

Результаты расчета фонов детектора для каждого значения массы изотопа представлены в табл. 2. Здесь в первом столбце приведено количество

Таблица 2.

R	50 кг $0\nu = 34,7$				100 кг $0\nu = 69,3$				150 кг $0\nu = 104$			
	2ν	bgr	$2\nu + \text{bgr}$	(3sqrt)	2ν	bgr	$2\nu + \text{bgr}$	(3sqrt)	2ν	bgr	$2\nu + \text{bgr}$	(3sqrt)
6	12	25	37	18,1	24	49	73	25,7	36	78	113	31,3
7	28	30	58	22,8	57	59	116	32,3	84	93	178	40,0
8	59	34	93	29,0	118	69	186	41,0	176	108	285	50,6
9	111	40	151	36,9	223	79	303	52,1	334	125	458	64,2
10	197	44	241	46,5	394	88	482	65,8	588	138	727	80,9
11	327	51	377	58,3	656	101	757	82,5	977	159	1136	101,1
12	517	56	573	71,8	1034	112	1146	101,6	1545	176	1721	124,5
13	783	63	846	87,3	1568	126	1694	123,4	2349	196	2546	151,4

событий, попадающих в энергетическое окно от двухнейтринной моды, во втором — суммарный фон от ^{214}Bi и ^{208}Tl , в третьем — суммарный фон, в четвертом — критерий (тройная ошибка фона). Данные нормированы на 5 лет измерений.

Как видно из таблицы, во всех случаях при разрешении хуже 7% вклад двухнейтринной моды становится определяющим.

На рис. 8 приведен график, позволяющий оценить чувствительность эксперимента для каждой из расчетных масс. В точках, где кривые критерия пересекаются с прямой для безнейтринной моды, соответствующие значения разрешения являются предельными для выбранного варианта, позволяющими достичь предела на период полураспада $T_{1/2} = 10^{25}$ лет по безнейтринной моде.

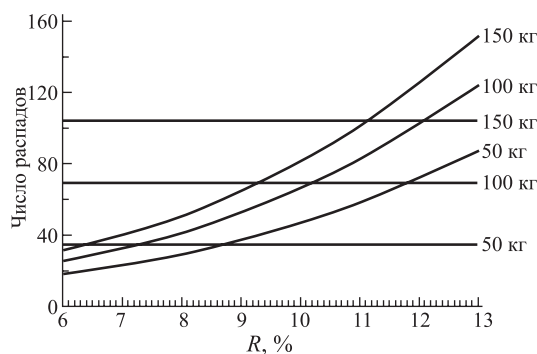


Рис. 8. Зависимость чувствительности от разрешения для трех значений массы

Отсюда можно вычислить предельные значения разрешения, обеспечивающие заданную чувствительность для каждого из вариантов: 50 кг — 8,7%, 100 кг — 10,2%, 150 кг — 11,1%.

Рассмотренные здесь компоненты фона практически полностью описывают его структуру и величину в выбранном энергетическом окне. Действительно, одиночные гамма-кванты от естественно-радиоактивных изотопов представляют опасность только для определения двухнейтринной моды, поскольку их энергии существенно ниже энергии двойного бета-распада. Дополнительными источниками фона являются мюоны высоких энергий и нейтроны, возникающие от взаимодействия мюонов с материалами детектора и приходящие снаружи.

Мюоны за счет большой энергии находятся в основном вне рабочего диапазона, кроме того, установка должна размещаться под землей и иметь активную защиту. В этом случае вклад мюонного компонента будет незначителен. Большую опасность могут представлять нейтроны.

Практически все изотопы неодима обладают довольно большим сечением захвата нейтронов (свыше 1 б). Особенно большие сечения имеют легкие изотопы (^{142}Nd — 18,7, ^{143}Nd — 325 б, 27 и 12 % соответственно в естественной смеси изотопов), однако можно рассчитывать на заметное уменьшение их содержания при изотопном обогащении материала. Кроме того, все получающиеся при захвате нейтронов радиоактивные изотопы имеют энергии распада существенно ниже 3 МэВ. Тогда единственным источником фона, дающим вклад в исследуемый энергетический диапазон, будут n - γ -реакции. Выделяющаяся при этом энергия (~ 8 МэВ) реализуется несколькими квантами, которые, подобно многоквантовым событиям от распадов висмута и таллия, должны хорошо отличаться от квазиточечных событий двойного бета-распада. Кроме того, пассивная защита из боросодержащего материала значительно снизит поток нейтронов из окружающих пород, а использование задержанных совпадений с мюонным вето позволит уменьшить фон от нейтронов, рождаемых мюонами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Оценка энергетического разрешения проводилась с помощью установки, изображенной на рис. 9.

Пластина из полистирола размером $100 \times 10 \times 2$ см просматривалась двумя 5"-фотоумножителями (Hamamatsu R6594). Соединение ФЭУ с пластиной осуществлялось с помощью световода из полистирола (без сцинтилляционных добавок), толщина которого в самом узком месте составляла 2 см. Все соединения находились в оптическом контакте.

Сигналы с ФЭУ раздваивались и поступали на спектрометрический и временной конвертеры и далее на компьютер. Электронная схема обеспечивала получение амплитудного спектра с каждого из фотоумножителей, суммарный амплитудный спектр на совпадениях между ФЭУ и временной спектр разницы прихода сигналов на ФЭУ.

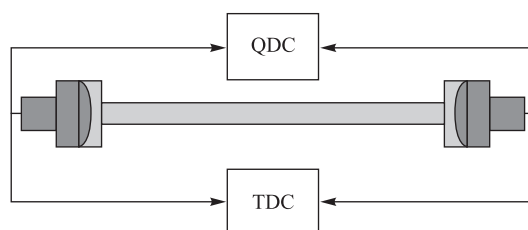


Рис. 9. Схема измерений

Измерения проводились с помощью источника конверсионных электронов ^{207}Bi . Свет от сцинтиляционной вспышки собирался на ФЭУ за счет полного внутреннего отражения на гранях пластины без добавления каких-либо внешних отражателей.

Оба электронных пика ^{207}Bi являются мультиплетами, состоящими из линий с различных оболочек (см. рис. 10), и истинное энергетическое разрешение вычислялось с помощью специальной программы. На рис. 11–13 приведены результаты измерений неоднородности светосбора, разрешения и временного положения пика для выбранной геометрии. Измерения проводились для девяти точек по длине пластины через 10 см.

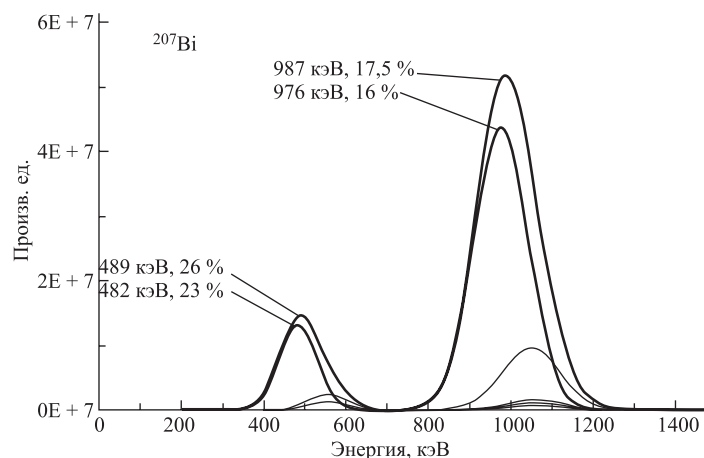


Рис. 10. Влияние конверсионных линий с L -оболочек на положение пика и разрешение

Особый интерес представляет график на рис. 13. Как следует из этого графика, предлагаемая схема позволяет с хорошей точностью фиксировать место сцинтиляционной вспышки. Это дает возможность не только ввести соответствующие поправки в определение амплитуды вспышки (энергии частицы) и разрешение, но и различить сигнал от электрона и сигнал от гамма-кванта, так как последний в основном будет регистрироваться как многократное событие, давая вспышки в различных точках пластины одновременно. Это позволит отказаться от использования нитей-шифтеров, что значительно упростит и удешевит конструкцию детектора.

Определение разрешения проводилось для средней (худшей) точки пластины. С учетом поправки на мультиплетность разрешение при энергии 976 кэВ оказалось равным 16,2 % (ширина на полувысоте).

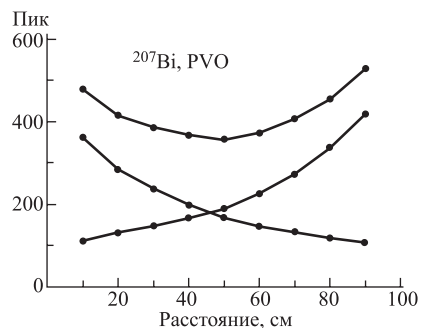


Рис. 11. Зависимость положения пика от места вспышки

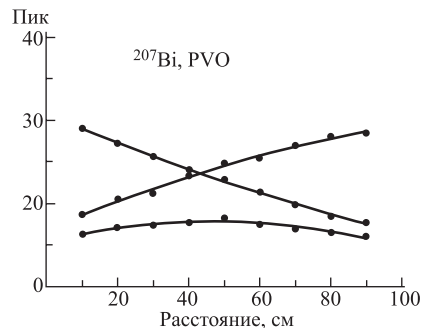


Рис. 12. Зависимость разрешения от места вспышки

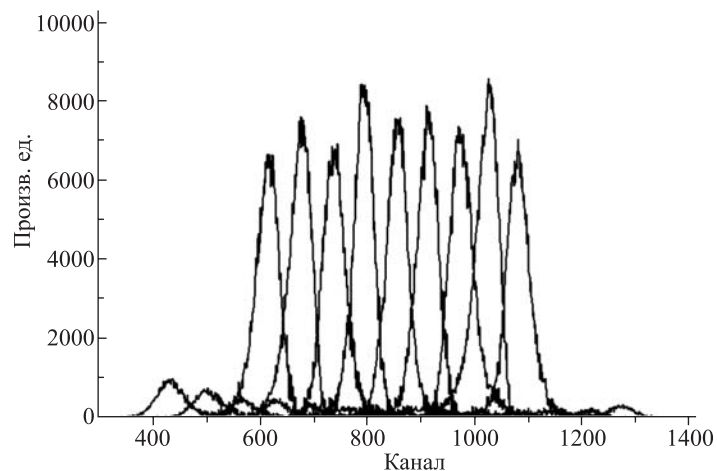


Рис. 13. Временная зависимость положения пика от места вспышки

Учет влияния толщины источника на разрешение проводился с помощью расчета и проверялся в эксперименте. Результаты для энергии 976 кэВ (линия ^{207}Bi) приведены на рис. 14. Из этого графика видно достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Значение разрешения определялось по расчетным данным. В расчетах принималось, что источник располагался в центре поглотителя толщиной 30 мг/см^2 . С учетом вылета двух электронов энергетическое разрешение для энергии, соответствующей пику безнейтринной моды, оказалось равным 10% . Отсюда можно оценить ожидаемое разрешение детектора.

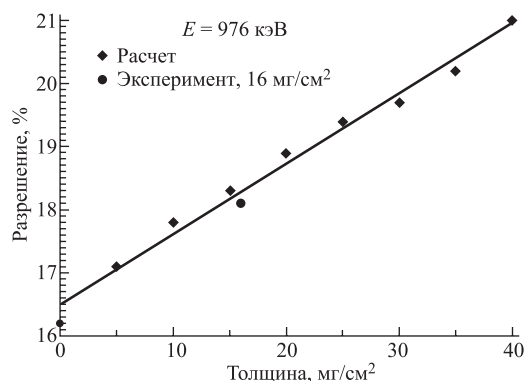


Рис. 14. Зависимость разрешения от толщины слоя поглотителя. Кружок — результат измерений, в которых источник находился за двумя слоями бумаги общей плотностью 16 мг/см²

Сбор света с четырех сторон увеличивает светосбор примерно в два раза (точнее, в 1,8 раза), и разрешение в этом случае оказывается равным 7,5 %.

Такое значение разрешения может получиться, если собрать весь свет. Однако на практике весь свет собрать не удастся. Рассмотрим простейший случай, когда фотоумножители плотно расположены со всех четырех сторон детектора. В этом случае количество собранного света пропорционально отношению суммарной площади фотокатодов и поверхности сцинтиллятора, примерно 0,7. Тогда ожидаемое разрешение будет равно 8,9 % и требуемая чувствительность может быть достигнута при массе изотопа ~ 53 кг (см. рис. 8).

Однако наличие пассивного слоя в источнике не только ухудшает разрешение, но и приводит к потере эффективности. Так, при выбранной толщине слоя эффективность (правая часть распределения) снижается с 50 до 40 %, и для достижения проектируемой чувствительности массу изотопа необходимо увеличить до ~ 85 кг.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, данные оценки показывают, что в подобной установке при массе изотопа ~ 100 кг может быть реализована чувствительность к периоду полураспада неодима по безнейтринному каналу

$${}^{0\nu}T_{1/2} \geq 1 \cdot 10^{25} \text{ лет,}$$

что приводит к ограничению на массу майорановского нейтрино

$$m_\nu \leq (50 - 150) \text{ мэВ}$$

в зависимости от значения матричного элемента.

Как видно из вышеприведенных оценок, фон определяется в основном вкладом от двухнейтринной моды, который в свою очередь чрезвычайно сильно зависит от энергетического разрешения детектора. Отсюда следует, что обеспечение хорошего разрешения является критическим для этого эксперимента.

Благодарности. Авторы благодарят Ю. В. Гапонова и Л. А. Микаэляна за полезные дискуссии. Данная работа частично поддержана РНЦ «Курчатовский институт», грант № 27 по фундаментальным исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kajita T., Totsuka Y. // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73. P. 85;*
Ahn S. H. et al. // Phys. Lett. B. 2001. V. 511. P. 178;
Eguchi K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 021802;
Ahmad Q. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 071301;
Ahmad Q. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011301;
Ahmad Q. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011302.
2. *Bennet C. L. et al. astro-ph/0302207.*
3. *Bamert P., Burgess C. P., Mohapatra R. N. // Nucl. Phys. B. 1995. V. 449. P. 25.*
4. *Haxton W. C., Stephenson G. J. (Jr.) // Progr. Part. Nucl. Phys. 1984. V. 12. P. 409.*
5. *Caurier E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1954;*
Caurier E. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 973.
6. *Engel J., Vogel P., Zirnbauer M. // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 731.*
7. *Staudt A., Muto K., Klapdor-Kleingrothaus H.V. // Europhys. Lett. 1990. V. 13. P. 31.*
8. *Faessler A., Simkovic F. // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 2139;*
Toivanen J., Suhonen J. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 410.
9. *Pantis G. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 695.*
10. *Rodin V. A. et al. nucl-th/0503063. 2005. V. 1.*
11. *Balysh A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77 P. 5186.*
12. *Brudanin V. B. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 495. P. 63.*

13. *You Ke et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 265. P. 53.
14. *Bakalyarov A. M. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2005. V. 2, No. 2. P. 77.
15. *Arnold R. et al.* (NEMO collaboration). nucl-ex/0507083, 2005.
16. *Sarazin X.* (NEMO collaboration). nucl-ex/0412012, 2004.
17. *Arnold R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 658. P. 299.
18. *Danevich F. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 035501.
19. *Arnaboldi C. et al.* hep-ex/0211071. 2003. V. 3.
20. *Arnaboldi C. et al.* hep-ex/0501034, 2005.
21. *Bernabei R. et al.* Preprint INFN/AE-01/19. 2001.
22. *DeSilva A. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56(5). P. 2451.
23. *Fiorini E.* // Nucl. Phys. B. 2002. V. 110. P. 233.
24. *Raghavan R.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 7, No. 10. P. 1411;
Caccianiga B., Giammarchi M. G. // Astropart. Phys. 2000. V. 14. P. 15;
Alimonti G. et al. // Astropart. Phys. 2002. V. 16. P. 205.

Получено 24 декабря 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 18.02.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,32. Тираж 290 экз. Заказ № 56067.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/