

Национальная Академия наук Украины
Научный центр «Институт ядерных исследований»

УДК 539.165

На правах рукописи

КОБЫЧЕВ
Владислав Валерьевич

**Двойной бета-распад изотопов
кадмия, церия, гадолиния и вольфрама**

Специальность 01.04.16 – физика ядра,
элементарных частиц и
высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Ю.Г.Здесенко

Киев – 1998

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ	3
РАЗДЕЛ 1 ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССАХ	11
1.1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА.	11
1.1.1. Классификация двойных бета-процессов.	11
1.1.2. Двухнейтринный двойной бета-распад.	12
1.1.3. Безнейтринный двойной бета-распад.	13
1.1.4. Безнейтринный двойной бета-распад с майороном.	19
1.2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СИТУАЦИИ.	20
РАЗДЕЛ 2 РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА СОБЫТИЙ В НИЗКОФОНОВОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ	33
2.1. ОПТИМИЗАЦИЯ ВЫДЕЛЕНИЯ КОРРЕЛИРОВАННОГО ФОНА ДЛЯ ЦЕПОЧЕК ИЗ ДВУХ РАСПАДОВ.	33
2.2. ТРОЙНЫЕ ЦЕПОЧКИ С НЕРЕГИСТРИРУЕМЫМ ПРОМЕЖУТОЧНЫМ РАСПАДОМ.	42
РАЗДЕЛ 3 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ВОЛЬФРАМАТА КАДМИЯ	46
3.1. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК.	46
3.1.1. Сцинтилляционные детекторы с кристаллами $CdWO_4$.	46
3.1.2. Экспериментальные установки и методика измерений.	51
3.2. ВЫДЕЛЕНИЕ И ПОДАВЛЕНИЕ КОРРЕЛИРОВАННОГО ФОНА.	54
3.3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ВЕРОЯТНОСТИ ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ КАДМИЯ И ВОЛЬФРАМА.	57
3.3.1. Результаты поисков $2\beta^-$ -распада ^{114}Cd и ^{186}W .	59
3.3.2. Результаты поиска $2\beta^+$, $\epsilon\beta^+$ - и 2ϵ -процессов на ядрах ^{106}Cd , ^{108}Cd и ^{180}W .	65
РАЗДЕЛ 4 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССОВ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ОРТОСИЛИКАТА ГАДОЛИНИЯ	80
4.1. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.	80
4.1.1. Сцинтилляционный детектор с кристаллом Gd_2SiO_5 .	80
4.1.2. Экспериментальная установка.	82
4.2. ВЫДЕЛЕНИЕ КОРРЕЛИРОВАННОГО ФОНА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ ПРИРОДНЫХ РАДИОНУКЛИДОВ В ДЕТЕКТОРЕ.	83
4.3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ВЕРОЯТНОСТИ ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ И ЦЕРИЯ.	87
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	98
ЛИТЕРАТУРА	102

ВВЕДЕНИЕ

История изучения двойного бета-распада насчитывает более 60 лет. Существование этого процесса было предсказано еще в 1935 г. в работе М. Гепперт-Майер [1], однако лишь несколько лет назад он был обнаружен в прямом счетчиковом эксперименте. Двойной бета-распад можно определить как осуществляющийся за счет слабого взаимодействия переход между двумя ядрами с одинаковым массовым числом, сопровождающийся изменением заряда ядра на две единицы: $(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 2)$; в различных модах и каналах распада в начальном и конечном состояниях присутствуют электроны, позитроны и (анти)нейтрино. Исследование 2β -распада является чувствительным методом определения свойств слабого взаимодействия и характеристик лептонов. В частности, обнаружение безнейтринной моды распада указывало бы на нарушение закона сохранения лептонного заряда и, следовательно, на существование «новой физики» за рамками теории, описывающей сейчас сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия элементарных частиц – «Стандартной Модели».

В теориях великого объединения, которые принято рассматривать в качестве основных кандидатов для адекватного описания физики за пределами Стандартной Модели, предсказывается существование единого взаимодействия, которое при низких энергиях разделяется на сильное и электрослабое. Поиск распадов протона дал нижнюю границу для масштаба энергий великого объединения $E_{GU} \approx M_X c^2 \geq 10^{14}$ ГэВ. По-видимому, эта энергия не будет достигнута на ускорителях не только в ближайшем будущем, но и в отдаленной перспективе. Однако многие выводы и следствия моделей великого объединения могут быть проверены при энергиях, доступных уже сегодня. К низкоэнергетическим эффектам великого объединения, наряду с осцилляциями нейтрино, распадом протона, существованием магнитного монополя и т.д., относится и безнейтринный двойной бета-распад, поскольку в этих теориях естественным образом возникают несохранение лептонного заряда и ненулевая майорановская масса нейтрино.

Открытие безнейтринного двойного бета-распада можно будет интерпретировать как подтверждение справедливости теорий великого объединения и, в частности, как доказательство существования массивных майорановских нейтрино. В то же время отсутствие экспериментально наблюдаемых распадов, нарушающих

закон сохранения лептонного заряда, не будет фатальным для теорий великого объединения, но позволит наложить сильные ограничения на ряд их параметров.

Отличие от нуля массы покоя нейтрино при наличии смешивания массовых состояний могло бы разрешить так называемую «проблему солнечных нейтрино» – расхождение между наблюдаемой и теоретически предсказываемой плотностью потока нейтрино, излучаемых в термоядерных реакциях в центре Солнца. Вследствие смешивания нейтринных ароматов электронное нейтрино за время между излучением и поглощением его в детекторе могло бы с некоторой вероятностью превратиться в нейтрино другого типа, не регистрируемое детектором. Вакуумные осцилляции нейтрино и резонансные осцилляции в веществе (механизм Михеева – Смирнова – Вольфенштейна [2]) при выборе соответствующих значений элементов матрицы смешивания позволяют объяснить наблюдаемый недостаток солнечных нейтрино. Последние эксперименты на детекторе LSND (Лос-Аламос) и наблюдение дефицита атмосферных мюонных нейтрино на подземных детекторах Супер-Камиоканде и Soudan-2 могут интерпретироваться как прямое подтверждение существования нейтринных осцилляций.

Обнаружение ненулевой массы покоя нейтрино коренным образом изменило бы представления о Вселенной в целом. Поскольку плотность легких реликтовых нейтрино каждого аромата и зарядового состояния близка к 100 см^{-3} , то именно нейтрино в случае наличия у них массы определяют глобальную топологическую структуру Вселенной, а также ее возраст, среднюю плотность и крупномасштабное распределение вещества. Нарушение закона сохранения лептонного заряда, примеси правых токов в слабом взаимодействии, массивные нейтрино и их осцилляции могут существенно изменять картину космологического нуклеосинтеза и определять степень лептонной асимметрии в моделях Большого Взрыва.

Таким образом, двойной бета-распад тесно связан с фундаментальными проблемами современной физики элементарных частиц, космологии и астрофизики. Благодаря этому исследования в данной области в последние годы значительно активизировались – если десятилетие назад в ведущих физических журналах мира за год публиковалось в среднем около 20 статей, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению двойных бета-процессов, то сейчас эта цифра достигла 60 публикаций в год [3]. Одним из стимулов роста стало обнаружение несколькими группами исследователей в 1987 – 1994 гг. в прямых экспериментах двухнейтринной моды двойного бета-распада, не запрещенной в рамках Стан-

дартной Модели, однако чрезвычайно сильно подавленной (процесс второго порядка по константе связи слабого взаимодействия). Что же касается безнейтринной моды распада, то в настоящее время для различных ядер получены нижние границы на период полураспада по этому каналу в диапазоне $10^{22} - 10^{24}$ лет, что соответствует ограничениям на майорановскую массу нейтрино 0.5–5 эВ. Быстрый прогресс экспериментальной техники позволяет сейчас надеяться на достижение в ближайшем будущем в наиболее продвинутых экспериментах чувствительности к майорановской массе нейтрино на уровне 0.1 эВ.

Экспериментальное исследование двойных бета-процессов требует решения широкого круга научно-технических и методических задач: тщательный отбор радиационно-чистых конструкционных материалов, разработка и изготовление сверхнизкофоновых детекторов и установок, многоэтапный анализ и устранение источников фона, проведение измерений в условиях подземной лаборатории на протяжении многих тысяч часов, обеспечение надежности, временной и температурной стабильности детекторов и электронных систем, программное обеспечение систем регистрации и обработки экспериментальных данных. Решение некоторых из этих проблем составляет основу настоящей работы, которая выполнена с целью изучения двойных бета-процессов на ядрах кадмия, вольфрама, гадолиния и церия с использованием сцинтилляционных детекторов CdWO_4 и $\text{Gd}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$.

Диссертация состоит из четырех разделов и включает в себя 109 страниц, 28 рисунков и 8 таблиц. В первом разделе изложены основы теории двойного бета-распада в свете современных калибровочных теорий, показана зависимость характеристик этого процесса от параметров теоретических моделей. Далее выполнен краткий обзор экспериментальных методов, применяемых для исследования двойных бета-процессов, описаны наиболее чувствительные эксперименты, осуществляющиеся в настоящее время и планирующиеся на ближайшее будущее в ряде физических лабораторий мира. Показана необходимость изучения 2β -процессов на широком круге ядер с использованием различных методов.

Во втором разделе рассмотрена методика анализа временного распределения событий, развитая и использованная в настоящей работе с целью выделения из экспериментальных данных коррелированного фона (обусловленного цепочками распадов короткоживущих ядер, в частности, входящих в семейства урана и тория). Решены задачи оптимизации параметров отбора для достижения максимальной чувствительности и максимальной скорости счета: в общем виде – для цепоч-

чек из двух распадов и применительно к конкретной задаче – для цепочек с нерегистрируемым промежуточным распадом.

В третьем разделе диссертации содержится краткое описание сверхнизкофонных установок со сцинтилляционными детекторами CdWO_4 и $^{116}\text{CdWO}_4$, на которых был выполнен эксперимент по поиску двойных бета-процессов на ядрах ^{106}Cd , ^{116}Cd и других потенциально 2β -активных изотопов, входящих в состав этих сцинтилляторов. В результате совершенствования технологии выращивания кристаллов CdWO_4 , решения проблем оптимизации сбора света сцинтилляций и разработки электронного тракта усиления и формирования сигналов созданы сцинтилляционные низкофонные детекторы на основе монокристаллов CdWO_4 большого объема с рекордным энергетическим разрешением: 7–8% и 10–20% для кристаллов с объемом 10–20 и 80–150 см³ соответственно (при энергии 662 кэВ). Рассмотрены меры, направленные на снижение внешнего и внутреннего радиоактивного фона, описана система регистрации и накопления экспериментальных данных. Рассматривается временной анализ набранной в эксперименте информации, проведенный для определения уровня радиоактивной загрязненности сцинтилляторов природными радионуклидами семейств урана и тория, а также для подавления коррелированного фона в области двойного бета-распада ^{106}Cd и ^{116}Cd . Полученные для сцинтилляторов вольфрамата кадмия значения удельной активности ^{232}Th (17 нБк/г, что соответствует концентрации $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ г/г), ^{226}Ra (<7.5 нБк/г, концентрация < $6 \cdot 10^{-12}$ г/г по урану) и ^{227}Ac (4.4 нБк/г) позволяют утверждать, что вольфрамат кадмия в отношении радиоактивных загрязнений является наиболее чистым из известных сцинтилляторов. Установлены наиболее высокие ограничения на вероятности двойных бета-процессов для ядер ^{106}Cd , ^{108}Cd , ^{114}Cd , ^{180}W и ^{186}W , т.е. для всех изотопов кадмия и вольфрама, способных испытывать 2β -распад (за исключением ^{116}Cd). Все названные изотопы, кроме ^{106}Cd , были впервые исследованы в этом отношении.

В четвертом разделе описан эксперимент, выполненный с целью поиска 2β -распада ^{160}Gd (а также других изотопов гадолиния и церия) с использованием сверхнизкофонной установки на основе сцинтилляционного детектора $\text{Gd}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$. Рассмотрена обработка информации, полученной в этом эксперименте, измерение содержания в сцинтилляторе природных радионуклидов, выделение коррелированного фона с использованием временного анализа, моделирование источников фона и подгонка оставшейся части фонового спектра модельными

спектрами. С использованием амплитудно-временного анализа существенно (в 2.3 раза) подавлен внутренний фон сцинтиллятора Gd_2SiO_5 в энергетическом диапазоне 1.4...1.9 МэВ, интересном с точки зрения поиска безнейтринного двойного бета-распада ^{160}Gd и ^{142}Ce . Установлено наиболее высокое ограничение на период полураспада ^{160}Gd по безнейтринному каналу. Впервые был выполнен поиск 2β -процессов и установлены ограничения на их вероятность для ^{136}Ce , ^{138}Ce и ^{142}Ce , т.е. для всех изотопов церия, способных испытывать 2β -распад.

Личный вклад автора в отмеченные исследования заключался в непосредственном участии в конструировании низкофоновых установок, проведении измерений на этих установках, в первичной обработке и последующем анализе всей полученной экспериментальной информации. Автор принимал участие в создании детекторов на основе кристаллов $CdWO_4$ большого объема. Автором была разработана методика временного анализа фона и создано программное обеспечение для ее реализации.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, были доложены на 14-й Еврофизической конференции по ядерной физике «Редкие ядерные распады и фундаментальные процессы» (Братислава, Словакия, 22 – 26 октября 1990 г.), на 27-й конференции Rencontre de Moriond «Прогресс в атомной физике, нейтрино и гравитация» (Лес Арк, Франция, 25 января – 1 февраля 1992 г.), на III Международном симпозиуме по слабым и электромагнитным взаимодействиям в ядрах «WEIN-92» (Дубна, Россия, 16 – 22 июня 1992 г.), на 2-м и 3-м Международных симпозиумах по ядерной астрофизике «Ядра в космосе» (Карлсруэ, Германия, 6 – 10 июля 1992 г.; Гран Сассо, Италия, 8 – 13 июля 1994 г.) и на 46 Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Москва, 18 – 21 июня 1996 г.), а также на итоговых научных конференциях НЦ «ИЯИ» НАН Украины в 1995, 1996 и 1997 гг. Результаты работы докладывались также на встрече коллаборации NEMO (Киев, февраль 1993 г.) и на семинарах в НЦ «ИЯИ» НАНУ. Публикации, в которых изложены результаты диссертации, цитируются в 37 работах других авторов. Основные результаты диссертации отражены в 18 работах, которые опубликованы в материалах вышеупомянутых конференций и в журналах «Physics Letters B», «Ядерная физика», «Приборы и техника эксперимента», «Известия Академии Наук, серия физическая», «Nuclear Instruments & Methods in Physical Research A» и «Zeitschrift fur Physik A».

1. *Danevich F.A., Zdesenko Yu.G., Kuts V.N., Kobychhev V.V., Ponomarev Yu., Tretyak V.I.* New limits for double beta decay lifetimes in ^{116}Cd // Rare Nucl. Decays and Fundam. Processes: Abstracts of Invited and Contribut. Papers of 14 Europhys. Conf. on Nucl. Phys., Bratislava, Czecho-Slovakia, 22–26 Oct., 1990. – 1990. – P. 29.
2. *Danevich F.A., Kobychhev V.V., Kouts V.N., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.* New limits $T_{1/2}$ for double β -decay of ^{116}Cd and $0\nu\beta^+$ /electron capture of ^{106}Cd // Progress in Atomic Physics, Neutrinos and Gravitation: Proc. 27 Rencontre de Moriond, Les Arcs, Savoie, France, Jan. 25 – Feb. 1, 1992. – Ed. Frontieres, 1992. – P. 183–187.
3. *Danevich F.A., Kobychhev V.V., Kouts V.N., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.* New limits $T_{1/2}$ for double β -decay of ^{116}Cd and $0\nu\beta^+$ /electron capture of ^{106}Cd // Nuclei in Cosmos: Abstracts of 2 Int. Symp. on Nucl. Astrophys., Karlsruhe, Germany, July 6–10, 1992. – 1992. – P. 89.
4. *Danevich F.A., Kobychhev V.V., Kouts V.N., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.* New limits of half-lives for 2β processes in Cd and W isotopes // WEIN-92: Proc. of III Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Dubna, Russia, June 16–22, 1992. – World Scientific Publ. Co., 1993. – P. 575–581.
5. *Danevich F.A., Kobychhev V.V., Kouts V.N., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.* New limits $T_{1/2}$ for 2β -decay of ^{116}Cd and $0\nu\beta^+$ /electron capture of ^{106}Cd // Nuclei in Cosmos: Proc. Int. Symp. on Nucl. Astrophys., Karlsruhe, Germany, July 6–10, 1992. – IOP Publishing, 1993. – P. 429–432.
6. *Danevich F.A., Georgadze A.Sh., Kobychhev V.V., Kropivyansky B.N., Kuts V.N., Nikolaiko A.S., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.* The research of 2β -decay of ^{116}Cd with enriched $^{116}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators // Nuclei in the Cosmos: Abstract Booklet of 3-rd Int. Symp. on Nucl. Astrophys., Gran Sasso, Italy, July 8–13, 1994. – 1994. – P. 22.
7. *Danevich F.A., Georgadze A.Sh., Kobychhev V.V., Kropivyansky B.N., Kuts V.N., Nikolaiko A.S., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.* The research of 2β decay of ^{116}Cd with enriched $^{116}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators // Phys. Lett. B. – 1995. – Vol. 344. – P. 72–78.

8. Бурачас С.Ф., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Рыжиков В.Д., Третьяк В.И. О возможности поиска 2β -распада ^{160}Gd с помощью сцинтилляторов GSO // Яд. физика. – 1995. – Т. 58. – С. 195–199.
9. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Николайко А.С., Третьяк В.И. Результаты исследований 2β -распада ^{116}Cd с помощью сцинтилляторов $^{116}\text{CdWO}_4$ // Яд. физика. – 1995. – Т. 58, № 7. – С. 1170–1179.
10. Danevich F.A., Georgadze A.Sh., Kobychhev V.V., Kropivyansky B.N., Kuts V.N., Nikolaiko A.S., Tretyak V.I., Zdesenko Yu. The search of 2β -decay of ^{116}Cd with $^{116}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators // Nuclei in the Cosmos: 3-rd Int. Symp. on Nucl. Astrophys., Assergi, Italy, July 1994. – AIP Conf. Proc. 327. – AIP Press, New York, 1995. – P.285–289.
11. Burachas S.Ph., Danevich F.A., Georgadze A.Sh., Klapdor-Kleingrothaus H.V., Kobychhev V.V., Kropivyansky B.N., Kuts V.N., Muller A., Muzalevsky V.V., Nikolaiko A.S., Ponkratenko O.A., Ryzhikov V.D., Sai A.S., Solsky I.M., Tretyak V.I., Zdesenko Yu.G. Large volume CdWO_4 crystal scintillators // Nucl. Instr. Meth. A. – 1996. – Vol. 369. – P. 164–168.
12. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Музалевский В.В., Николайко А.С., Понкратенко О.А., Третьяк В.И. Оценка активностей радиоактивных примесей в кристаллах вольфрамата кадмия // ПТЭ. – 1996, № 2. – С. 45–51.
13. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Куц В.Н., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Музалевский В.В., Николайко А.С., Понкратенко О.А., Третьяк В.И., Бурачас С.Ф., Рыжиков В.Д., Сай А.С., Сольский И.М. Сцинтилляторы CdWO_4 большого объема // ПТЭ. – 1996, № 3. – С. 48–52.
14. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Николайко А.С., Понкратенко О.А., Третьяк В.И. Поиск двойного бета-распада ^{116}Cd : новые результаты // Тез. докл. 46 Сов. по яд. спектроскопии и структуре ат. ядра. Москва, 18–21 июня 1996 г. – Санкт-Петербург, 1996. – С. 324.

15. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Музалевский В.В., Николайко А.С., Понкратенко О.А., Третьяк В.И., Проконец А.Г. Поиск безнейтринного двойного бета-распада ^{160}Gd // Тез. докл. 46 Сов. по яд. спектроскопии и структуре ат. ядра. Москва, 18-21 июня 1996 г. – Санкт-Петербург, 1996. – С. 325.
16. Danevich F.A., Georgadze A.Sh., Hellmig J., Hirsch M., Klapdor-Kleingrot-
haus H.V., Kobychew V.V., Kropivnyansky B.N., Kuts V.N., Müller A., Nikolaiko A.S., Petry F., Ponkratenko O.A., Strecker H., Tretyak V.I., Vullinger M., Zdesenko Yu.G. Investigation of $\beta^+\beta^+$ and β^+/EC decay of ^{106}Cd // Zeit. Phys. A. – 1996. – Vol. 355. – P. 433–437.
17. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Музалевский В.В., Николайко А.С., Понкратенко О.А., Проконец А.Г., Третьяк В.И. Исследования двойного β -распада ^{116}Cd и ^{160}Gd // Изв. Академии Наук, сер. физ. – 1997. – Т. 61, № 4. – С. 761–768.
18. Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропив'янський Б.М., Ніколайко А.С., Понкратенко О.А., Проконець А.Г., Третьяк В.І. Подвійний бета-розпад ізотопів гадолінія та церія // Матеріали щорічної наук. конф. НЦ «ІЯД». – Київ, 1997. – С. 138–141.

РАЗДЕЛ 1

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССАХ

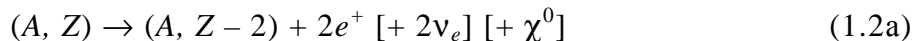
1.1. Элементы теории двойного бета-распада.

1.1.1. Классификация двойных бета-процессов.

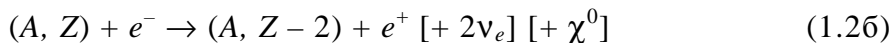
Силы спаривания между нуклонами в атомном ядре приводят к увеличению энергии связи четно-четных ядер (A, Z) по сравнению с соседними нечетно-нечетными ядрами $(A, Z \pm 1)$. В результате, как обратила внимание М. Гепперт-Майер в 1935 г. [1], для некоторых четно-четных ядер законом сохранения энергии запрещен обычный β^- - или β^+ -распад, однако в принципе разрешены так называемые двойные бета-процессы, в которых заряд ядра изменяется на 2 единицы:



– двойной электронный распад;



– двойной позитронный распад;



– β^+ -распад с захватом орбитального электрона (или электрон-позитронная конверсия);



– двойной ϵ -захват.

Чаще всего рассматриваются две моды двойных бета-распадов: двухнейтринная ($2\nu 2\beta$) и безнейтринная ($0\nu 2\beta$); калибровочными теориями предсказывается возможное существование третьей моды – безнейтринного двойного β -распада с майороном ($0\nu\chi 2\beta$, или просто $\chi 2\beta$). В формулах реакций (1.1, 1.2а-в) учтены все эти моды.

Существование двух (иногда даже трех) четных бета-стабильных изотопов с одинаковым массовым числом A (β -стабильных изобарических дублетов и триплетов) является скорее правилом, чем исключением: такая ситуация характерна для 65 из 105 значений четных массовых чисел, представленных в природе. Во всех подобных случаях потенциально возможно осуществление двойных β -процессов

(1.1, 1.2а-в). Если принимать в расчет только природные изотопы, то 2β -распад с повышением заряда на 2 единицы кинематически разрешен для 35 ядер, 2β -распад с $\Delta Z = -2$ для 34 ядер. Все ядра, распадающиеся с $\Delta Z = -2$, способны испытывать двойной ϵ -захват (1.2в); только 22 из них имеют энергию перехода $Q_{2\beta} \geq 2m_e c^2$, достаточную для осуществления процесса (1.2б); наконец, среди этих последних лишь 6 ядер могут распадаться по каналу (1.2а), т.е. с излучением двух позитронов (при этом энергия перехода $Q_{2\beta} \geq 4m_e c^2$).

1.1.2. Двухнейтринный двойной бета-распад.

В пионерской работе [1] рассматривались 2β -распады с участием нейтрино ($2\nu 2\beta$ -процессы), которые хотя и разрешены всеми законами сохранения, но вследствие малости константы связи слабого взаимодействия крайне редки. Первое наблюдение двухнейтринной моды 2β -распада в прямом эксперименте было осуществлено более чем через полвека после ее предсказания. В настоящее время $2\nu 2\beta$ -распад в прямых экспериментах обнаружен для шести ядер (^{48}Ca [4], ^{82}Se [5], ^{76}Ge [6, 7, 8, 9, 10], ^{100}Mo [11, 12, 13, 14], ^{116}Cd [15, 16, 17], ^{150}Nd [18, 19]); кроме того, есть предварительное сообщение об открытии $2\nu 2\beta$ -активности ^{96}Zr [20]. Хотя $2\nu 2\beta$ -распад не связан с процессами, выходящими за рамки Стандартной Модели, следует отметить, что он является одним из двух экспериментально наблюдавшихся до настоящего времени эффектов второго порядка по константе связи слабого взаимодействия (второй такой эффект – это вакуумные осцилляции нейтральных каонов).

Двухнейтринный $2\beta^-$ -распад рассматривается обычно как образование виртуального ядра $(A, Z+1)$ с последующим его распадом в ядро $(A, Z+2)$. Оба перехода являются гамов-теллеровскими, а начальное и конечное (основные) состояния обладают характеристиками 0^+ , поэтому промежуточное ядро может участвовать в процессе только своими 1^+ -уровнями. Переходы Ферми запрещены по изоспину, т.к. в 2β -распаде $\Delta T=2$.

Расчеты вероятности $2\nu 2\beta$ -распада ранее давали значительно завышенные значения. В настоящее время вычисления, выполняемые с использованием приближения случайных фаз квазичастиц (QRPA) и метода операторного расширения (ОЕМ), достаточно хорошо согласуются с экспериментом, давая расхождение

лишь в 2–3 раза. Это позволяет оптимистически относиться к достоверности соответствующих расчетов для безнейтринного 2β -распада.

1.1.3. Безнейтринный двойной бета-распад.

Безнейтринная мода двойного бета-распада, запрещенная законом сохранения лептонного заряда, пока не наблюдалась. В стандартной модели электрослабого взаимодействия лептонный заряд сохраняется, и безнейтринный 2β -распад запрещен; таким образом, обнаружение $0\nu 2\beta$ -распада, каким бы механизмом он ни вызывался, однозначно свидетельствовало бы о проявлении «новой физики». Именно этим обусловлен значительно возросший за последние 10–15 лет интерес к исследованиям в этой области.

Возможность $0\nu 2\beta$ -распада впервые была рассмотрена в 1939 г. В.Фарри [21], который исходил из предположения, что нейтрино являются майорановскими, а не дираковскими частицами (т.е. $\bar{\nu} \equiv \nu$). Истинно нейтральное нейтрино могло бы участвовать в следующей реакции:



(так называемый «двухнуклонный» механизм). Здесь два нейтрона, входящие в состав ядра, превращаются в два протона; в результате осуществляется реакция (1.1) (в безнейтринном варианте). Нейтрино, которым обмениваются два нейтрона, является виртуальным и переносит импульс, определяемый характерным расстоянием между нуклонами внутри ядра: $q \sim 1/r \sim 100$ МэВ, что значительно превышает импульс реального нейтрино в двухнейтринном процессе (~ 1 МэВ).

Вследствие этого фазовый объем в безнейтринном 2β -распаде оказывается существенно выше, чем в двухнейтринном, и скорость $0\nu 2\beta$ -распада при прочих равных условиях должна быть на несколько порядков больше скорости двухнейтринного распада. Ожидаемые периоды полураспада ядер по безнейтринному каналу составляли в этом случае $\sim 10^{15}$ лет. Однако $0\nu 2\beta$ -распад не был обнаружен даже в экспериментах, на 2–3 порядка более чувствительных. Кроме того, опыт

Дэвиса [22] по поиску обратного бета-распада, индуцированного антинейтрино, также дал отрицательный результат – был установлен только верхний предел сечения для реакции захвата ядрами ^{37}Cl реакторных антинейтрино, равный 10^{-46} см²/атом.

Все это, казалось бы, однозначно указывало на то, что нейтрино – дираковские частицы. Но после открытия Ву и др. [23] в 1956 г. эффекта несохранения четности в слабых взаимодействиях стало ясно, что как для дираковского, так и для майорановского нейтрино существует еще одна причина запрета реакции (1.3), связанная со спиральностью. Действительно, в первой части реакции антинейтрино всегда, насколько это известно, возникает с правой спиральностью, тогда как нейтрино во второй части реакции всегда левополяризовано. Таким образом, реакция (1.3) может происходить лишь с участием майорановского нейтрино в двух (невзаимоисключающих) случаях:

а) Ненулевая масса покоя нейтрино. В этом случае спиральность не является «хорошим» квантовым числом, т.к. существуют преобразования Лоренца, изменяющие направление импульса, но не затрагивающие направление спина. В результате, например, излучаемое в β^+ -распаде нейтрино является суперпозицией состояний с левой и правой спиральностью; правополяризованная примесь имеет амплитуду, пропорциональную отношению массы покоя нейтрино к его энергии. То же справедливо для левополяризованной примеси нейтрино, испускаемого при β^- -распаде. Вероятность $0\nu 2\beta$ -распада, обусловленного массовым механизмом, пропорциональна квадрату массы покоя нейтрино.

б) Наличие примеси правых токов в слабом взаимодействии. В этом случае процесс (1.3) также разрешен ввиду ненулевой амплитуды испускания (поглощения) в одной из вершин нейтрино с «неправильной» поляризацией. Правые токи входят во многие варианты теорий Великого Объединения (лево-правосимметричные модели). Частью низкоэнергетической феноменологии этих моделей является группа $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ – расширение стандартной электро-слабой группы, связанное с введением правых нейтрино и бозона W_R с массой $M(W_R) \gg M(W_L)$. При энергиях ниже $M(W_R)$ симметрия между $V-A$ и $V+A$ взаимодействиями нарушается в пользу первых.

Из экспериментов по поиску безнейтринного двойного бета-распада могут быть получены ограничения на эффективную массу майорановского нейтрино

$\langle m_\nu \rangle$, а также на эффективные параметры $\langle \eta \rangle$ и $\langle \lambda \rangle$, характеризующие связь правого лептонного тока с левым и правым кварковыми токами.

Эти величины вводятся следующим образом [24]. Запишем гамильтониан слабого взаимодействия для полулептонных процессов, сохраняющих странность, в общем виде, предполагающем участие во взаимодействии правых лептонных токов:

$$H \sim (j_L J_L^\dagger + \kappa j_L J_R^\dagger + \eta j_R J_L^\dagger + \lambda j_R J_R^\dagger) + \text{э.с.} \quad (1.4)$$

Здесь J – адронные токи, лептонные токи j задаются в виде

$$j_L = \bar{e} \boldsymbol{\gamma} (1 - \gamma_5) \nu_{eL}, \quad j_R = \bar{e} \boldsymbol{\gamma} (1 + \gamma_5) \nu'_{eR}, \quad (1.5)$$

индексы L и R обозначают соответственно левые и правые состояния (токи), $\boldsymbol{\gamma}$ и γ_5 – матрицы Паули.

В общем случае нейтринные состояния, участвующие в слабом взаимодействии (ν_e , ν_μ , ν_τ и их античастицы), не обязаны совпадать с массовыми собственными состояниями нейтрино. Если обозначить через N_{jL} и N_{jR} левые и правые состояния с определенными массами, то

$$\nu_{iL} = \sum_j U_{ij} N_{jL}; \quad \nu'_{iR} = \sum_j V_{ij} N_{jR}, \quad (1.6)$$

где $i = e; \mu; \tau$; $\bar{e}; \bar{\mu}; \bar{\tau}$; U и V – матрицы смешивания. Как дираковские, так и майорановские нейтрино описываются формулой (1.6) при соответствующем выборе матриц U и V .

Если $\kappa = \eta = \lambda = 0$, то (1.4) превращается в гамильтониан, описывающий β -распад в Стандартной Модели. Обычно предполагается, что κ , η и λ значительно меньше единицы. Параметр η описывает отклонение от стандартного $V-A$ лептонного тока. Ненулевой коэффициент λ определяется существованием калибровочного бозона W_R – гипотетического правого партнера стандартного бозона W_L . При отсутствии смешивания между W_L и W_R и между левыми и правыми лептонами

$$\lambda = \left(\frac{m_{W_L}}{m_{W_R}} \right)^2, \quad \eta = \kappa = 0. \quad \text{Случай } \eta = \kappa \neq 0 \text{ соответствует смешиванию } W_L \text{ и } W_R \text{ при от-}$$

сутствии смешивания левых и правых лептонов. В [24] показывается, что κ не дает вклада в вероятность $0\nu 2\beta$ -распада. Зависимость периода полураспада с учетом массы нейтрино и правых токов упрощенно может быть записана в виде

$$(T_{1/2}^{0\nu 2\beta})^{-1/2} = G_0 M_0^2 (\langle m_{\nu_e} \rangle^2 + \langle \lambda \rangle^2 C_1 + \langle \eta \rangle^2 C_2 + \langle m_{\nu_e} \rangle \langle \lambda \rangle C_3 + \\ + \langle m_{\nu_e} \rangle \langle \eta \rangle C_4 + \langle \lambda \rangle \langle \eta \rangle C_5),$$

где $\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum_j m_j U_{ej}^2 \right|$, $\langle \lambda \rangle = \lambda \left| \sum_j U_{ej} V_{ej} \right|$, $\langle \eta \rangle = \eta \left| \sum_j U_{ej} V_{ej} \right|$, G_0 – множитель, зависящий от фазового объема, M_0 – ядерный матричный элемент 2β -распада. Далее для упрощения обозначений будем писать $\langle m_{\nu} \rangle$ вместо $\langle m_{\nu_e} \rangle$. Следует обратить внимание, что в зависимости от «особенностей строения» матриц смешивания (в частности, при наличии нарушения CP-инвариантности) вклады от различных фазовых состояний могут интерферировать деструктивно. Поэтому, например, нулевое значение $\langle m_{\nu} \rangle$ не обязательно означает, что все $m_j = 0$.

Кроме двухнуклонного механизма, предполагающего обмен виртуальным нейтрино между кварками, которые принадлежат двум разным нуклонам ядра, предложен так называемый «резонансный» механизм [25]. Здесь обмен осуществляется между кварками, входящими в состав Δ -гиперона (1232 МэВ), примесь которого в ядрах оценивается величиной $\sim 1\%$. Это снижает вероятность взаимодействия, что компенсируется уменьшением эффективного расстояния между кварками. Оба механизма на кварковом уровне идентичны; диаграмма процесса показана на рис. 1.1.

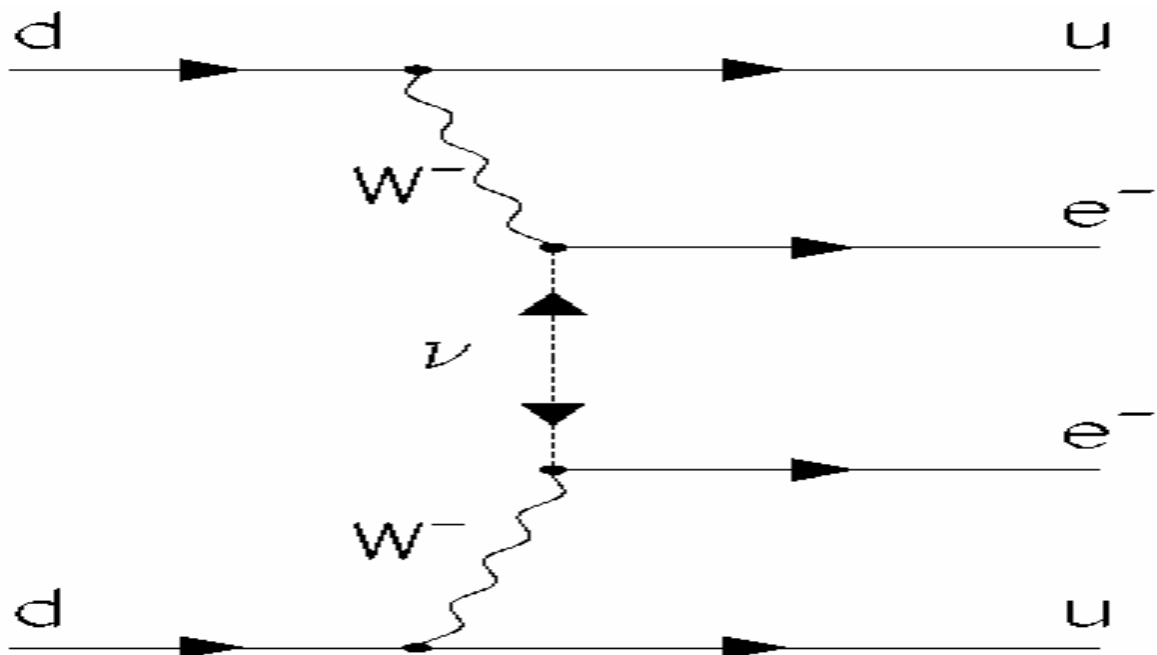


Рис. 1.1. Процесс безнейтринного двойного β -распада на кварковом уровне.

Третий вариант рассматриваемого процесса, который описывается той же диаграммой, происходит, когда взаимодействующие кварки принадлежат нуклонам из разных ядер; этот тип двойных β -процессов, получивший название β - β распада, впервые был рассмотрен А.Пачеко [26]. Для его осуществления необходимо, чтобы участвующие в нем ядра были нестабильны по отношению к обычному β -распаду. Для каждой отдельной пары ядер вероятность обмена виртуальным нейтрино, обратно пропорциональная квадрату расстояния между взаимодействующими кварками, ничтожно мала, однако с увеличением числа ядер $N \sim R^3$ количество пар быстро растет: $N_{\text{пар}} \sim N^2 \sim R^6$, где R – характерный размер системы, содержащей β -активные ядра; отсюда вероятность распада на одно ядро пропорциональна $R^6 R^{-2} / R^3 = R$. Для макроскопических объектов она может достигать заметной величины.

Переходы при двойном бета-распаде возможны как на основной уровень дочернего ядра (обычно $0^+ \rightarrow 0^+$), так и на возбужденные уровни. В большинстве ядер, образующихся в результате 2β -распада, первый возбужденный уровень имеет характеристики 2^+ . Переход на этот уровень (а также на уровни с $J^\pi=1^+$) разрешен только при наличии правых токов. Правила отбора для различных мод и механизмов 2β -распада показаны в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Правила отбора для двойного бета-распада..

Мода	Механизм	Переход		
		$0^+ \rightarrow 0^+$	$0^+ \rightarrow 1^+$	$0^+ \rightarrow 2^+$
$2\beta 2\nu$	Двухнуклонный	Р	П	П
	Резонансный	З	П	П
$2\beta 0\nu$ (масса нейтрино)	Двухнуклонный	Р	З	З
	Резонансный	З	З	З
$2\beta 0\nu$ (правые токи)	Двухнуклонный	Р	Р	Р
	Резонансный	З	Р	Р

Р – разрешен, П – подавлен, З – запрещен.

Б.М. Понтекорво в 1968 г. [27] предложил еще один механизм $0\nu 2\beta$ -распада – посредством гипотетического сверхслабого взаимодействия, изменяющего лептонный заряд на 2 единицы (аналогично CP-неинвариантному взаимодействию Вольфенштейна, изменяющему странность на 2 единицы, которое было введено для объяснения распадов нейтрального каона, не сохраняющих комбинированную четность [28]). Этот механизм 2β -распада не связан со свойствами нейтрино. Некоторые механизмы $0\nu 2\beta$ -распада вводятся в рамках моделей великого объединения и суперсимметрии. Изучение 2β -процессов может предоставить информацию о параметрах этих теорий (массы суперсимметричных партнеров обычных частиц, параметр несохранения лептонного заряда, константы связи правых взаимодействий, массы легких и тяжелых нейтрино, углы и фазы смешивания лептонов, структура хиггсовского сектора теорий и т.д.). Один из механизмов $0\nu 2\beta$ -распада, впервые предложенный в [29], показан на рис. 1.2. В этом процессе d -кварки, переходя в u -кварки, испускают скалярные хиггсовские частицы ϕ^- , которые аннигилируют в дважды заряженный хиггсовский бозон Δ^{--} ; последний, в свою очередь, распадается на два электрона. Предложен также вариант, в котором связь кварков с Δ^{--} осуществляется путем обмена правыми векторными бозонами W_R . Еще один процесс (ϕW -механизм), проанализированный в [30], также показан на рис. 1.2. Здесь испускание одного электрона связано с обменом векторным бозоном W^- , а другого – с обменом скалярной частицей ϕ^- . В литературе рассматриваются также механизмы 2β -распада с SUSY-партнерами обычных частиц в промежуточных состояниях (фотино, глюино, зино и т.д.).

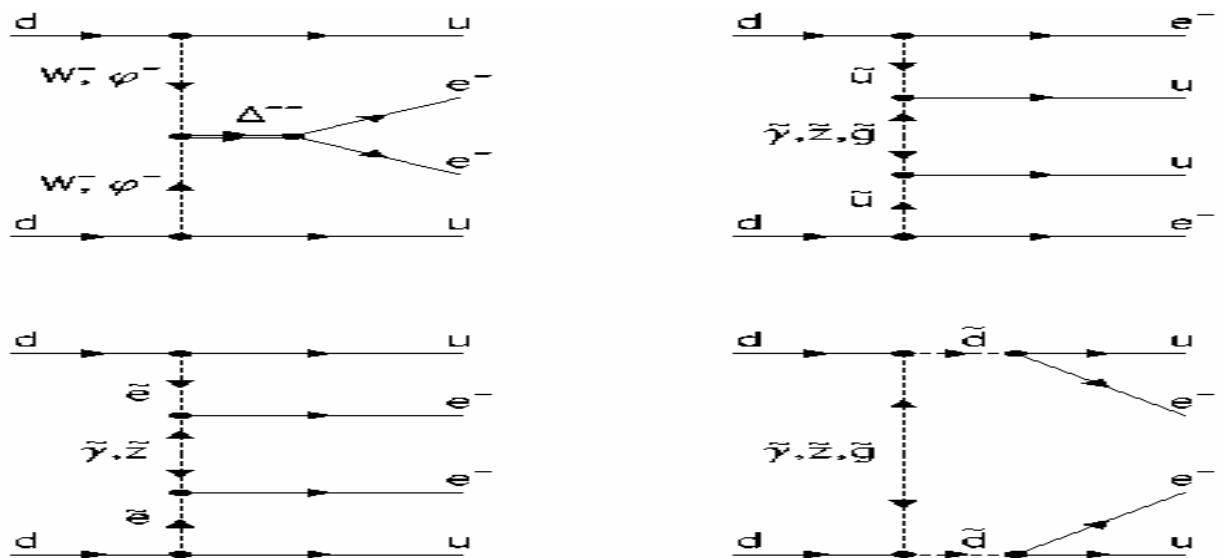


Рис. 1.2. Механизмы $0\nu 2\beta$ -распада, связанные с обменом бозонами Хиггса и SUSY-частицами.

1.1.4. Безнейтринный двойной бета-распад с майороном.

В некоторых теориях с локальной калибровочной инвариантностью вследствие спонтанного нарушения глобальной симметрии $U(1)$, связанной с сохранением разности барионного и лептонного зарядов, возникает псевдоскалярный безмассовый голдстоуновский бозон – майорон, который может распадаться в пару левых нейтрино: $\chi \leftrightarrow \nu_L + \nu_L$. Это приводит к возможности двойного бета-распада с эмиссией майорона [31, 32, 33, 34]:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 2) + 2e^{\mp} + \chi^0 \quad (1.4)$$

(а также аналогичные реакции с захватом электронов). Диаграмма процесса показана на рис. 1.3.

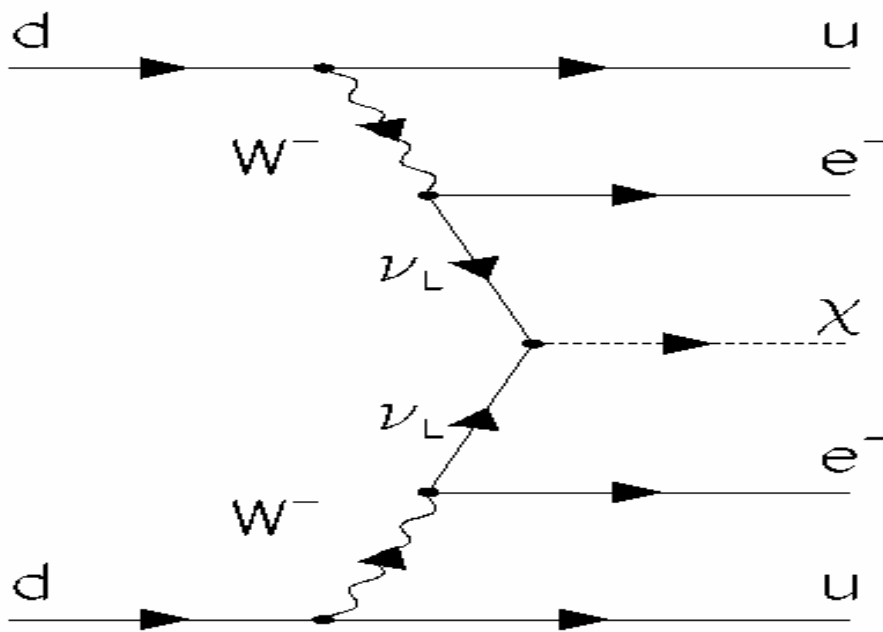


Рис. 1.3. Диаграмма $0\nu 2\beta$ -распада с эмиссией майорона.

Простейшие варианты теории с синглетным майороном [31] предсказывают настолько малую константу связи этой частицы с нейтрино, что регистрация $2\beta\chi$ -распада становится практически неосуществимой. Для триплетного майорона (например, в модели Джельмини – Ронкаделли [32]) возникает проблема иерархии масс: чтобы согласовать модель с экспериментальными ограничениями, приходится выбирать шкалу несохранения лептонного заряда на уровне 10 кэВ, что существенно отличается от шкалы масс, характерной для электрослабого взаимодействия

(~ 100 ГэВ). Кроме того, вклад майорона такого типа в ширину распада Z^0 -бозона эквивалентен вкладу от 2.5 новых поколений нейтрино. Эксперименты по измерению ширины Z^0 на ускорителе LEP [35] полностью исключили возможность существования непосредственно взаимодействующих с Z^0 -бозоном майоронов с ненулевым слабым изоспином.

Однако существование синглетного майорона [31] или его смеси с дублетным/триплетным майороном еще не исключено. Берджесс и Клайн [36] ввели класс теорий с майороном, в которых лептонный заряд сохраняется. В этих моделях майорон является голдстоуновским бозоном, возникающим в результате спонтанного нарушения расширенной глобальной группы симметрии G , которая содержит ненарушенную подгруппу, отвечающую за сохранение электронного лептонного числа. Майорон несет удвоенный лептонный заряд, а 0ν -мода двойного бета-распада абсолютно запрещена. В этом классе теорий для согласования с экспериментом приходится вводить массовую шкалу ~ 100 МэВ, что, хотя и превышает в 10^4 раз шкалу, характерную для теорий с «обычным» майороном, однако не устраняет нежелательную иерархию масс. Кэйрон [37] рассмотрел аналогичную модель с векторным майороном. В обеих работах предполагается, что майорон взаимодействует только со стерильным нейтрино, которое смешано с обычным нейтрино; таким образом, исключается непосредственная связь майорона с Z^0 -бозоном, и увеличения ширины распада последнего не происходит.

Здесь следует упомянуть также о возможности осуществления безнейтринных двойных бета-процессов с вылетом двух и более майоронов (многмайоронная эмиссия), а также $0\nu 2\beta$ -распадов с излучением ρ_L – легкого скалярного партнера майорона.

1.2. Обзор экспериментальной ситуации.

Эксперименты по исследованию двойного бета-распада разделяются на три категории:

1. Геохимические;
2. Радиохимические;
3. Прямые.

В геохимических экспериментах из древних минералов с возрастом в миллиарды лет выделяются продукты 2β -распада. Радиохимические эксперименты отличаются от геохимических тем, что накопление продуктов 2β -распада происходит в искусственно приготовленных образцах. В прямых экспериментах события 2β -распада регистрируются непосредственно (в реальном времени).

Преимущество геохимического метода заключается в чрезвычайно большом времени экспозиции. Однако круг изотопов, которые могут быть исследованы этим методом, ограничен: в результате их распада должны образовываться изотопы, либо отсутствующие в природе (^{238}Pu), либо полностью удаляемые из минерала в момент его образования (^{82}Kr , ^{128}Xe , ^{130}Xe). Невозможность детально проследить историю образца снижает достоверность и воспроизводимость получаемых результатов. Основные источники систематических ошибок данного метода – наличие трудноопределимых фоновых процессов, изменяющих содержание искоемых ядер (утечка инертных газов в атмосферу и их проникновение из атмосферы в образец, появление криптона и ксенона в результате деления урана и ядерных реакций). Однако именно в геохимических опытах были впервые обнаружены свидетельства 2β -распада (для ^{130}Te [38]). В результате многочисленных экспериментов можно считать более или менее твердо установленным существование $2\beta^-$ -распада ^{82}Se ($T_{1/2} \sim 10^{20}$ лет), ^{128}Te ($T_{1/2} \sim 10^{24}$ лет) и ^{130}Te ($T_{1/2} \sim 10^{21}$ лет), хотя пока только для ^{82}Se было получено подтверждение в прямом опыте [39]. Кроме того, в геохимическом эксперименте [40] был обнаружен $2\beta^-$ -распад ^{96}Zr ($T_{1/2} = 3.9 \cdot 10^{19}$ лет). Однако в этом случае не исключена конкуренция обычного β -распада ^{96}Zr , который не запрещен кинематически (подавлен в связи с большим изменением углового момента ядра, экспериментальный предел $T_{1/2}^{\beta} \geq 3.8 \cdot 10^{19}$ лет [41]). Результат этого эксперимента, возможно, подтверждается предварительными результатами недавних прямых измерений $2\beta^-$ -распада ^{96}Zr на установке NEMO 2 [20].

В радиохимических экспериментах относительная непродолжительность экспозиции компенсируется возможностью контролировать историю образца. Пока известен один удачный эксперимент такого рода [42], где из нескольких тонн обедненного урана был выделен накопившийся ^{238}Pu (продукт $2\beta^-$ -распада ^{238}U); получен период полураспада $T_{1/2}^{2\beta}(^{238}\text{U}) = 2.0(6) \cdot 10^{21}$ лет, согласующийся с теоретическими предсказаниями.

Общим недостатком косвенных (т.е. гео- и радиохимических) экспериментов является невозможность разделить различные моды и каналы 2β -распада. Такое разделение можно выполнить только в прямых экспериментах, измеряя энергетическое и/или угловое распределение излучаемых электронов (позитронов).

Основная проблема, затрудняющая проведение любого прямого эксперимента по изучению 2β -процессов, заключается в чрезвычайно большом времени жизни ядер при распаде по этому каналу. Решающим фактором в этом случае становится предельное уменьшение фона от других радиоактивных излучений. Этот фон обусловлен космическим излучением и радиоактивностью окружающей среды, наличием радиоактивных примесей в самом детекторе и в материалах установки, взаимодействием входящих в состав детектора ядер с нейтронным фоном, электромагнитными помехами и, возможно, другими факторами. Для подавления фона детекторы сооружаются с использованием сложно организованной активной и пассивной защиты от внешних излучений. Конструкционные материалы тщательно отбираются по радиационной чистоте. Измерения проводятся в подземных низкофоновых лабораториях для устранения мюонной компоненты космического излучения. В течение всего эксперимента проводится многоэтапный анализ и устранение источников фона. Типичный эксперимент по исследованию 2β -распада предполагает непрерывное функционирование детекторов и вспомогательного оборудования в течение тысяч часов, что налагает особые требования на стабильность и надежность работы аппаратуры.

Можно выделить два класса прямых экспериментов по поиску двойного бета-распада:

- а) с активным источником («источник = детектор»);
- б) с пассивным источником.

Последний класс, в свою очередь, подразделяется на 1) эксперименты с детектором для измерения энергии электронов и 2) так называемые полные эксперименты с более сложным детектором, позволяющим регистрировать как энергию, так и треки электронов (позитронов).

Преимущество методики с пассивным источником заключается в возможности выделять искомые события на основании более обширной информации, что позволяет существенно снизить фон. Кроме того, эксперименты такого рода позволяют изучать энергетические спектры одиночных электронов, излучаемых в

2β -распаде, их угловые распределения и т.д. Однако эффективность регистрации искомых событий в экспериментах с пассивным источником невысока, что связано с самопоглощением электронов источником и (для трековых детекторов) с поглощением электронов в трековом объеме.

В наиболее чувствительных экспериментах используется методика с активным источником, которая обеспечивает значительно более высокую эффективность, близкую к 100%. В этом случае исследуемый изотоп входит в состав рабочего вещества детектора. В качестве детекторов используются сцинтилляторы, ППД, время-проекционные камеры. В последнее время большое внимание уделяется новым типам детекторов, работающим при гелиевых и субгелиевых температурах: криогенным болометрам и детекторам на основе перегретых сверхпроводящих гранул (SSG).

Большинство детекторов, реализующих методику с активным источником, способны измерять лишь полную энергию, поглощаемую в рабочем веществе детектора в результате 2β -распада. Для $2\beta^-$ -перехода на основной уровень поглощаемая энергия практически равна суммарной кинетической энергии излучаемых электронов. Спектр суммарной кинетической энергии электронов для $0\nu 2\beta^-$ -распада представляет собой δ -функцию:

$$(dN/dE)_{0\nu 2\beta^-} = \delta(E - Q_{2\beta}),$$

где $Q_{2\beta} = (M_{(A, Z)} - M_{(A, Z+2)})c^2$. В измеряемом спектре δ -функция размывается в пик с шириной, определяемой энергетическим разрешением детектора; кроме того, следует учитывать краевые эффекты и тормозное излучение, которые могут вывести событие из пика полного поглощения.

В двухнейтринном 2β -распаде энергия распределяется между электронами и нерегистрируемыми нейтрино, причем энергия каждого лептона может лежать в пределах от нуля до $Q_{2\beta}$. Регистрируемый спектр суммарной энергии электронов представляет собой плавное распределение, показанное на рис. 1.4.

При переходах на возбужденные уровни, а также при $2\beta^+$ -, $\epsilon\beta^+$ - и $0\nu 2\epsilon$ -процессах часть выделяющейся энергии приходится на γ -кванты. В этом случае вид спектра сильно зависит от эффективности регистрации γ -квантов применяемым детектором. Примерный вид регистрируемых спектров для идеального случая 100% эффективности показан на рис. 1.5.

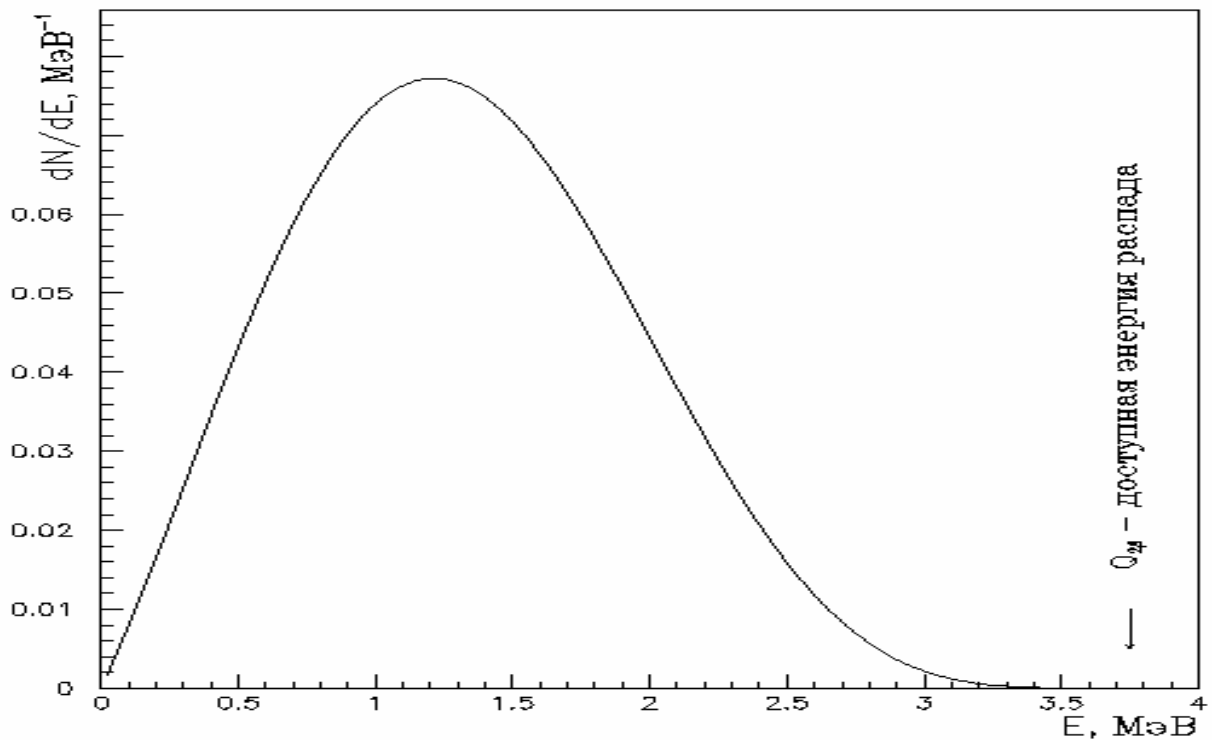


Рис. 1.4. Спектр суммарной энергии электронов в двухнейтринном $2\beta^-$ -распаде.

Возможность неполного поглощения энергии γ -квантов значительно усложняет регистрируемый энергетический спектр. Так, в спектре $0\nu 2\beta^+$ -распада помимо пика полного поглощения возникают пики n -кратного вылета ($n = 1 \dots 4$) с энергиями $Q_{2\beta} - n \cdot m_e c^2$, а также непрерывное комптоновское распределение в диапазоне от $Q_{2\beta} - 4m_e c^2$ до $Q_{2\beta}$. В двухнейтринном 2ε -захвате почти вся доступная энергия уносится нейтрино. Детектор регистрирует рентгеновские кванты и оже-электроны, возникающие при снятии возбуждения электронной оболочки дочернего атома с двумя вакансиями на внутренних орбитах. Энергия возбуждения электронной оболочки обозначена на рис. 1.5 через E_x . При безнейтринном 2ε -захвате в конечном состоянии отсутствуют лептоны, которые могли бы унести энергию. Поэтому дочернее ядро передает энергию электронной оболочке с излучением конверсионных электронов (в случае захвата электронов с суммарным моментом импульса $J=0$, в частности при $2K$ -захвате) либо испускает γ -квант внутреннего тормозного излучения (когда $J \neq 0$).

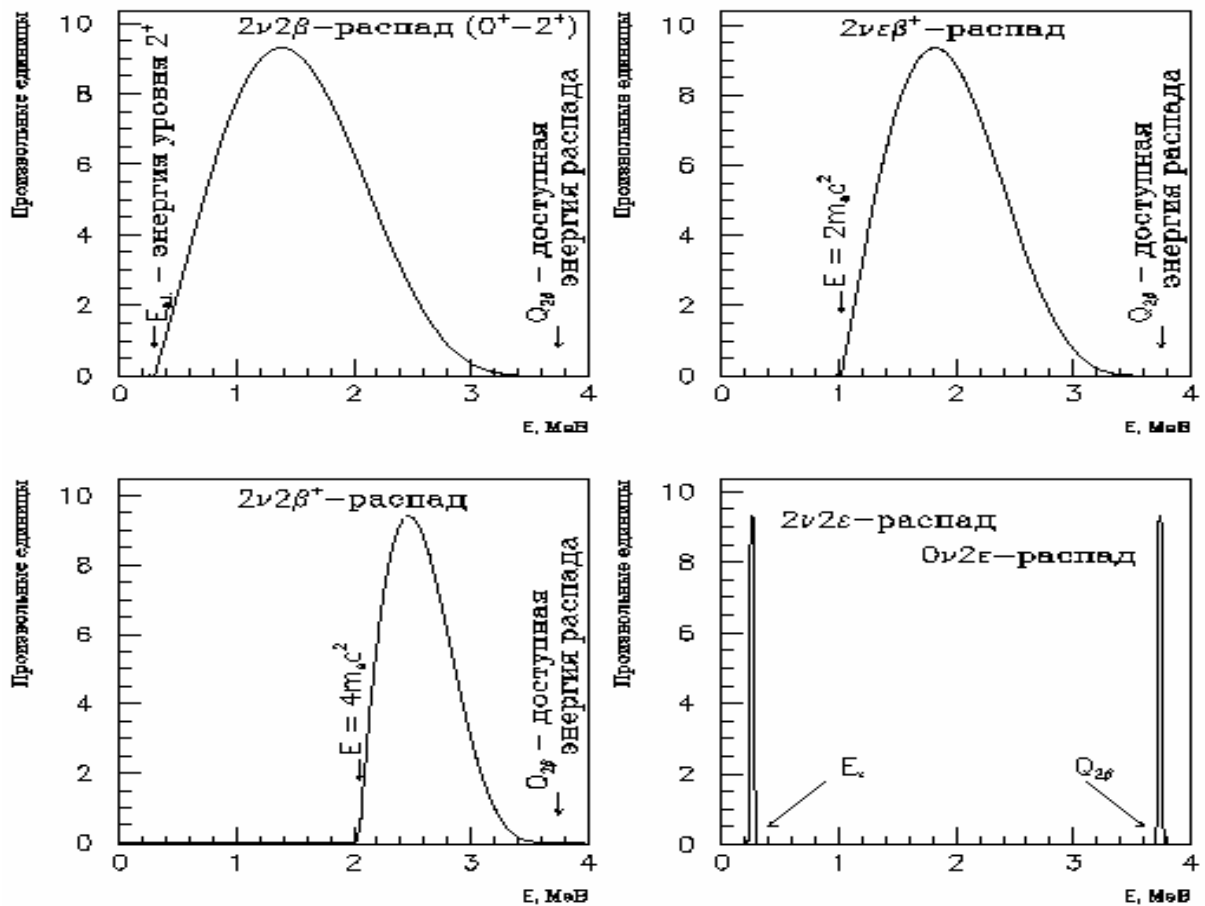


Рис. 1.5. Спектры полного поглощения для различных мод и каналов двойных β -процессов.

В настоящее время в мире действует около 15 экспериментальных групп, активно занимающихся исследованием двойного β -распада. Впервые в прямом эксперименте этот процесс был обнаружен группой из Калифорнийского университета (Ирвайн) в 1987 г. [5]. Была открыта двухнейтринная мода распада ^{82}Se ; период полураспада оказался равным $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}(^{82}\text{Se}) = (1.08_{-0.06}^{+0.26}) \cdot 10^{20}$ лет (68% CL) [19], что согласуется с результатами геохимических экспериментов. Авторы использовали время-проекционную камеру, в которую была помещена селеновая фольга массой 13.4 г. Эффективность детектора составляла $\sim 9\%$. Измерения продолжались в течение 21 тыс. часов, вначале на поверхности земли, затем в подземной лаборатории на глубине 72 м водного эквивалента (м.в.э.). Для безнейтринного 2β -распада был установлен предел $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{82}\text{Se}) \geq 2.7 \cdot 10^{22}$ лет (68% CL). Этот же изотоп был исследован коллаборацией NEMO (Франция – Украина – Россия – США – Финляндия – Чехия) с использованием трековой установки NEMO 2, находящейся

в низкофоновой лаборатории Фрежюс (Франция, 4800 м.в.э.). В центральной плоскости установки размещалась фольга из обогащенного ^{82}Se массой 157 г. Был получен согласующийся с [19] результат: $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}({}^{82}\text{Se}) = 1.1(1) \cdot 10^{20}$ лет.

По достигнутому на сегодняшний день верхнему пределу на эффективную массу электронного нейтрино лидирует коллаборация Гейдельберг (Институт Макса Планка) – Москва (Институт Курчатова). В качестве детекторов в настоящее время используются пять полупроводниковых детекторов из ^{76}Ge (степень обогащения 86–88%) общей массой 11.5 кг. Детекторы установлены в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия). Энергетическое разрешение при энергии 1.3 МэВ равно 2.4 кэВ, фоновая скорость счета в окрестности ожидаемого $0\nu 2\beta$ -пика ^{76}Ge (2039 кэВ) составляет 0.23 отсчета/(год·кэВ·кг). При экспозиции 13.6 лет·кг был установлен предел $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}({}^{76}\text{Ge}) \geq 7.4 \cdot 10^{24}$ лет ($CL = 90\%$); этому соответствует верхнее ограничение $\langle m_\nu \rangle \leq 0.56$ эВ [43]. Был также измерен период полураспада ^{76}Ge для 2ν -моды: $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}({}^{76}\text{Ge}) = (1.77_{-0.12}^{+0.14}) \cdot 10^{21}$ лет.

Коллаборация IGEX (США – Испания – Россия) также исследует 2β -распад ^{76}Ge , но набрала меньшую статистику (экспозиция 1.4 лет·кг). Эта группа работает с шестью ППД (HPGe), обогащенными ^{76}Ge до 87.4%. Детекторы установлены в подземных низкофоновых лабораториях Хоумстейк (США), Канфранк (Испания) и Баксанской нейтринной обсерватории (Россия). Результаты этого эксперимента согласуются с приведенными выше по 0ν -распаду ($T_{1/2}^{0\nu 2\beta}({}^{76}\text{Ge}) > 4.2 \cdot 10^{24}$ лет при $CL = 90\%$), но обнаруживают некоторое расхождение для двухнейтринного процесса: $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}({}^{76}\text{Ge}) = 1.1(2) \cdot 10^{21}$ лет [44].

Коллаборация Калифорнийский технологический институт (Пасадена, США) – Институт физики (Невшатель, Швейцария) – Институт Пауля Шеррера (Виллиген, Швейцария) исследует ^{136}Xe , используя время-проекционную камеру объемом 0.18 м^3 с обогащенным до 62.5% ксеноном под давлением 5 атм в качестве рабочего газа. Разрешение при энергии 2β -распада ^{136}Xe (2467 кэВ) составляет 6.6%, фон в этой области близок к 0.01 отсчета/(год·кэВ·кг). Расчетная эффективность регистрации $0\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe составляет 24%. Эксперимент проводится в подземной низкофоновой лаборатории Готтхард. За 1484 часа измерений был установлен нижний предел $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}({}^{136}\text{Xe}) \geq 4.2 \cdot 10^{23}$ лет ($CL = 90\%$), что соответствует верхнему ограничению на эффективную массу нейтрино $\langle m_\nu \rangle \leq 2.7$ эВ [45]. Двухнейтринный распад не обнаружен; установлена нижняя граница $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}({}^{136}\text{Xe}) \geq 5.5 \cdot 10^{20}$ лет

($CL = 90\%$). Этот эксперимент с точки зрения методики примечателен тем, что сочетает преимущества детектора с активным источником и трекового детектора. Предложены проекты экспериментов с жидким ^{136}Xe , предполагающие одновременно трекинг электронов, измерение их энергии и сбор ионов $^{136}\text{Ba}^{++}$ (продуктов 2β -распада ^{136}Xe) [46].

В 1990 г. группа из ИЯИ (Москва) сообщила о наблюдении $2\nu 2\beta$ -распада ^{100}Mo с $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (3.3_{-1.0}^{+2.0}) \cdot 10^{18}$ лет ($CL=90\%$) [11]. Однако этот результат, по видимому, был ошибочным, поскольку другие три группы, несколько позже обнаружившие $2\nu 2\beta$ -распад ^{100}Mo , дают $T_{1/2} \sim 10^{19}$ лет. Ирвайнская группа на упомянутой выше время-проекционной камере с 5.3 г ^{100}Mo за 6.3 тыс. ч получила период полураспада $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (1.16_{-0.08}^{+0.34}) \cdot 10^{19}$ лет ($CL=68\%$) [12]. Группа из университета г. Осака (Япония) в подземной лаборатории Камиока, используя молибденовую фольгу толщиной 40 мг/см² с массой $^{100}\text{Mo} \sim 200$ г, за время экспозиции 1.3 тыс. ч получила $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (1.15_{-0.20}^{+0.30}) \cdot 10^{19}$ лет ($CL=68\%$) [47]. Коллаборация NEMO на установке NEMO 2 использовала два симметрично расположенных листа молибденовой фольги толщиной около 40 мг/см² и размером 0.5×1.0 м². Один лист состоял из природного молибдена, второй – из обогащенного до 98.4% ^{100}Mo массой 172 г. Листы располагались в центральной плоскости трекового объема размером 1×1×1 м³, ограниченного с двух сторон стенками из 2×64 пластиковых сцинтилляторов, параллельными центральной плоскости. Рассчитанная методом Монте-Карло эффективность регистрации для $2\nu 2\beta$ -распада ^{100}Mo составляла 2.7%. Сцинтилляторы использовались в качестве энергетических и время-пролетных детекторов. Измерения продолжались в течение 6140 ч. После вычитания фона природного молибдена из фона обогащенного источника и отбрасывания фона радиоактивных загрязнений с известной активностью был выделен непрерывный спектр $2\nu 2\beta$ -распада ^{100}Mo с периодом полураспада $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (0.95 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.09(\text{сист.})) \cdot 10^{19}$ лет [48]. Безнейтринный распад ^{100}Mo регистрировался с эффективностью 5.3%, был установлен нижний предел периода полураспада $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \geq 1.1 \cdot 10^{22}$ лет ($CL=90\%$) [48]. Лучший результат по безнейтринной моде распада ^{100}Mo получен в работе [49]: $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \geq 4.4 \cdot 10^{22}$ лет ($CL=68\%$), что соответствует $\langle m_\nu \rangle < 5.4$ эВ. В этом эксперименте в качестве детектора использовалась многослойная структура из ППД и листов молибденовой фольги.

Недавно коллаборация NEMO выполнила на установке NEMO 2 поиск 2β -распада ^{96}Zr [20]. В детекторе одновременно с фольгой ^{82}Se был установлен лист циркониевой обогащенной фольги, содержащий 21 г ^{96}Zr . Предварительные результаты $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (2\dots 4)\cdot 10^{19}$ лет согласуются с данными упомянутого выше геохимического эксперимента.

Несколько групп и коллабораций исследуют ^{116}Cd . В 1991-93 гг. коллаборацией Университет г.Осака (Япония)– ИЯИ (Киев) был выполнен эксперимент на детекторе ELEGANTS V в подземной лаборатории Камиоканде с использованием фольги из натурального кадмия (72×37 см, масса 89 г) и обогащенного до 90.7% ^{116}Cd (72×37 см, масса 91 г). Листы фольги помещались рядом в центральной плоскости дрейфовой камеры детектора. Расчетная эффективность детектора для $2\nu 2\beta$ -событий составляла ~8%, длительность экспозиции 1875 ч. После отбора событий, соответствующих $2\nu 2\beta$ -распаду ^{116}Cd , по позиции вертекса, углу между траекториями электронов, времени пролета и отсутствию вето-сигналов в охранных сцинтилляторах фон природного кадмия был вычтен из фона ^{116}Cd . Полученный разностный спектр соответствует двухнейтринному 2β -распаду ^{116}Cd с $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (2.6_{-0.5}^{+0.9})\cdot 10^{19}$ лет. Также было установлено ограничение на вероятность безнейтринного 2β -распада ^{116}Cd : $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 2.1\cdot 10^{21}$ лет ($CL=90\%$) [16]. В эксперименте, проведенном коллаборацией NEMO на детекторе NEMO 2, в центральной плоскости трекового объема размещались листы фольги из природного кадмия (0.5×1.0 м, толщина 37 мкм, масса 143 г) и из обогащенного до 93% ^{116}Cd (0.5×1.0 м, толщина 40 мкм, масса 152 г). Расчетная эффективность регистрации для событий безнейтринного 2β -распада 1.7%, продолжительность эксперимента 2460 ч. Измеренный период полураспада составляет $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (3.6_{-0.5}^{+0.6}(\text{стат.})\pm 0.3(\text{сист.}))\cdot 10^{19}$ лет [50]. Наиболее чувствительный эксперимент по поиску безнейтринного 2β -распада проводится группой ИЯИ (Киев) в Солотвинской низкофоновой лаборатории со сцинтилляторами $^{116}\text{CdWO}_4$; он будет детально описан в разделе 3. В этом эксперименте, продолжающемся до настоящего времени, установлен нижний предел периода полураспада ^{116}Cd $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 3.2\cdot 10^{22}$ лет ($CL=90\%$), что соответствует ограничению $\langle m_\nu \rangle < 3.9$ эВ. Для двухнейтринного 2β -распада ^{116}Cd получен результат $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (2.7_{-0.4}^{+0.5}(\text{стат.})_{-0.6}^{+0.9}(\text{сист.}))\cdot 10^{19}$ лет [51].

Эксперимент по изучению 2β -распада ^{130}Te выполняется группой из Милана в лаборатории Гран Сассо с использованием новой техники криогенных болометрических детекторов. Эта методика основана на чрезвычайно низкой теплоемкости кристаллов при субгелиевых температурах. Поглощение кристаллом энергии, характерной для ядерных процессов (от нескольких кэВ и выше), вызывает повышение его температуры, поддающееся измерению. Использованный в эксперименте монокристаллический болометр $^{nat}\text{TeO}_2$ массой 334 г при температуре $\sim 10\text{--}20$ мК обеспечивает энергетическое разрешение $9\text{--}15$ кэВ в диапазоне от 0.1 до 3.0 МэВ. Фон описываемого детектора в области $0\nu 2\beta$ -распада ^{130}Te (2528 кэВ) составляет 3.4 отсчета/(год·кэВ·кг). В результате измерений с временем экспозиции более 10000 часов был установлен нижний предел $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{130}\text{Te}) \geq 3.25 \cdot 10^{22}$ лет ($CL=90\%$), что соответствует $\langle m_\nu \rangle < 4.0$ эВ [52]. Сейчас в установку включены еще 4 кристалла $^{nat}\text{TeO}_2$ с массой 340 г каждый, выращены еще 20 кристаллов с целью создания большой многодетекторной установки, для изучения $2\nu 2\beta$ -распада планируется вырастить два кристалла $^{128}\text{TeO}_2$ и два – $^{130}\text{TeO}_2$.

Двойной β -распад ^{150}Nd в последнее десятилетие исследовался двумя группами. Ирвайнская группа в течение 6342 ч экспонировала 11.2 г ^{150}Nd во время-проекционной камере. Для безнейтринного 2β -распада получен предел $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 2.1 \cdot 10^{21}$ лет ($CL=90\%$), откуда следует $\langle m_\nu \rangle < 4.0$ эВ [53]. Предварительный результат для $2\nu 2\beta$ -распада $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = 1.0 \cdot 10^{19}$ лет [19] примерно согласуется с измерениями группы ИТЭФ (Москва), получившей период полураспада ^{150}Nd $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (1.7_{-0.5}^{+1.1}(\text{стат.}) \pm 0.35(\text{сист.})) \cdot 10^{19}$ лет [54].

Недавно был открыт $2\nu 2\beta$ -распад ^{48}Ca . Эксперимент с этим изотопом проводила коллаборация Ирвайн–Калтех–Институт Курчатова. Пленки из обогащенного $^{48}\text{CaCO}_3$ экспонировались во время-проекционной камере в течение примерно 6000 часов. Для двухнейтринной моды 2β -распада был получен период полураспада $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (4.3_{-1.1}^{+2.4}(\text{стат.}) \pm 1.4(\text{сист.})) \cdot 10^{19}$ лет. Этот изотоп был объектом и более ранних экспериментальных исследований; особый интерес к нему обусловлен тем, что теоретические расчеты матричных элементов для дважды магического ядра сильно упрощаются. Кроме того, ^{48}Ca обладает наибольшей из всех природных изотопов энергией 2β -перехода: $Q_{2\beta}=4272$ кэВ. Экспериментальное значение

$T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$ хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями, лежащими в диапазоне $(2.7...3.7) \cdot 10^{19}$ лет [55].

Двойные β -процессы с уменьшением заряда ядра являются более сложными для экспериментального исследования, чем $2\beta^-$ -распады. Это связано, во-первых, с тем, что при аннигиляции позитронов, образующихся в $2\beta^+$ - и $\epsilon\beta^+$ -распадах, возникают γ -кванты, которые могут вылететь из детектора и, следовательно, вывести событие из пика полного поглощения. Кроме того, в зависимости от доступной энергии перехода различные моды распада могут конкурировать: при $Q_{2\beta} \geq 2m_e c^2$ кинематически разрешены $\epsilon\beta^+$ -распад и 2ϵ -захват, а при $Q_{2\beta} \geq 4m_e c^2$ к ним присоединяется и $2\beta^+$ -распад. В случае ϵ -захватов часть выделяющейся энергии передается электронной оболочке атома, которая может реализовать ее путем испускания рентгеновских квантов, электронов внутренней конверсии и оже-электронов; отклик детектора на эту часть энергии в общем случае трудно предсказать, поскольку спектр образующихся частиц весьма широк. В двухнейтринных процессах 2ϵ -захвата энергия, выделяющаяся в форме, доступной для регистрации калориметрическими детекторами, оказывается весьма малой (не превышает удвоенной энергии связи К-электрона для данного атома), вследствие чего осложняется их отделение от фоновых низкоэнергетичных событий. Наконец, большинство изотопов, для которых возможен 2β -распад с понижением заряда ядра, относятся к так называемым обойденным изотопам, которые практически не образуются в s - и r -процессах нуклеосинтеза, что приводит к их малой распространенности в природе.

С точки зрения теории, 2β -процессы с уменьшением заряда ядра имеют меньшую (по сравнению с $2\beta^-$ -переходами) вероятность, так как доступный для образующихся в распаде частиц фазовый объем меньше. Кроме того, вероятность распада с испусканием позитронов уменьшают кулоновские поправки.

Группа из Югославии сообщила недавно о наблюдении $\epsilon\beta^+$ -распада ^{64}Zn с $T_{1/2}^{(0\nu+2\nu)\epsilon\beta^+} = 1.1(9) \cdot 10^{19}$ лет [56]. Это сообщение, если оно подтвердится, будет первым экспериментальным свидетельством существования 2β -процессов с уменьшением заряда ядра. Однако этот результат должен быть проверен в независимом эксперименте, тем более что теоретическая оценка вероятности $2\nu\epsilon\beta^+$ -распада ^{64}Zn значительно (на несколько порядков) ниже измеренной.

Большинство экспериментов, описанных выше, позволяют также установить ограничения на параметры теоретических моделей, описывающих 2β -распад с майороном. Поскольку майорон практически не взаимодействует с веществом, он может быть зарегистрирован только косвенным образом. В калориметрических экспериментах, где измеряется лишь суммарная энергия излучаемых в 2β -распаде заряженных частиц (и фотонов), распад с майороном проявляет себя в регистрируемом энергетическом спектре как непрерывное распределение. Оно отличается от спектра $2\beta 2\nu$ -распада более «жестким» поведением, определяемым трехтельной кинематикой процесса: максимум распределения будет находиться в точке $0.76Q_{2\beta}$, где $Q_{2\beta}$ – доступная энергия распада. В моделях с майороном, имеющим ненулевую массу покоя M_χ , конечная точка спектра будет лежать ниже $Q_{2\beta}$ на величину $M_\chi c^2$. Многомайоронные моды 2β -распада, а также распады с «заряженным» майороном Берджесса – Клайна и с векторным майороном Кэйрона характеризуются спектром, промежуточным по жесткости между спектрами $2\beta 2\nu$ - и $2\beta\chi$ -распадов. Таким образом, по форме непрерывного спектра 2β -распада, полученного в калориметрических экспериментах, можно отличить двухнейтринный распад от распада с майороном, а также сделать выбор между теоретическими моделями майорона.

Следует отметить, что в некоторых работах [5, 57] наблюдалось небольшое превышение скорости счета в высокоэнергетичной части спектров $2\beta 2\nu$ -распада ^{82}Se , ^{100}Mo и ^{150}Nd . Этот избыток вначале был интерпретирован как возможное проявление распада с майороном, однако впоследствии выяснилось, что причиной эффекта были некоторые неточности в процедурах энергетической калибровки.

Наиболее строгое экспериментальное ограничение на эффективную константу связи электронного нейтрино с майороном на сегодняшний день было получено в геохимическом эксперименте для ^{128}Te : $\langle g_{\nu\chi} \rangle \leq 3 \cdot 10^{-5}$ [58]. В прямых экспериментах наилучшее ограничение установлено для ^{150}Nd : $\langle g_{\nu\chi} \rangle \leq 7 \cdot 10^{-5}$ [59].

Из этого краткого обзора наиболее чувствительных проведенных и планирующихся экспериментов можно заключить, что круг исследуемых изотопов весьма широк. Из 69 природных изотопов, способных испытывать 2β -распад, было исследовано 37 [55], причем для многих из них эксперименты проводились несколькими группами. По целому ряду причин более оправдано не ограничиваться исследованиями двух-трех ядер, способных, по современным оценкам, обеспечить

максимальную чувствительность эксперимента к интересующим нас параметрам теории. В первую очередь, эти оценки, несмотря на очевидный прогресс в теоретическом изучении 2β -распада, все еще довольно неоднозначны. В частности, расчеты такой важной величины, как произведение периода полураспада на квадрат приведенной массы нейтрино $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \cdot \langle m_\nu \rangle^2$, для одного и того же изотопа могут давать разброс в несколько раз в зависимости от метода расчетов и использованных предположений и упрощений. В некоторых случаях (например, для резонансного $0\nu 2\varepsilon$ -перехода на близкий по энергии уровень дочернего атома [60]) оцениваемая вероятность распада может увеличиться на 5–7 порядков, если разность энергий начального и конечного состояний меньше ширины последнего (~ 10 эВ); поскольку эта разность известна, как правило, с ошибкой в несколько кэВ, возможность такого вырождения не исключена. Во-вторых, экспериментальное обнаружение безнейтринного 2β -распада в любом случае должно быть подтверждено независимыми измерениями с использованием другой методики и/или на других изотопах.

РАЗДЕЛ 2

РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА СОБЫТИЙ В НИЗКОФОНОВОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

2.1. Оптимизация выделения коррелированного фона для цепочек из двух распадов.

Одним из основных источников фона в низкофоновых экспериментах является внутренняя радиоактивность детектора. Для корректного исключения этой части фона необходимо знать содержание радиоактивных изотопов в детекторе.

Обычный метод определения содержания в образце радионуклидов с известным спектром излучения состоит в получении энергетических спектров соответствующего детектора с образцом и без него. Затем спектры нормируются на время, второй спектр вычитается из первого, и разностный спектр сравнивается со спектром излучения искомого радионуклида, свернутым с функцией отклика детектора. Отсюда, предполагая известной функцию отклика, получают активность радионуклида в образце.

Однако если уровень фона высок по сравнению с активностью нуклида, разностный спектр может оказаться меньше статистического разброса измеренных спектров. Например, в простейшем случае, если фон является непрерывным, анализируемый радионуклид излучает моноэнергетическую линию, а функция отклика детектора представляет собой гауссиан с площадью N , центром E и шириной ΔE , то этот пик оказывается неотличимым от фона, если в интервале $E \pm \Delta E$ количество фоновых событий $N_{\phi} \geq N^2$. Поскольку N_{ϕ} и N пропорциональны времени измерения, то, в принципе, за достаточно большое время эффект будет отделяться от фона при любом, сколь угодно малом отношении эффект/фон, т.к. N^2 растет быстрее, чем N . Однако время измерения может оказаться неприемлемо большим. Если обозначить через v и v_{ϕ} скорость счета, обусловленную соответственно эффектом и фоном в рассматриваемом энергетическом интервале, то из неравенства $v_{\phi}t = N_{\phi} \geq N^2 = (vt)^2$ получаем условие для минимального времени, необходимого для отделения эффекта от фона:

$$t_{\min} \approx \frac{v_{\phi}}{v^2}. \quad (2.1)$$

Таким образом, при уменьшении измеряемой активности необходимое время измерения растет обратно пропорционально квадрату активности.

Фон может быть существенно подавлен путем учета дополнительных признаков, свойственных искомой активности и не свойственных фоновым событиям. В частности, если исследуемый изотоп является членом радиоактивной цепочки (например, природных радиоактивных рядов ^{238}U , ^{235}U или ^{232}Th), и предшествующий (последующий) распад в этой цепочке также регистрируется детектором, причем время между этими распадами достаточно мало, то вместо одного критерия отбора искомого события (попадание в интервал $E \pm \frac{1}{2}\Delta E$) оказывается возможным использовать сразу три; дополнительные критерии – попадание распада «соседа» по цепочке в энергетический интервал $E' \pm \frac{1}{2}\Delta E'$ и соответствие интервала времени между распадами периоду полураспада искомого изотопа или его «соседа» (мы предполагаем, что фон образован независимыми друг от друга событиями). Эти дополнительные критерии отбора позволяют существенно улучшить отношение эффект/фон и повысить чувствительность детектора к малым активностям.

Поясним применение описываемого метода селекции (который является модификацией метода задержанных совпадений) на примере ряда ^{232}Th . К этому семейству принадлежит ^{216}Po , образующийся при альфа-распаде ^{220}Rn с энергией α -частицы 6.288 МэВ (в 99.9% случаев). ^{216}Po испытывает α -распад с энергией альфа-частицы 6.779 МэВ (в 99.998% случаев) и периодом полураспада 0.145 с. Допустим, что α -частицы, излучаемые в исследуемом образце, могут быть зарегистрированы без потерь энергии (это возможно, когда толщина образца достаточно мала либо когда измеряется активность чувствительного объема самого детектора, – нас интересует в основном последний случай). Тогда, если обнаружено событие с энергией, соответствующей α -распаду ^{220}Rn , и через промежуток времени, не превышающий нескольких периодов полураспада ^{216}Po , второе событие с энергией, близкой к энергии α -распада ^{216}Po , то можно утверждать с той или иной степенью достоверности (зависящей от уровня фона, как будет показано ниже), что зарегистрирована искомая цепочка распадов, являющаяся частью ряда ^{232}Th .

Сравним чувствительность описанного метода с «традиционным». Пусть эффективности регистрации первого и второго события цепочки равны ϵ_1 и ϵ_2

соответственно. Первое событие регистрируется в энергетическом интервале $[E_{11}...E_{12}]$, второе – в интервале $[E_{21}...E_{22}]$. Фоновую скорость счета в первом и втором интервалах обозначим соответственно $v_{\phi 1}$ и $v_{\phi 2}$. Временное окно, т. е. промежуток времени после первого события, в течение которого регистрируется второе событие, выберем в границах $[t_n...t_k]$. Если период полураспада изотопа, образовавшегося в результате первого распада, равен $T_{1/2}$, то вероятность попадания второго события в пределы временного окна равна

$$\eta = \exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot t_n}{T_{1/2}}\right) - \exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot t_k}{T_{1/2}}\right). \quad (2.2)$$

Для пар событий, вызванных распадами исследуемой цепочки и отвечающих одновременно всем следующим критериям:

$$E_{11} \leq E_1 \leq E_{12}; \quad (2.3a)$$

$$E_{21} \leq E_2 \leq E_{22}; \quad (2.3б)$$

$$t_n \leq t_2 - t_1 \leq t_k, \quad (2.3в)$$

скорость счета равна

$$v = A\varepsilon_1\varepsilon_2\eta, \quad (2.4)$$

где A – активность в образце родительского изотопа цепочки (в предположении векового равновесия). Для фоновых (независимых) пар событий, отвечающих критериям (2.3а-в), скорость счета равна

$$v_{\phi} = (v_{\phi 1}v_{\phi 2} + A\varepsilon_1v_{\phi 2} + A\varepsilon_2v_{\phi 1})\Delta t, \quad (2.5)$$

где $\Delta t = (t_k - t_n)$ – ширина временного окна.

Два последних слагаемых в (2.5) отвечают случаю, когда регистрируется одно из событий, принадлежащее исследуемой радиоактивной цепочке, в паре с фоновым событием. Если эффект мал по сравнению с фоном независимых событий ($A\varepsilon_1 \ll v_{\phi 1}$, $A\varepsilon_2 \ll v_{\phi 2}$), то этими двумя слагаемыми можно пренебречь.

Применяя условие (2.1), находим минимальное время, необходимое для отделения эффекта от фона:

$$t_{\min} \approx \frac{v_{\phi}}{v^2} = \frac{v_{\phi 1}v_{\phi 2}\Delta t}{(A\varepsilon_1\varepsilon_2\eta)^2}. \quad (2.6)$$

«Традиционный» метод (без временной селекции событий) дает

$$t'_{\min} \approx \min \left[\frac{v_{\phi 1}}{(A\varepsilon_1)^2}, \frac{v_{\phi 2}}{(A\varepsilon_2)^2} \right]. \quad (2.7)$$

Допустим для определенности, что

$$\frac{V_{\phi 1}}{(A\varepsilon_1)^2} < \frac{V_{\phi 2}}{(A\varepsilon_2)^2}. \quad (2.8)$$

Тогда

$$\frac{t_{\min}}{t'_{\min}} = \frac{V_{\phi 2}\Delta t}{(\varepsilon_2\eta)^2}. \quad (2.9)$$

Таким образом, независимо от активности искомого изотопа, чем меньше фоновая скорость счета, тем существеннее уменьшение времени, необходимого для уверенного отделения эффекта от фона, в результате применения временной селекции.

Оценим минимальную активность, которая может быть обнаружена с применением временного анализа при заранее ограниченном времени измерения t . Из (2.6) следует, что минимальная скорость счета пар событий, обусловленных распадами искоемых изотопов, при которой еще возможно отделение эффекта от фона за время t , равна

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{V_{\phi}}{t}} = \sqrt{\frac{V_{\phi 1}V_{\phi 2}\Delta t}{t}}. \quad (2.10)$$

Минимальная активность, доступная обнаружению, равна

$$A_{\min} \approx \frac{1}{\varepsilon_1\varepsilon_2\eta} \sqrt{\frac{V_{\phi 1}V_{\phi 2}\Delta t}{t}}, \quad (2.11)$$

тогда как применение «традиционного» метода измерения активности дает

$$A'_{\min} \approx \frac{1}{\varepsilon_1} \sqrt{\frac{V_{\phi 1}}{t}} \quad (2.12)$$

(если выполняется условие (2.8), иначе индекс 1 должен быть заменен на 2). Отношение чувствительностей двух методов

$$\frac{A_{\min}}{A'_{\min}} \approx \frac{1}{\varepsilon_2\eta} \sqrt{V_{\phi 2}\Delta t}. \quad (2.13)$$

Задача состоит в максимальном снижении величины (2.13). Видно, что она пропорциональна корню из числа фоновых событий, происходящих в среднем за время, равное по длительности временному окну Δt . Если произведение эффективностей $\varepsilon_2\eta$ близко к единице, то метод временной селекции позволяет улучшить чувствительность, когда временное окно выбрано короче, чем средний временной интервал между фоновыми событиями в энергетическом интервале (2.36) или

(2.3а). Однако уменьшение длины временного окна приводит к уменьшению η – эффективности отбора полезных событий, задаваемой формулой (2.2). При фиксированных значениях $v_{\phi 2}$ и ε_2 функция (2.13) минимизируется, когда величина $\chi = \frac{\eta}{\sqrt{\Delta t}}$ максимальна.

Используя определение (2.2), приведем χ к виду

$$\chi = e^{-\lambda t_n} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) (\Delta t)^{-1/2}, \quad (2.14)$$

где $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ – постоянная распада промежуточного изотопа цепочки.

Обозначив $z = \lambda \Delta t$, преобразуем (2.14) в

$$\chi(t_n; z) = \sqrt{\lambda} e^{-\lambda t_n} \frac{(1 - e^{-z})}{\sqrt{z}}. \quad (2.15)$$

Функция $\chi(t_n, z)$ достигает максимума при некоторых значениях $t_n = t_{n, \text{опт.}}$ и $z = z_{\text{опт.}}$. Поскольку $\chi(t_n, z)$ может быть представлена в виде $f(t_n)g(z)$, аргументы максимизируют ее независимо друг от друга. В области допустимых (неотрицательных) значений переменных функция $f(t_n) = \sqrt{\lambda} e^{-\lambda t_n}$ максимальна при $t_n = t_{n, \text{опт.}} = 0$. Значение $z_{\text{опт.}}$ получаем из условия

$$\left. \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right) \right|_{z = z_{\text{опт.}}} = 0,$$

которое преобразуется в нелинейное уравнение

$$e^{z_{\text{опт.}}} = 2z_{\text{опт.}} + 1. \quad (2.16)$$

Численно решая его, получаем $z_{\text{опт.}} = 1.25643\dots$. При этом оптимальная (с точки зрения максимального повышения чувствительности) длина временного окна равна

$$\Delta t_{\text{опт.}} = 1.8126\dots \cdot T_{1/2}. \quad (2.17)$$

Так как в функции χ переменные t_n и z разделены, оптимальное значение каждой из переменных не зависит от выбора другой переменной. Например, в конкретном эксперименте значение t_n может быть ограничено снизу временным разрешением применяемой аппаратуры либо специально установлено не равным нулю, чтобы отсечь коррелированный фон, создаваемый другими цепочками распадов с более коротким временем жизни промежуточного изотопа. Однако это не

приводит к изменению величины $z_{\text{опт.}}$, поэтому длительность временного окна $\Delta t_{\text{опт.}}$ должна оставаться прежней.

При выборе оптимальных значений обоих аргументов функции χ эффективность селекции временного окна для исследуемой цепочки распадов равна

$$\eta_{\text{опт.}} = 1 - e^{-z_{\text{опт.}}} = \frac{2z_{\text{опт.}}}{2z_{\text{опт.}} + 1} = 0.71533... \quad (2.18)$$

При этом χ достигает максимального значения, которое равно

$$\chi_{\text{max}} = \chi(t_{\text{н}}=0, \Delta t = \Delta t_{\text{опт.}}) = 0.63817... \cdot \sqrt{\lambda} = \frac{0.53131...}{\sqrt{T_{1/2}}}. \quad (2.19)$$

Отсюда наилучшее отношение чувствительностей, задаваемое формулой (2.13) при выборе оптимальных значений $t_{\text{н}}$ и Δt , равно

$$\frac{A_{\text{min}}}{A'_{\text{min}}} \approx 1.8821... \cdot \frac{\sqrt{T_{1/2} v_{\phi 2}}}{\varepsilon_2}. \quad (2.20)$$

Следует отметить, что величины $z_{\text{опт.}}$ и $\eta_{\text{опт.}}$, а также коэффициенты в формулах (2.17), (2.19) и (2.20) не зависят ни от каких физических параметров и являются своего рода «универсальными константами».

Поскольку в данной работе метод временной селекции событий использовался в основном для обнаружения загрязненности сцинтилляторов нуклидами уранового и ториевого рядов, приведем конкретный пример с типичными цифрами. Пусть в сцинтилляторе CdWO_4 массой 100 г в энергетическом интервале 1.0...1.6 МэВ (в β -шкале) фоновая скорость счета в низкофоновой установке на поверхности земли равна 8.3 мБк/МэВ. В этот интервал (если учесть характерное для данного сцинтиллятора отношение световых выходов $\alpha/\beta = 0.2$) попадают α -пики от распадов внутреннего ^{220}Rn и ^{216}Po . Приведенная в β -шкалу энергия их α -пииков с учетом разрешения составляет соответственно (1.25 ± 0.20) МэВ и (1.36 ± 0.22) МэВ. Эффективности $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 100\%$, скорости счета в первом и втором энергетических интервалах равны соответственно $v_{\phi 1} = 3.3$ мБк и $v_{\phi 2} = 3.7$ мБк, что удовлетворяет неравенству (2.8). Период полураспада ^{216}Po равен 0.145 с, поэтому оптимальная ширина временного окна равна $\Delta t = 1.81T_{1/2} = 0.263$ с. Из формулы (2.20) получаем, что минимальная измеримая активность ^{220}Rn (которая в предположении векового равновесия ряда равна активности ^{232}Th) при данных условиях в 23 раза ниже минимальной активности, доступной измерению обычным методом.

Из формул (2.11) и (2.12) получаем минимальные активности A_{\min} и A'_{\min} ; которые могут быть обнаружены за время $t = 1$ сутки = 86400 с:

$$A'_{\min} \approx 200 \text{ мБк (обычный метод);}$$

$$A_{\min} \approx 9 \text{ мБк (временная селекция).}$$

При этом A_{\min} оказывается меньше 1 распада в сутки, т.е. чувствительность описываемого метода в данных условиях позволяет обнаружить минимальную активность, в принципе доступную обнаружению (один распад за время измерения). Активность 9 мБк соответствует 2.2 нг ^{232}Th , его концентрация в сцинтилляторе равна $2.2 \cdot 10^{-11}$ г/г.

Мы рассмотрели задачу о нахождении оптимальной ширины временного окна для достижения максимально возможной чувствительности метода временной селекции. Иногда ставится задача увеличить скорость счета эффекта до максимально возможной для заранее заданного отношения эффект/фон; например, когда при известной активности изотопа требуется быстро получить его спектр с как можно большей статистикой. Этого можно добиться ценой некоторого ухудшения чувствительности, изменяя размеры временного окна. Обозначим заданное отношение эффект/фон через a :

$$a \equiv \frac{v}{v_{\phi}} = \frac{A\varepsilon_1\varepsilon_2\eta(t_H; \Delta t)}{v_{\phi 1}v_{\phi 2}\Delta t}. \quad (2.21)$$

Поскольку $v = A\varepsilon_1\varepsilon_2e^{-\lambda t_H}(1 - e^{-\lambda \Delta t})$, переменные t_H и Δt разделены, и максимальная скорость счета достигается при $t_H = 0$ при любом a . Чтобы определить оптимальное Δt , рассмотрим (2.21) как уравнение относительно этой величины и перепишем его в следующем виде:

$$\frac{\eta}{z} = \frac{av_{\phi 1}v_{\phi 2}}{\lambda A\varepsilon_1\varepsilon_2} \equiv C_1 \quad (2.22)$$

(напомним, что $z = \lambda \Delta t$). Используя определение (2.2), получаем

$$\frac{1 - e^{-z}}{z} e^{-\lambda t_H} = C_1. \quad (2.23)$$

Домножив обе части (2.23) на $ze^{\lambda t_H}$ и введя обозначение

$$C \equiv C_1 e^{\lambda t_H} \equiv \frac{av_{\phi 1}v_{\phi 2}}{A\varepsilon_1\varepsilon_2} \frac{e^{\lambda t_H}}{\lambda}, \quad (2.24)$$

приходим к уравнению

$$1 - e^{-z} - Cz = 0 \quad (2.25)$$

в форме, удобной для численного решения методом итераций. Действительные неотрицательные корни уравнения существуют при $0 \leq C \leq 1$. В табл. 2.1 приведены решения уравнения (2.25) для некоторых значений C и соответствующие значения ширины временного окна $\Delta t/T_{1/2}$, оптимальной для данной задачи.

Пусть, например, требуется набрать спектр внутреннего ^{216}Po в случае, описанном выше, причем известна активность внутреннего ^{232}Th , равная 200 $\mu\text{Бк}$. Количество пар событий, обусловленных фоном («случайных совпадений»), должно составлять не более 5% от искомого эффекта, т.е. отношение эффект/фон задается равным $a = 20$. Подставляя численные значения в (2.24) и считая, что $t_n = 0$, получаем параметр $C = 0.255$. Решая уравнение (2.25) (или выполняя интерполяцию между значениями из табл. 2.1), находим $z = 3.83$, что соответствует оптимальному значению $\Delta t = z/\lambda = 0.801$ с. При такой ширине временного окна будет получена максимальная скорость набора спектра для данного отношения эффект/фон. Поскольку выбранное значение Δt отличается от вычисленного ранее значения, необходимого для достижения максимальной чувствительности, минимальная активность, которая может быть обнаружена за 1 сутки набора, повышается с 9 до 11 $\mu\text{Бк}$, что практически несущественно, т.к. активность считается заранее известной. Эффективность селекции временного окна $\eta = 0.978$; скорость набора спектра будет на 37% больше, чем в случае, когда выбрано оптимальное по чувствительности временное окно; скорость счета фоновых пар событий увеличится в три раза, хотя по-прежнему не будет превышать 1 события в сутки.

Таблица 2.1. Решения уравнения (2.25).

C	z	$\Delta t/T_{1/2}$
< 0.1	$\approx \frac{1}{C}$	$\approx \frac{1}{C \ln 2}$
0.1	9.9995	14.43
0.2	4.9651	7.16
0.3	3.1971	4.61
0.4	2.2316	3.22
0.5	1.5936	2.30
0.6	1.1263	1.62
0.7	0.7614	1.10
0.8	0.4642	0.67
0.9	0.2146	0.31
> 0.9	$\approx 2(1 - C)$	$\approx \frac{2(1 - C)}{\ln 2}$

2.2. Тройные цепочки с нерегистрируемым промежуточным распадом.

Рассмотрим временные соотношения, возникающие в случае последовательного (каскадного) распада трех изотопов.

Обозначим время жизни i -го изотопа через $\tau_i \equiv (T_{1/2})_i / \ln 2$. Для конкретной цепочки, начавшейся распадом ядра 0 в момент времени $t_0 = 0$, момент T_1 распада ядра 1 является случайной величиной, распределенной экспоненциально с плотностью $f_1(t_1) = \frac{e^{-t_1/\tau_1}}{\tau_1}$, где t_1 – время, протекшее с момента образования ядра 1.

Таким же образом распределена случайная величина T_2 – время существования ядра 2 ($f_2(t_2) = \frac{e^{-t_2/\tau_2}}{\tau_2}$, где t_2 – время, протекшее с момента образования ядра 2).

Плотность распределения вероятности $f(t)$ для случайной величины $T = T_1 + T_2$ (время, протекшее с образования 1-го ядра цепочки до момента распада 2-го ядра) определяется с использованием известного положения теории вероятностей: *плотность вероятности суммы случайных величин равна свертке плотностей вероятности этих величин*. Отсюда

$$f(t) = \int_0^t f_1(t_1) f_2(t - t_1) dt_1 = \frac{1}{\tau_1 - \tau_2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}). \quad (2.26)$$

В особом случае $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ интегрирование дает иную формулу:

$$f(t) = \frac{t e^{-t/\tau}}{\tau^2}. \quad (2.27)$$

Вид функций $f(t)$ для различных значений отношения τ_1/τ_2 показан на рис. 2.1. Видно, что функция (2.26) инвариантна относительно перестановки $\tau_1 \leftrightarrow \tau_2$. Максимальное значение функции $f(t)$, равное $\lambda_1 \lambda_2$, достигается при

$$t = t_{\max} = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (2.28)$$

где, как обычно, используем определение $\lambda_i \equiv 1/\tau_i$. В особом случае $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ получаем $t_{\max} = \tau$.

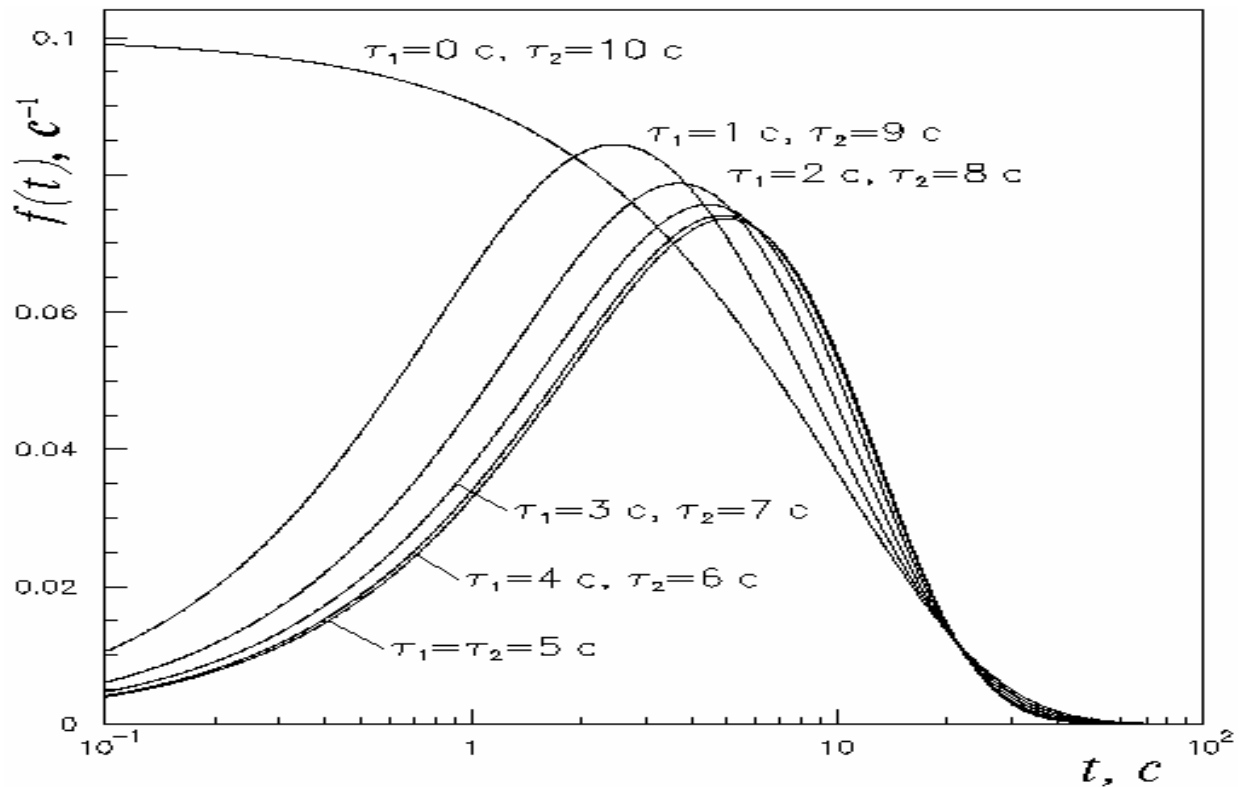


Рис. 2.1. Вид функции $f(t)$ для различных значений τ_1 и τ_2 .

Предположим, что распад 1-го изотопа цепочки может быть выделен в качестве триггера, а распад 2-го изотопа не детектируется или попадает в область высокого фона. В этом случае детектируемый распад 3-го изотопа отделен от 1-го распада промежутком времени, который является случайной величиной с плотностью распределения (2.26). Формулы (2.3)–(2.13) из предыдущего подраздела остаются справедливыми и в этом случае, если заменить в них η на величину $\eta_3(t_n, t_k, \lambda_1, \lambda_2)$ – вероятность попадания 3-го распада в пределы временного окна:

$$\eta_3 = \int_{t_n}^{t_k} f(t) dt = \frac{1}{\tau_1 - \tau_2} (\tau_2 (e^{-t_k \lambda_2} - e^{-t_n \lambda_2}) - \tau_1 (e^{-t_k \lambda_1} - e^{-t_n \lambda_1})),$$

Из-за более сложного вида функции η_3 по сравнению с η не удастся решить задачу оптимизации в общем виде, подобном выражению (2.17). Однако не составляет большого труда получить оптимальные параметры временного окна для каждого конкретного случая путем численной оптимизации. В частности, в эксперименте по поиску $2\beta 0\nu$ -распада ^{116}Cd (описанном ниже) была поставлена задача устранения коррелированного фона от распадов внутреннего (т.е. входящего в состав чувствительного объема детектора) ^{212}Bi в области 2.8 МэВ. Этот изотоп является частью ряда ^{232}Th . При распадах $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ (64.0%) и $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ (36.0%) регистрируются события со сложным спектром, лежащим в основ-

ном в пределах от 2 до 5 МэВ. Предшествующая распаду ^{212}Bi цепочка $^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{220}\text{Rn}(55.6 \text{ с}) \rightarrow ^{216}\text{Po}(0.145 \text{ с}) \rightarrow ^{212}\text{Pb}$ легко выделяется амплитудно-временным анализом (см. раздел 2.1) и в данном случае служит триггером. Периоды полураспада ^{212}Pb (нерегистрируемого промежуточного изотопа) и самого ^{212}Bi составляют соответственно 10.64 часа и 60.6 мин. Теоретическое распределение интервала между регистрацией быстрой цепочки и распадом ^{212}Bi показано на рис.2.2.

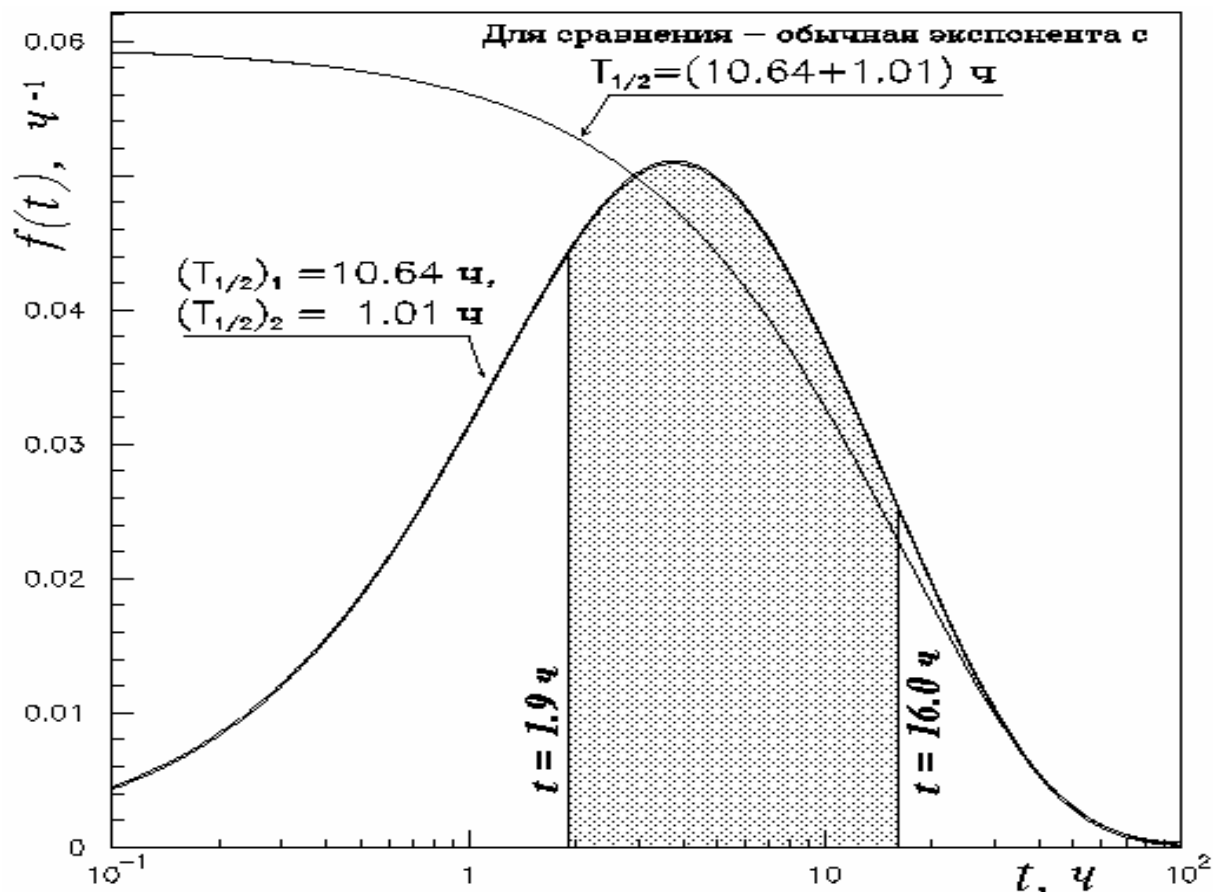


Рис.2.2. Распределение интервалов времени между распадами ^{216}Po и ^{212}Bi .

Для целей описываемого исследования необходимо максимизировать нижний предел периода полураспада ^{116}Cd :

$$\lim T_{1/2} \sim \frac{T}{\sqrt{S}}, \quad (2.29)$$

где T – время экспозиции, S – количество отсчетов в пределах $2\beta 0\nu$ -пика. Если после каждой регистрации цепочки ^{216}Po (или фоновой последовательности событий, случайно имитирующей эту цепочку) отбрасывать события, происходящие в пределах временного окна $[t_n \dots t_k]$, то целевая функция (2.29) преобразуется в

$$\lim T_{1/2} \sim \frac{T - (v_{\phi 1} + A\varepsilon_1)\Delta t}{\sqrt{v_{\phi 2}(T - (v_{\phi 1} + A\varepsilon_1)\Delta t) + A\varepsilon_2(1 - \eta_3(t_n; \Delta t))}} \quad (2.30)$$

(обозначения соответствуют введенным в разделе 2.1). Задача максимизации целевой функции (2.30), нелинейной по аргументам t_n и Δt , является задачей нелинейного программирования с линейными ограничениями в виде неравенств $t_n > 0$, $\Delta t > 0$. Для ее численного решения был выбран метод Розена [61]. Для индексов фона и удельной активности ^{232}Th , измеренных в эксперименте со сцинтиллятором $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 15.2 см^3 (на первой стадии измерений – 16.2 см^3) оптимальные параметры временного окна составляют: $t_n=1.9$ часа и $t_k=16.0$ часа ($\eta_3=55.3\%$). До отбрасывания высокоэнергетических событий, попавших во временное окно, суммарная экспозиция по отношению к ядрам ^{116}Cd составляла $2.46 \cdot 10^{23}$ ядер·год, исключаемая площадь $2\beta 0\nu$ -пика 5.1 отсчета (с 90% доверительной вероятностью), $\lim T_{1/2}=2.8 \cdot 10^{22}$ лет. После отбрасывания коррелированного фона, выполненного описанным методом, экспозиция уменьшилась до $2.17 \cdot 10^{23}$ ядер·год, исключаемая площадь пика – до 4.4 отсчета, что привело к увеличению $\lim T_{1/2}$ до $2.9 \cdot 10^{22}$ лет. Хотя $\lim T_{1/2}$ увеличился лишь на 4%, это доказывает применимость метода.

В настоящее время внутренний фон от ^{212}Bi и дочерних ядер составляет, по оценкам, около трети суммарного фона в области $2\beta 0\nu$ -распада ^{116}Cd . При дальнейшем усовершенствовании защиты от внешнего фона в эксперименте со ^{116}Cd относительный вклад внутреннего фона будет расти. Отсюда вытекает важность описанного метода подавления внутреннего фона для следующих этапов эксперимента по поиску $2\beta 0\nu$ -распада ^{116}Cd .

С использованием методики, рассмотренной в данном разделе, была создана программа *Shelf* на платформе MS DOS для первичной обработки и селекции событий по различным параметрам, позволяющая выделять двойные цепочки. Ее модификация, программа *eXTriS*, предназначена для выделения тройных цепочек. Эти программы включены в процедуру обработки данных большинства низкофоновых экспериментов, проводящихся в настоящее время в отделе физики лептонов ИЯИ НАНУ.

РАЗДЕЛ 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ВОЛЬФРАМАТА КАДМИЯ

3.1. Описание детекторов и экспериментальных установок.

3.1.1. Сцинтилляционные детекторы с кристаллами $CdWO_4$.

В последнее десятилетие практические потребности компьютерной томографии и экспериментальной физики высоких энергий стимулировали значительный интерес к разработке новых сцинтилляционных детекторов, содержащих элементы с большим атомным номером, т.е. с высокой эффективностью регистрации рентгеновского и гамма-излучения, а также радиационной и химической стойкостью, негигроскопичностью и пр. К числу таких детекторов относятся германат висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO), ортосиликат гадолиния Gd_2SiO_5 (GSO), вольфраматы кадмия $CdWO_4$ и свинца $PbWO_4$ и др. Указанные кристаллы находят также применение для скважинного каротажа и в ядерной физике для регистрации ионизирующих излучений высоких и средних энергий.

Впервые люминесценция кристаллов $CdWO_4$ (в литературе часто используется сокращение CWO) описана в 1948 г. [62]. С тех пор сцинтилляционные, оптические и механические свойства $CdWO_4$ неоднократно исследовались. Плотность вольфрамата кадмия $7.9\text{--}8.1\text{ г/см}^3$, температура плавления 1598 К, коэффициент преломления 2.2–2.3, постоянная высвечивания 12–13 мкс для β -частиц и 9–11 мкс для α -частиц. Отличительной особенностью этих кристаллов, как показано ниже, является очень низкий уровень их собственной радиоактивной загрязненности.

Важными достоинствами сцинтилляторов $CdWO_4$ являются высокий световой выход, достигающий 40% относительно $NaI(Tl)$, радиационная стойкость и очень слабая зависимость световых выхода от температуры. К недостаткам $CdWO_4$ следует отнести большое время высвечивания – 30–40 мкс. Это ограничивает возможности использования этих сцинтилляторов при высоких скоростях счета, однако совершенно несущественно в таких применениях, как измерения низких уровней радиоактивных загрязнений в природных объектах или, например, геоло-

гический гамма-каротаж. Кроме того, благодаря низкому уровню радиоактивной загрязненности эти кристаллы могут быть с успехом использованы в фундаментальных исследованиях при поиске редких или запрещенных процессов и распадов атомных ядер. В настоящем разделе описаны результаты исследования 2β -распада, полученные при помощи сцинтилляторов CdWO_4 .

Для дальнейшего продвижения в такого рода экспериментах, а также для повышения чувствительности методик по измерению низких уровней радиоактивной загрязненности необходимо значительное увеличение объема кристаллов CdWO_4 при сохранении наилучшего энергетического разрешения: большой световыход кристаллов CdWO_4 позволяет, в принципе, достигать разрешения, приближающегося к характеристикам NaI(Tl) . Однако реально подобное разрешение было ранее получено только для кристаллов CdWO_4 небольшого объема. Так, наилучшее разрешение 8% для энергии 662 кэВ достигнуто с объемом кристалла 2 см^3 [63]. Для кристаллов вольфрамата кадмия с объемами 12 и 50 см^3 соответствующие величины составили только 9.1% [64] и 19%, соответственно. Причиной такого резкого ухудшения энергетического разрешения авторы считают самопоглощение света сцинтилляций в материале детектора.

Анализ литературных данных и результатов проведенных нами исследований показал следующие возможные причины ухудшения энергетического разрешения кристаллов при увеличении объема:

- структурные дефекты кристалла, приводящие к образованию в нем оптических неоднородностей (центров рассеяния и самопоглощения). Было показано [65], что основными причинами образования таких макродефектов являются отклонение состава шихты от оптимального стехиометрического, наличие в исходном сырье кристаллов значительного числа неконтролируемых примесей, влияющих на рост кристалла, а также температурная нестабильность в процессе роста кристалла;
- несогласованность спектра люминесценции CdWO_4 со спектральной чувствительностью обычно применяемых фотоумножителей;
- трудности собирания на фотоприемник света сцинтилляций из кристалла CdWO_4 из-за высокого коэффициента преломления ($n = 2.3$);

- неполное собирание всей энергии световой вспышки из-за несогласованности времени высвечивания CdWO_4 с временными характеристиками обычно используемых стандартных спектрометрических блоков.

Для преодоления указанных трудностей были проведены исследования и разработки по всем перечисленным направлениям, которые позволили значительно улучшить спектрометрические характеристики кристаллов большого объема.

Кристаллы CdWO_4 и $^{116}\text{CdWO}_4$ были выращены в Институте монокристаллов НАН Украины (Харьков) и в Институте материалов (Львов). Для выращивания кристаллов с обогащенным кадмием образец металлического ^{116}Cd (масса 618.8 г, обогащение ^{116}Cd – 91.2%) после двукратной очистки методом вакуумной дистилляции был переведен в форму оксида ^{116}CdO . Монокристаллы вольфрамата кадмия выращивались по методу Чохральского на воздухе из шихты стехиометрического состава, приготовленной спеканием оксидов CdO (или ^{116}CdO) и WO_3 , на ориентированную затравку. Общая масса монокристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ составила 510 г (длина 112 мм, максимальный диаметр 35 мм). Этот кристалл был расколот на пять образцов, три из которых были использованы в экспериментах по поиску двойного бета-распада. Обогащение ^{116}Cd после выращивания кристалла уменьшилось до 83%.

Кристаллы из необогащенного кадмия выращивались аналогично. Управление диаметром кристалла в процессе роста осуществлялось весовым методом. Выращивание монокристаллов CdWO_4 большого объема потребовало обеспечить необходимые тепловые условия (радиальные и осевые градиенты температур, а также их постоянство в процессе выращивания), исключающие появление в монокристаллах пор и, как следствие, оптических неоднородностей. Эти условия обеспечивались специально сконструированным тепловым узлом с применением экранов и двойной корундовой теплоизоляции. Охлаждение выращенных монокристаллов производилось с постоянной скоростью, а отжиг – при постоянной температуре в течение 80 ч. Полученные таким образом монокристаллы были достаточно прозрачны даже на длине 150 мм и имели светло-желтую окраску.

Поскольку максимум высвечивания CdWO_4 приходится на 490 нм и не соответствует максимальной спектральной чувствительности большинства фотоэлектронных умножителей, был проведен отбор разных типов ФЭУ, а также выбор отдельных экземпляров фотоумножителей. Наилучшие результаты были получены

с ФЭУ фирмы Philips XP2412. Некоторые отобранные экземпляры ФЭУ-139 показали близкие характеристики.

Установлено, что для получения наилучшего энергетического разрешения кристалл должен иметь правильную геометрическую форму (желательно цилиндрическую) с ровной боковой поверхностью. Поверхности кристалла шлифуются, но не полируются. Важную роль играет выбор отражающего покрытия. Для кристаллов, высота которых меньше диаметра, наилучшее энергетическое разрешение достигнуто при использовании нескольких слоев тефлоновой пленки толщиной 5 мкм. Для кристаллов большой высоты удаленная от ФЭУ торцевая часть и верхняя часть боковой поверхности должны иметь наилучшую отражающую способность. Здесь использовался 5-мкм слой тефлоновой пленки и алюминизированный майлар. Далее, при приближении к ФЭУ вдоль оси цилиндра отражающая способность боковой поверхности должна уменьшаться. Благодаря этому улучшается однородность световых выходов кристалла по высоте за счет снижения общего световых выходов примерно на 10%. При высоте кристалла более 50 мм использование неоднородного отражателя улучшает энергетическое разрешение в 1.2 раза. Контроль за распределением световых выходов по высоте кристалла осуществлялся при облучении образца коллимированным пучком γ -квантов.

Большая постоянная высвечивания сцинтилляторов CdWO_4 делает практически невозможным использование стандартных спектрометрических блоков. Действительно, среднее значение постоянной высвечивания составляет 12 мкс, т.е. время сбора света должно составлять около 30 мкс, тогда как обычные АЦП рассчитаны на входные сигналы длительностью 1–2 мкс. Поэтому был разработан специальный электронный тракт формирования сигналов CdWO_4 , выполненный в виде модуля КАМАК двойной ширины.

Тракт содержит схему временной привязки, предварительный усилитель, управляемый интегратор и ключевую схему выделения входного сигнала. Интегратор открывается на время 30 мкс с момента начала сцинтилляции CdWO_4 и принудительно разряжается после формирования короткого выходного сигнала, амплитуда которого пропорциональна накопленному заряду. Сочетание предварительного усилителя с малыми постоянными формирования и управляемого интегратора позволяет уменьшить до минимума эффекты наложения сигналов, обеспечивая при этом полный сбор заряда в течение 30 мкс. Как показали измерения с источниками γ -квантов ^{207}Bi , незначительные ухудшения энергетического разрешения и

смещение пиков в спектре наблюдается при средних нагрузках спектрометрического тракта свыше 3 кГц. Это намного лучше, чем при использовании обычного спектрометрического тракта с постоянными формирования более 20 мкс. Разработанная электронная схема обеспечивает энергетический порог регистрации γ -квантов около 30 кэВ при динамическом диапазоне регистрируемых энергий 1:80. Встроенная схема дискриминации шумов ФЭУ по форме импульса позволяет дополнительно понизить порог регистрации и исключить регистрацию шумовых импульсов в низкоэнергетической части спектра.

Отношение световых выходов при облучении кристаллов α -частицами и γ -квантами равных энергий, так называемое α/β -отношение, составляет 0.21 ± 0.02 для $^{116}\text{CdWO}_4$ и 0.19 ± 0.02 для CdWO_4 .

Энергетическое разрешение сцинтилляторов $^{116}\text{CdWO}_4$ с ФЭУ XP2412 (Philips) находится в пределах 12–13% для γ -квантов ^{137}Cs с энергией 662 кэВ. Для необогащенного вольфрамата кадмия полученные результаты по измерению энергетического разрешения различных кристаллов большого объема приведены в таблице 3.1. Там же для сравнения дано разрешение «эталонного» кристалла CdWO_4 небольшого размера (10 см^3), являющееся рекордным в настоящее время: 7.5% при энергии 662 кэВ.

Таблица 3.1. Результаты измерения энергетического разрешения кристаллов CdWO_4 большого объема.

Кристаллы CdWO_4			Энергетическое разрешение, %, при энергии, кэВ		
Размер, мм	Объем, см^3	Масса, кг	570	662	1063
Ø40x40	37.5	0.3	9.7	8.5	6.7
Ø50x37	73.0	0.6	11.1	9.8	7.6
Ø54x65	149.0	1.1	13.2	11.4	9.3
Ø54x95	217.0	1.7	14.9	13.8	11.1
Ø25x20	10.0	0.08	8.8	7.5	6.4

3.1.2. Экспериментальные установки и методика измерений.

Большая часть фоновых спектров кристаллов была получена в Солотвинской подземной лаборатории ИЯИ НАН Украины, расположенной в соляной шахте на глубине 430 м от поверхности (около 1000 метров водного эквивалента). Поток космических мюонов в лаборатории ослаблен в 10^4 раз. Гамма-фон в 30–70 раз ниже, чем в типичном лабораторном помещении на поверхности Земли. Поток тепловых нейтронов не превышает $2.7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Удельная активность радона в воздухе, измеренная радон-монитором типа Honeywell A 9000A 1006 в течение 53 суток, составила 33 Бк/м^3 , при этом существенных отклонений от этого значения за все время измерений не наблюдалось. Благоприятным фактором для проведения долговременных измерений является постоянство температуры воздуха в лаборатории: $+(23-25) \text{ }^\circ\text{C}$ круглогодично.

Для снижения фона детекторов с кристаллами вольфрамата кадмия применялись различные варианты пассивной и активной защиты, совершенствовалась конструкция установок. Наименьший уровень фона получен в установке с комплексной активной и пассивной защитами. Экраны из бескислородной меди толщиной 5 см и свинца (23 см) окружают пластмассовый сцинтиллятор активной защиты с габаритами $\text{Ø}38 \times 115 \text{ см}$, внутри которого помещен сцинтилляционный детектор с кристаллом $^{116}\text{CdWO}_4$ или CdWO_4 . Кристалл просматривается фотоумножителем ФЭУ-110 через активный световод длиной 51 см, выполненный из сцинтиллятора на основе полистирола. Оптический контакт между кристаллом CWO и световодом обеспечивается силиконовым маслом, а между световодом и ФЭУ – кремнийорганической пастой КПД. В качестве отражателя света используются фторопластовая пленка и алюминизированный майлар. Детектор активной защиты просматривается с торцов двумя ФЭУ-125нф из специального стекла с низким содержанием радиоактивных примесей.

Сцинтилляторы CWO имеют относительно большое время высвечивания (порядка 10 мкс), поэтому во всех измерениях был использован специальный электронный блок, интегрирующий выходной сигнал ФЭУ за 40 мкс и формирующий короткие выходные импульсы, согласованные со входными характеристиками стандартных аналогово-цифровых преобразователей БПА2-95 и БПА2-97. В

этом же блоке сцинтиляционные вспышки в CWO отделяются по времени высвечивания от коротких (порядка 10 нс) вспышек в активном световоде; кроме того, осуществляется режекция полезных сигналов от шумовых импульсов ФЭУ, которые могут достигать амплитуды, соответствующей сотням кэВ в энергетической шкале CWO. Событие в кристалле CWO не регистрируется в случае совпадения с событием в защитном детекторе, при этом вырабатывался запрещающий сигнал длительностью 2.5 мкс. При энерговыделении в защитном детекторе на уровне 2–3 МэВ и выше (вероятный пролет мюона) независимо от наличия импульса основного детектора вырабатывается сигнал запрета длительностью 1.5 мс. Этого времени достаточно для замедления и поглощения практически всех нейтронов, которые могут генерироваться мюонами на ядрах, входящих в состав установки и ее окружения. Электромагнитные помехи подавляются схемой, которая состоит из антенны, широкополосного усилителя и формирователя сигнала запрета. Мертвое время системы регистрации измеряется по числу просчетов вспышек контрольного светодиода, оптически связанного с ФЭУ основного детектора. В течение всего эксперимента мертвое время составляло от 3 до 5% от полного времени.

Энергетическая калибровка спектрометра выполняется еженедельно по γ -источнику ^{207}Bi и раз в две–три недели – по ^{232}Th . Дрейф энергетической шкалы незначителен (максимум 1.5–2% в неделю); он корректируется при последующей обработке экспериментальных данных. Для γ -квантов с энергией 662, 1770 и 2615 кэВ энергетическое разрешение спектрометра с кристаллом $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 15.2 см^3 составляет 17.9, 10.1 и 7.0%, а с кристаллом CdWO_4 объемом 9.06 см^3 – 12.2, 7.9 и 6.6% соответственно.

Система регистрации, примененная в большинстве случаев, состояла из микрокомпьютера «Электроника-60» и работающих под его управлением накопителя на магнитной ленте и крейта КАМАК. В крейте были установлены АЦП БПА 2-97 или БПА 2-95 (в разных конфигурациях их число менялось от одного до четырех); таймер, фиксирующий момент регистрации события; модули «ДИНАМО» для вывода графической информации на цветной дисплей. Программное обеспечение системы регистрации позволяет проводить измерения в разных режимах (амплитудный анализ или накопление данных от таймера и четырех АЦП с записью на магнитную ленту без предварительной сортировки), осуществлять обработку спектров, калибровку и расчет индексов фона.

Некоторые эксперименты были выполнены с использованием системы регистрации, основанной на амплитудном анализаторе УНО-4096. Первичная обработка аналоговых сигналов и их оцифровка осуществлялась схемой, конкретная конфигурация которой зависела от условий эксперимента. По окончании каждого непрерывного цикла измерений информация из анализатора передавалась в компьютер для сохранения и последующей обработки.

С 1996 г. система регистрации включает в себя IBM PC-совместимый компьютер (на процессоре 486SLC2 с тактовой частотой 66 МГц). Компьютер связан с контроллером крейта КАМАК через интерфейсную плату EC1842.0102, работающую на шине ISA. Система работает под управлением специально разработанной программы накопления и позволяет набирать амплитудно-временные спектры одновременно для 16 независимых спектрометрических трактов с возможностью регистрации для каждого события до 16 признаков (например, признаки срабатывания мюонной защиты, системы подавления электромагнитных помех и т.д.).

Эксперимент по поиску 2β -распада ^{106}Cd проводился в подземной низкофоновой лаборатории Гран Сассо (Италия) в течение 6701 ч, перед этим в течение 107 ч в Солотвинской подземной лаборатории измерялся коррелированный фон кристалла. В обоих случаях спектрометрический тракт и конструкция защиты были подобны.

При измерениях в лаборатории Гран Сассо кристалл CdWO_4 просматривался фотоумножителем ФЭУ-167, содержащим минимальное количество радиоактивных загрязнений. Радиоактивность этого фотоумножителя была определена в дополнительных измерениях: $A(^{40}\text{K})=2.0$ Бк, $A(^{226}\text{Ra})=0.4$ Бк и $A(^{232}\text{Th})=0.06$ Бк. Кристалл связан с фотоумножителем через составной активный световод (длиной 58 см и диаметром 10 см), который состоит из кварцевого стекла (50 см) и пластмассового сцинтиллятора (8 см) наверху вблизи кристалла. Пассивная защита сцинтиллятора CdWO_4 состоит из слоев меди высокой чистоты (OFHC, 10 см) и свинца Boliden (10 см) для уменьшения внешнего фона. Вокруг кристалла CdWO_4 , световода и ФЭУ были смонтированы детали из оргстекла, чтобы уменьшить объем, доступный для воздуха и содержащегося в нем радиоактивного радона. Кроме того, весь объем установки, включая пассивную защиту, был герметизирован и продувался очищенным азотом из баллона для вытеснения радона. Энергетическая калибровка и измерение энергетического разрешения осуществлялись при помощи источников ^{40}K , ^{207}Bi и ^{228}Th . Энергетическое разрешение детектора

зависит от энергии регистрируемых γ -квантов. Эта зависимость выражается функцией:

$$FWHM(E_\gamma) = (1100 + 25.6 \cdot E_\gamma)^{1/2},$$

где $FWHM$ и E_γ выражены в килоэлектронвольтах.

Во время эксперимента энергетическая калибровка и разрешение контролировались каждые 2–4 дня при помощи ^{228}Th . Смещение энергетической шкалы спектрометра при измерениях на протяжении почти 1 года корректировалось при обработке результатов программным путем. Анализ калибровочных спектров показал, что:

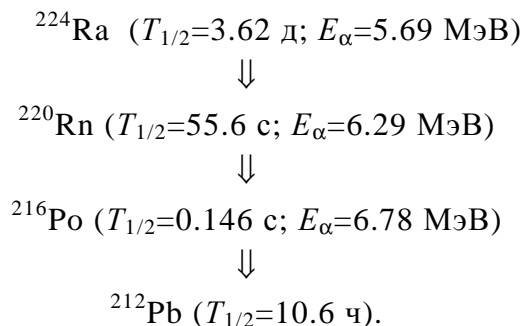
а) точность определения энергии γ -линии ^{208}Tl (2615 кэВ) в суммарном фоновом спектре равна ± 27 кэВ;

б) энергетическое разрешение суммарного спектра ухудшилось лишь примерно на 11% по сравнению с разрешением калибровочных спектров.

3.2. Выделение и подавление коррелированного фона.

Структура информации, получаемой в результате большинства измерений (для каждого события в CWO записывается не только энергия, но и время регистрации события), позволяет выполнить оценку содержания в кристаллах изотопов, входящих в состав естественных радиоактивных рядов урана-радия, урана-актиния и тория с большей точностью, чем при измерениях только энергетических спектров. Это возможно благодаря наличию среди дочерних изотопов ^{232}Th , ^{238}U (^{226}Ra) и ^{235}U (^{227}Ac) ядер с достаточно короткими временами жизни (от долей секунды до минут). Рассматривались следующие цепочки распадов:

Ряд ^{232}Th :



Эта последовательность выделялась по α -распадам ^{220}Rn и ^{216}Po , разделенным промежутком времени от 0.01 до 0.5 с (в это временное окно попадает 86% всех таких пар). Выделенная пара $^{220}\text{Rn} - ^{220}\text{Po}$ служила триггером для выделения предшествовавшего распада ^{224}Ra . В результате обработки распределений временных интервалов между событиями с помощью метода наименьших квадратов получены значения периодов полураспада ^{220}Rn (61^{+83}_{-22} с) и ^{216}Po ($0.13^{+0.07}_{-0.03}$ с), которые согласуются с табличными значениями $T_{1/2}$ для этих радионуклидов. Приведенные на рис. 3.1 спектры получены при обработке измерений фона кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 15.2 см^3 со временем экспозиции 4378 ч. Удельная активность тория в этом кристалле составляет 17(2) нБк/г.

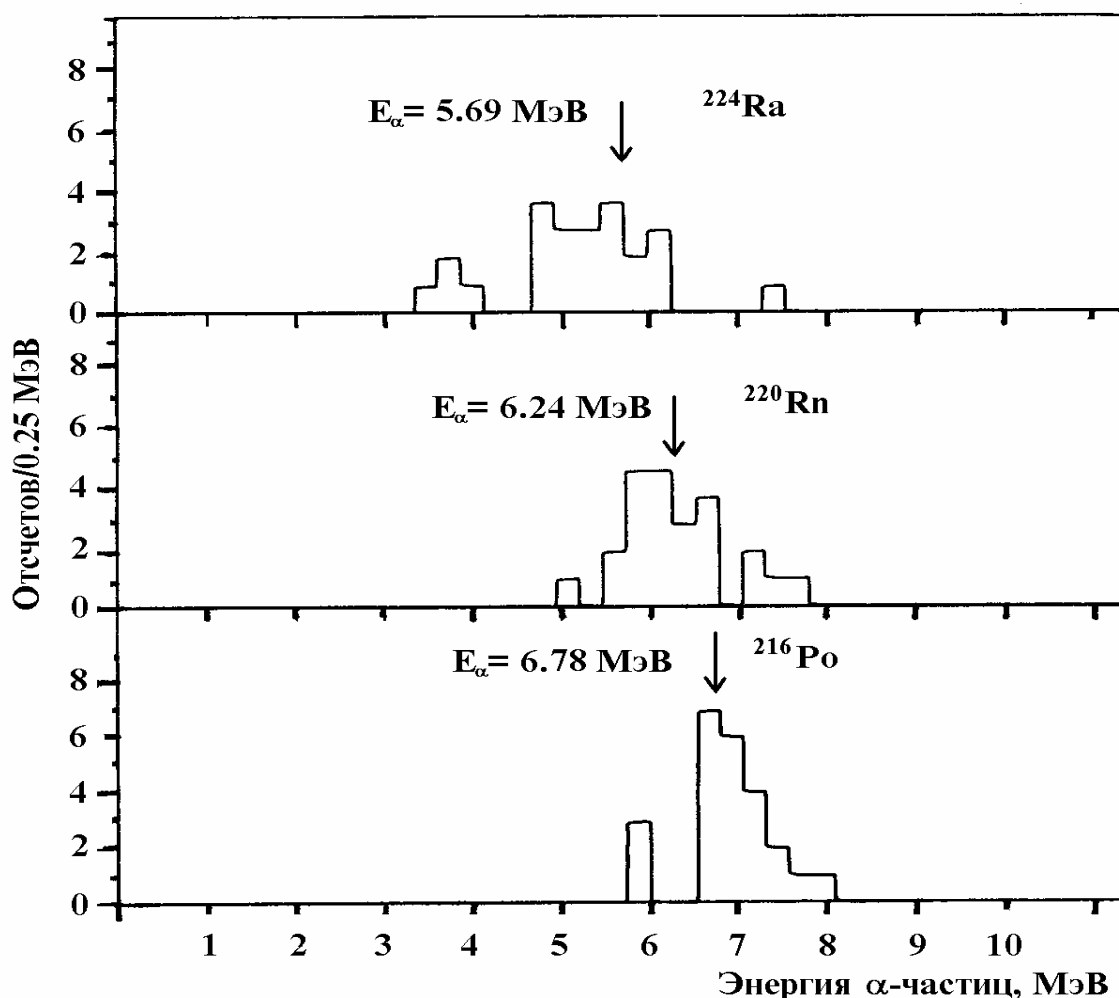
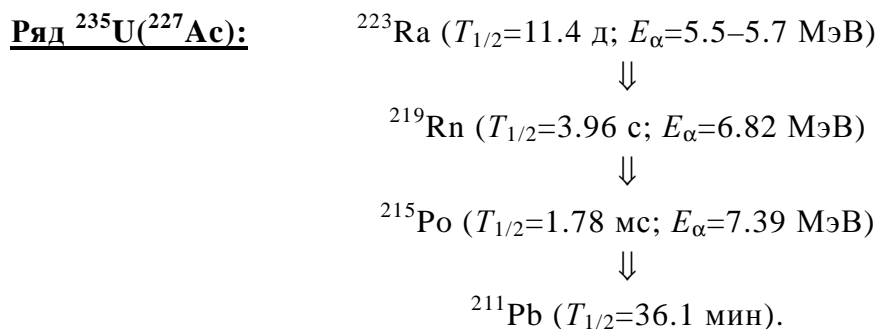
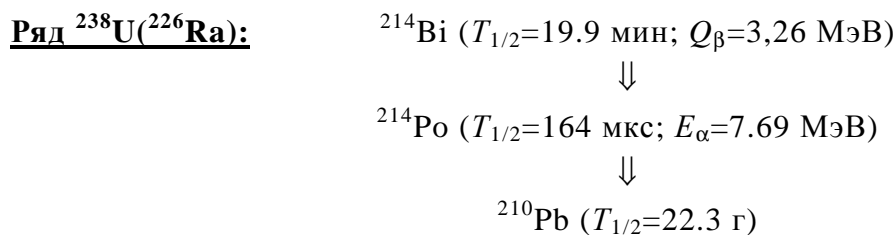


Рис. 3.1. Спектры ^{224}Ra , ^{220}Rn и ^{216}Po , выделенные амплитудно-временным анализом при обработке измерений фона кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 15.2 см^3 со временем экспозиции 4378 ч.



Эта цепочка выделялась по α -распадам ^{219}Rn и ^{215}Po , разделенным промежуточком времени от 1 до 10 мс (в это временное окно попадает 66% таких пар). Выделенная пара ^{219}Rn – ^{215}Po служила триггером для выделения предшествовавшего α -распада ^{223}Ra . Измерения с временем экспозиции 107 ч большого кристалла CWO массой 1.046 кг позволили получить верхний предел для удельной активности ^{227}Ac в кристалле: $A \leq 5 \cdot 10^{-9}$ Бк/г.



Эта цепочка выделялась по α -распаду ^{220}Po с энергией 1537 ± 277 кэВ в β -шкале и предшествующему β -распаду ^{220}Rn (в диапазоне 0...3260 кэВ), разделенным промежуточком времени от 150 до 1000 мкс (эффективность селекции временного окна составляет ~50%). В результате обработки информации, набранной в течение 560 ч в эксперименте со сцинтиллятором $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 19.0 см^3 , выделена только одна такая пара, что позволяет установить верхнюю границу удельной активности ^{226}Ra в этом кристалле: $A(^{226}\text{Ra}) \leq 22 \cdot 10^{-9}$ Бк/г (или $6.2 \cdot 10^{-19}$ г/г) с $CL=95\%$. Все проведенные измерения на кристаллах CWO показывают существенное нарушение равновесия в ряде ^{238}U – отношение удельных активностей $A(^{226}\text{Ra})/A(^{238}\text{U}) \ll 1$. По-видимому, это связано с химическим разделением урана и радия при выращивании кристалла CdWO_4 (и на более ранних стадиях обработки).

Таблица 3.2. Уровни загрязненности сцинтилляционных детекторов на основе вольфрамата кадмия радиоактивными нуклидами из семейств урана-радия, урана-актиния и тория, определенные с использованием амплитудно-временного анализа.

Кристалл	Масса, г	Объем, см ³	Удельная активность (нБк/г) для радионуклидов		
			²²⁶ Ra	²³² Th	²²⁷ Ac
¹¹⁶ CdWO ₄	121.9	15.2	≤20	17(2)	≤5
¹¹⁶ CdWO ₄	112.8	14.0	≤130	≤700	–
¹¹⁶ CdWO ₄	91.53	11.4	≤30	30(10)	≤7
CdWO ₄	72.48	9.06	≤40	15(8)	≤5
CdWO ₄	454.18	56.8	≤100	≤100	–
CdWO ₄	1046	130.8	≤5	≤3	≤5

*) В кристаллах до снятия поверхностного слоя.

3.3. Ограничения на вероятности двойных бета-процессов для изотопов кадмия и вольфрама.

Основной целью экспериментов, проводимых со сцинтилляторами вольфрамата кадмия, является поиск безнейтринного двойного бета-распада ¹¹⁶Cd. Однако кроме этого изотопа кристаллы CWO содержат еще пять потенциально 2β-активных ядер: ¹⁰⁶Cd, ¹⁰⁸Cd, ¹¹⁴Cd, ¹⁸⁰W и ¹⁸⁶W. Два из них (а именно ¹¹⁴Cd и ¹⁸⁶W) могут испытывать двойной β⁻-распад, а для изотопов ¹⁰⁶Cd, ¹⁰⁸Cd, ¹⁸⁰W разрешены 2β-процессы с понижением заряда ядра на две единицы. Характеристики всех этих изотопов приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3. Характеристики потенциально 2β -активных изотопов, входящих в состав сцинтилляторов CdWO_4 и $^{116}\text{CdWO}_4$.

Переход	Энергия перехода, кэВ	Распространенность, % *)	Количество ядер в 1 г кристалла	
			CdWO_4	$^{116}\text{CdWO}_4$
Переходы с повышением заряда ядра на две единицы				
^{114}Cd ↓ ^{114}Sn	536(3)	28.73(21) <i>6.45(20)</i>	$4.80(3) \cdot 10^{20}$	$8.88(6) \cdot 10^{20}$
^{116}Cd **) ↓ ^{116}Sn	2804(4)	7.49(12) <i>83.2(1.0)</i>	$1.25(2) \cdot 10^{20}$	$1.39(3) \cdot 10^{20}$
^{186}W ↓ ^{186}Os	487.9(17)	28.6(2)	$4.78(3) \cdot 10^{20}$	$4.74(3) \cdot 10^{20}$
Переходы с понижением заряда ядра на две единицы				
^{106}Cd ↓ ^{106}Pd	2771(8)	1.25(4) <i>0.155(5)</i>	$2.09(5) \cdot 10^{19}$	$2.57(8) \cdot 10^{18}$
^{108}Cd ↓ ^{108}Pd	269(6)	0.89(2) <i>0.110(5)</i>	$1.49(4) \cdot 10^{19}$	$1.82(8) \cdot 10^{18}$
^{180}W ↓ ^{180}Hf	146(5)	0.13(4)	$2.2(7) \cdot 10^{18}$	$2.2(7) \cdot 10^{18}$

*) Курсивом показано измеренное содержание изотопов кадмия в обогащенном $^{116}\text{CdWO}_4$.

**) Результаты исследований двойного бета-распада ^{116}Cd в данной работе не рассматриваются.

3.3.1. Результаты поисков $2\beta^-$ -распада ^{114}Cd и ^{186}W .

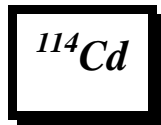


Схема уровней триплета $^{114}_{48}\text{Cd} - ^{114}_{49}\text{In} - ^{114}_{50}\text{Sn}$ приведена на рис. 3.2. Теоретические расчеты для периода полураспада ^{114}Cd на основное состояние ^{114}Sn по безнейтринному каналу дают значение $5.1 \cdot 10^{25}$ лет (при $\langle m_\nu \rangle = 1$ эВ) [66], по двухнейтринному – от $7.3 \cdot 10^{23}$ [66] до $9.8 \cdot 10^{24}$ лет [67].

Для поиска $2\beta^-$ -распада ^{114}Cd были использованы результаты измерений фона кристалла CdWO_4 массой 454.18 г (57 см^3), основная цель которых заключалась в прецизионном определении характеристик четырехкратно запрещенного β^- -распада ^{113}Cd [68]. Измерения проводились в Солотвинской подземной лаборатории в установке с пассивной защитой. Для снижения энергетического порога, который определяют главным образом шумы фотоумножителя, а также для улучшения разрешения кристалл просматривался с двух сторон фотоумножителями ФЭУ-110 через световоды специальной формы, выполненные из полиметилметакрилата $\varnothing 66 \times 250$ мм. Сигналы с обоих ФЭУ после формирования и усиления суммировались. Регистрация событий разрешалась только в случае одновременного срабатывания обоих ФЭУ. Это позволило снизить порог в спектре до 45 – 50 кэВ. Полученный спектр показан на рис. 3.3. Разрешение детектора было измерено по γ -квантам с энергиями 60 (^{241}Am), 239 (^{232}Th), 511 (^{22}Na), 609 (^{226}Ra), 662 (^{137}Cs) и 1066 кэВ (^{207}Bi). Зависимость разрешения от энергии γ -квантов хорошо аппроксимируется функцией $\Delta E = (a + bE)^{1/2}$, где параметры имеют значения: $a = 131 \text{ кэВ}^2$, $b = 7.33 \text{ кэВ}$. В этих же условиях был измерен фон кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ массой 91.53 г и объемом 11.4 см^3 .

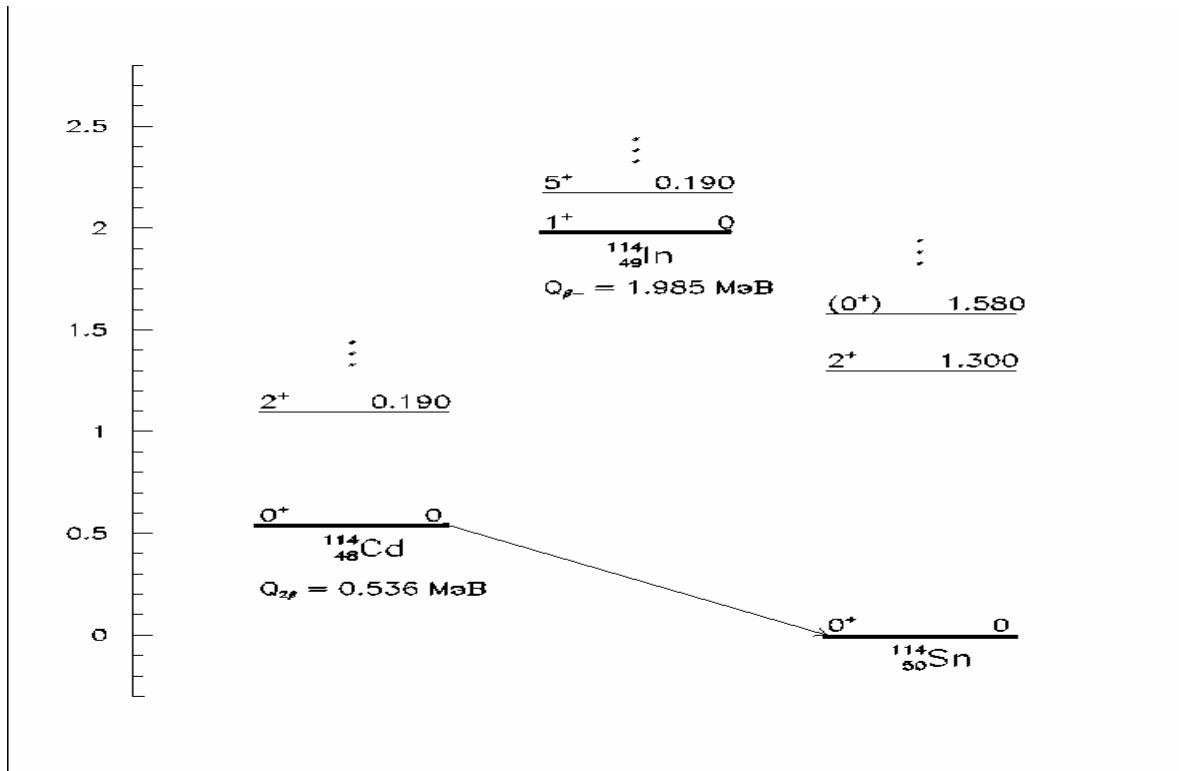


Рис. 3.2. Схема уровней триплета $^{114}_{48}\text{Cd} - ^{114}_{49}\text{In} - ^{114}_{50}\text{Sn}$.

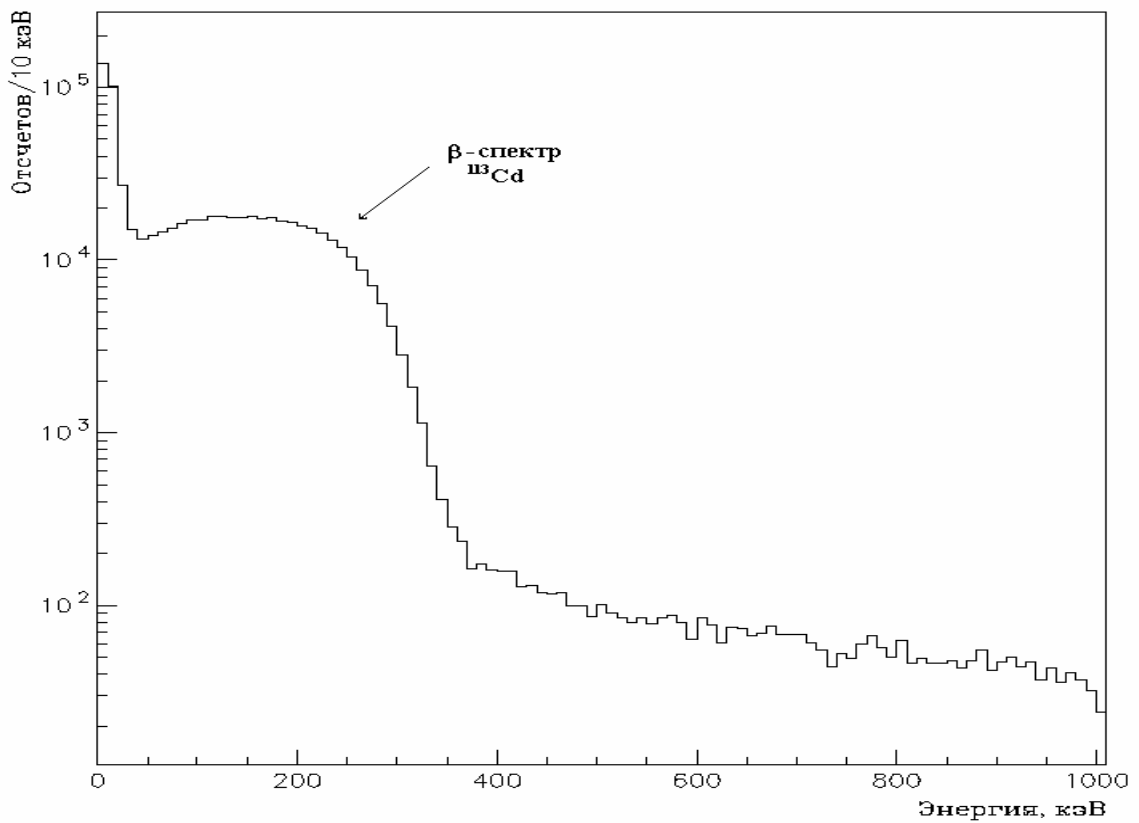


Рис. 3.3. Спектр фона кристалла CdWO_4 объемом 57 см^3 в установке с подавлением шумов ФЭУ.

В спектре фона детектора CdWO_4 никаких особенностей в точке, соответствующей энергии безнейтринного двойного β -распада ^{114}Cd , не наблюдается. Чтобы получить верхний предел для скорости протекания этого процесса, спектр в интервале 440 – 670 кэВ был аппроксимирован двумя функциями: полиномом второй степени (фон) и гауссианом с медианой при энергии 536 кэВ и полушириной 63.6 кэВ (эффект). Подгонка параметров функций (три коэффициента полинома и амплитуда гауссиана) проводилась по методу наименьших квадратов. Предельно возможная ненаблюдаемая площадь пика с доверительной вероятностью 90% (68%) равна 37 (20) отсчетам. Принимая во внимание количество ядер ^{114}Cd в сцинтилляторе ($2.18 \cdot 10^{23}$ ядер), время измерения (433.2 часа), а также эффективность (практически равную 100%), получим нижний предел периода полураспада по отношению к безнейтринному 2β -распаду ^{114}Cd :

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{114}\text{Cd}) \geq 2.0 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 90\%; \\ \geq 3.7 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 68\%.$$

Рисунок 3.4 показывает участок измеренного спектра вблизи предполагаемого $0\nu 2\beta$ -пика вместе с функциями, которыми был аппроксимирован фон и эффект, исключенный с доверительной вероятностью 90%.

Для двухнейтринной моды 2β -распада предел был получен путем вписывания в экспериментальный спектр теоретического распределения. Площадь вписанного распределения равна $8.1 \cdot 10^4$ отсчетов. Предел $T_{1/2}$ для двухнейтринного 2β -распада ^{114}Cd , соответствующий этой площади эффекта:

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta}(^{114}\text{Cd}) \geq 9.2 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 99\%.$$

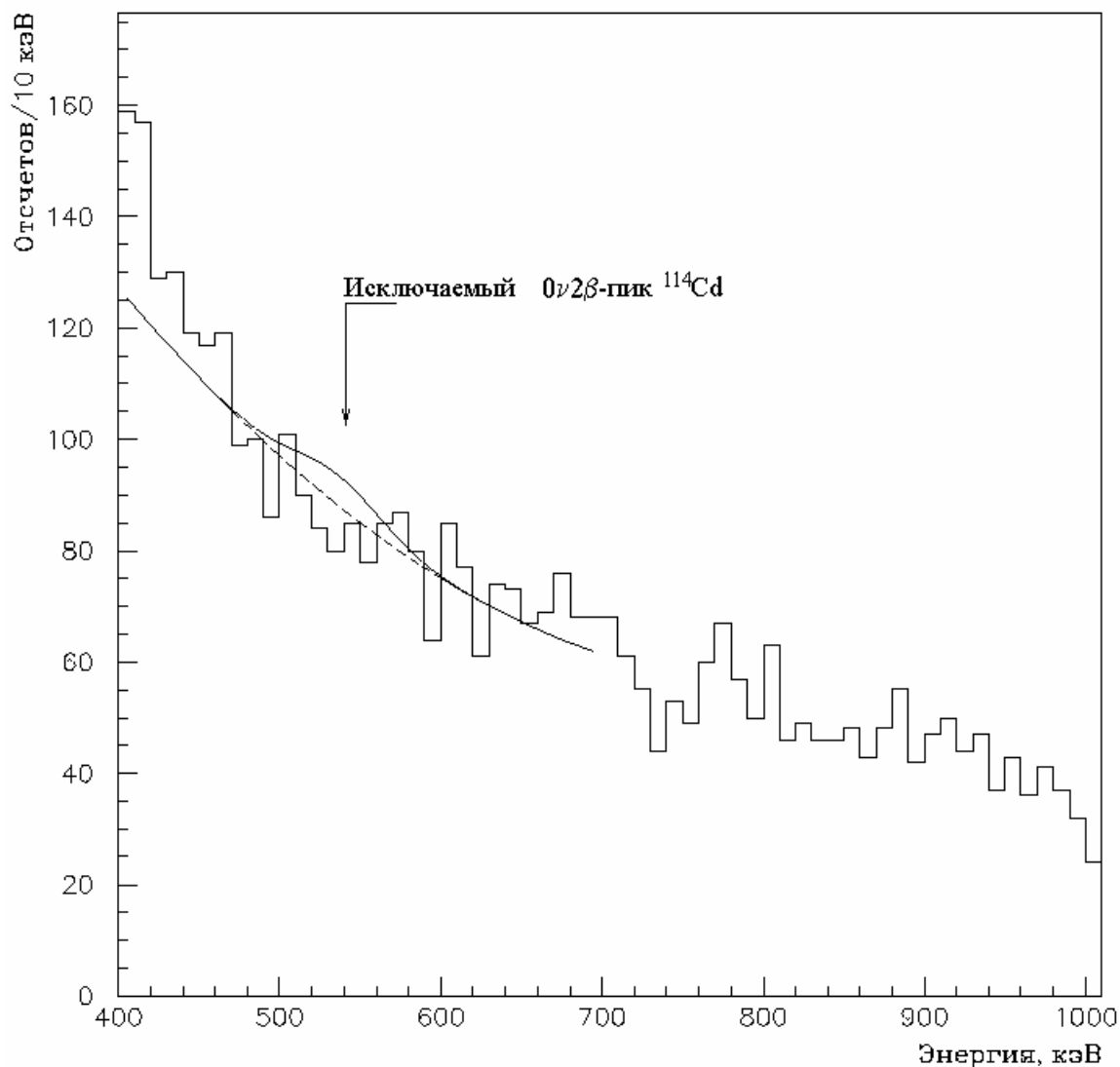


Рис. 3.4. Фрагмент спектра с рис. 3.3 вблизи $0\nu 2\beta$ -пика ^{114}Cd .



Схема распада ^{186}W показана на рис. 3.5. Теоретически рассчитанный приведенный период полураспада по безнейтринному каналу равен $5.13 \cdot 10^{25}$ лет·эВ² [69]. Поиск перехода $^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$ был осуществлен в спектре кристалла CdWO_4 объемом 57 см³ (суммарное время измерения 3524.8 ч). В сцинтилляторе содержится $2.17 \cdot 10^{23}$ ядер ^{186}W . Спектр получен путем суммирования двух фоновых спектров. Первый из них был набран в течение 3091.6 ч в режиме

антисовпадений с защитным сцинтиллятором CsI(Tl) и соседним кристаллом $^{116}\text{CdWO}_4$. Второй спектр измерен в пассивной защите за 433.2 ч. Фрагмент суммарного спектра в области $0\nu 2\beta$ -распада ^{186}W показан на рис. 3.6 вместе с функциями, аппроксимирующими фон (полином 2-й степени) и эффект (гауссиан с центром тяжести 488 кэВ и полушириной 67 кэВ). Площадь исключаемого эффекта с доверительной вероятностью 90% (68%) равна 227 (115) отсчетов. Из этой величины следует предел периода полураспада ^{186}W по отношению к безнейтринному двойному бета-распаду на основное состояние ^{186}Os :

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{186}\text{W}) \geq 2.7 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 90\%; \\ \geq 5.3 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 68\%.$$

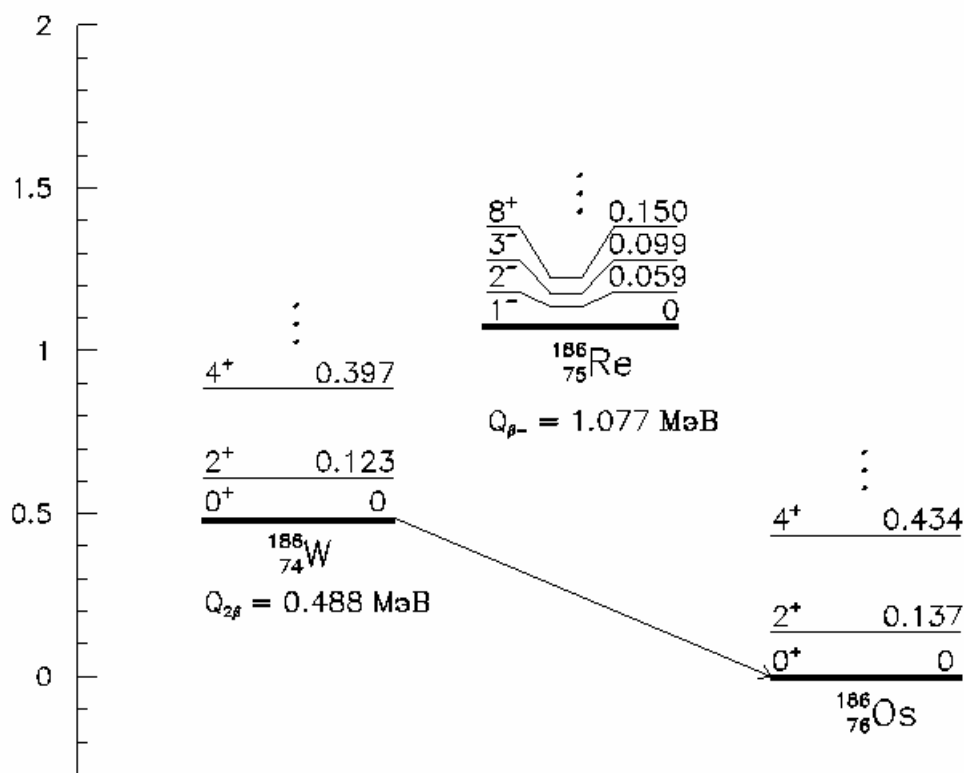


Рис. 3.5. Схема 2β -распада ^{186}W .

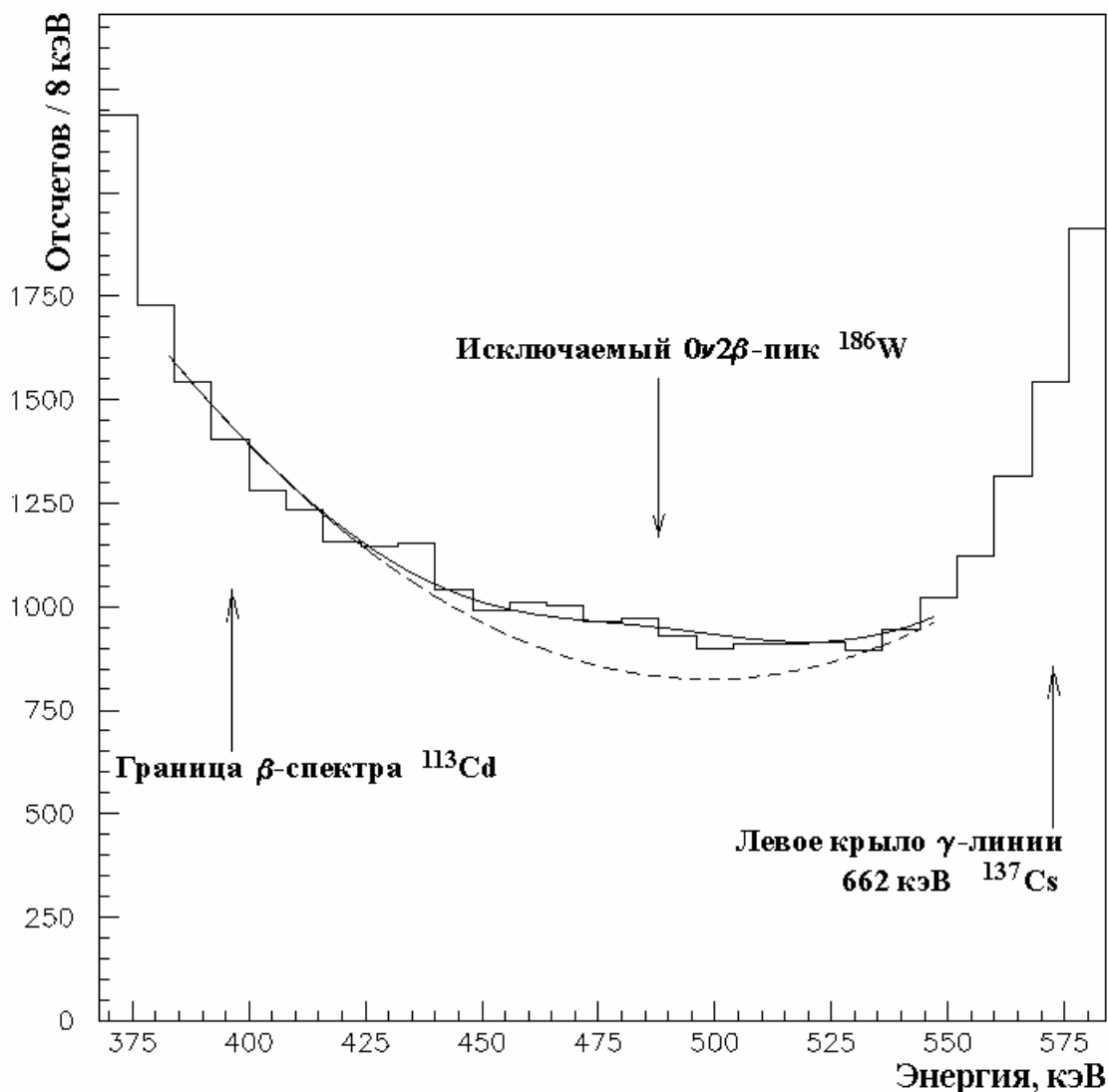


Рис. 3.6. Фрагмент суммарного спектра кристалла CdWO_4 объемом 57 см^3 за 3524.8 часа в области $0\nu 2\beta$ -пика ^{186}W .

Чтобы получить ограничение на вероятность 2β -перехода ^{186}W на возбужденный уровень 2_1^+ ядра ^{186}Os с энергией 137.2 кэВ, можно воспользоваться результатом для $0\nu 2\beta$ -распада на основной уровень с учетом вероятности полного поглощения в использованном кристалле γ -кванта с энергией 137.2 кэВ. Эта вероятность была вычислена с применением программы GEANT 3.14 и оказалась равной 89%. Следовательно,

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{186}\text{W}; 0^+ \rightarrow 2_1^+) \geq 2.4 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 90\%;$$

$$\geq 4.7 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 68\%.$$

Предел $T_{1/2}$ по отношению к двухнейтринному 2β -распаду ^{186}W можно получить из фона кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 11.4 см^3 , вписывая теоретически вычислен-

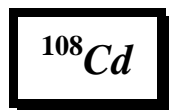
ное распределение для $2\nu 2\beta$ -распада ^{186}W в измеренный спектр. Площадь этого распределения ограничена сверху величиной $3.51 \cdot 10^4$ отсчетов. Учитывая число ядер ^{186}W в кристалле ($4,69 \cdot 10^{22}$) и время измерения (951 ч), получаем «консервативный» предел периода полураспада ^{186}W по двухнейтринному каналу:

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta}(^{186}\text{W}) \geq 9.3 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 99\%.$$

Известно, однако, что значительная часть фонового распределения ниже энергии 350 кэВ в кристаллах CdWO_4 обусловлена β -распадом ^{113}Cd с периодом полураспада $7.7(3) \cdot 10^{15}$ лет. В рассматриваемом кристалле содержится $3.26 \cdot 10^{21}$ ядер этого изотопа. Вычитая из фонового спектра β -спектр ^{113}Cd , измеренный в эксперименте [68], и вписывая в разностный спектр теоретическое распределение для $2\nu 2\beta$ -распада ^{186}W , получим следующий предел для периода полураспада по отношению к двухнейтринной моде 2β -распада ^{186}W :

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta}(^{186}\text{W}) \geq 5.9 \cdot 10^{17} \text{ лет}; CL = 99\%.$$

3.3.2. Результаты поиска $2\beta^+$ -, $\epsilon\beta^+$ - и 2ϵ -процессов на ядрах ^{106}Cd , ^{108}Cd и ^{180}W .



Ядро ^{108}Cd может испытывать только двойной ϵ -захват. Схема уровней для этого перехода показана на рис. 3.7. Теоретические расчеты вероятности распада отсутствуют. В случае двухнейтринного $2K$ -захвата (или $0\nu 2K$ -захвата с эмиссией майорона) нейтрино (майорон) уносят энергию 215.6 кэВ, а оставшиеся 53.4 кэВ расходуются на захват двух электронов с K -оболочки атома кадмия. В образовавшемся атоме палладия заполнение этих вакансий происходит с выделением практически этой же энергии в виде фотонов и оже-электронов, которые и регистрируются в детекторе.

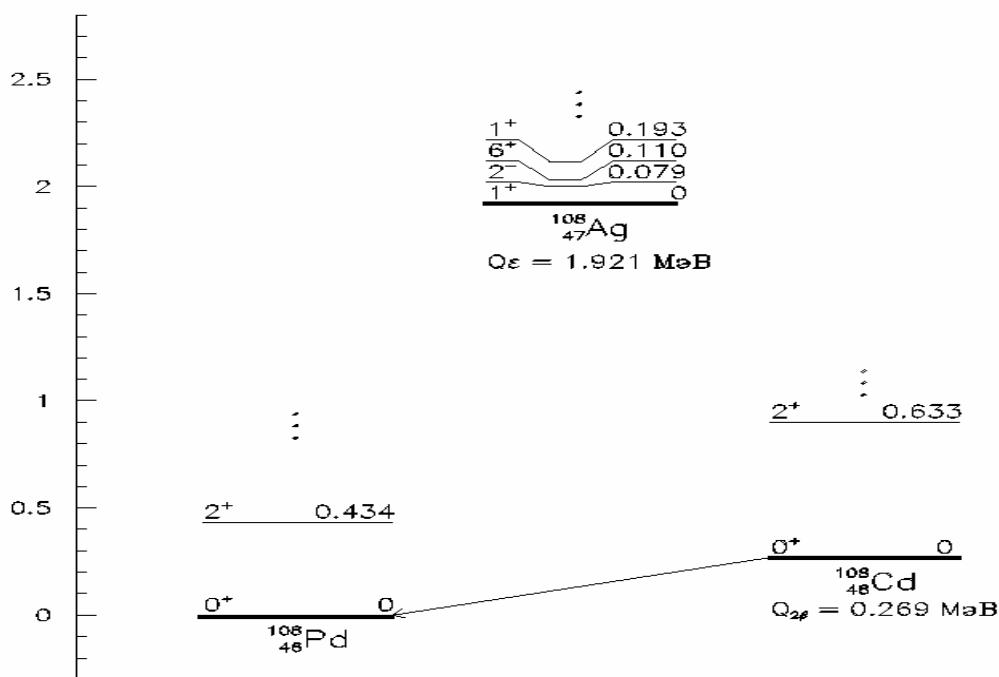


Рис. 3.7. Схема уровней триплета $^{108}\text{Pd}-^{108}\text{Ag}-^{108}\text{Cd}$.

Оценка верхнего предела вероятности данного распада проведена с использованием спектра кристалла CdWO_4 объемом 57 см^3 (в нем представлено $6.77 \cdot 10^{21}$ ядер ^{108}Cd). Этот спектр был набран в пассивной защите в течение 433.2 ч (рис. 3.3) на установке, которая была сконструирована с применением специальных мер, позволивших измерять низкоэнергетическую часть спектра, обычно перекрытую шумовыми импульсами ФЭУ. Описание установки см. в разделе 3.3.1. Фон, представленный β^- -распадом ^{113}Cd , аппроксимирован полиномом второй степени, а в качестве модели эффекта взят гауссиан с центром тяжести при энергии 53.4 кэВ и полушириной 22.9 кэВ. Методом наименьших квадратов получена предельная площадь эффекта, гипотеза о наличии которого может быть исключена с 90% доверительной вероятностью. Эта площадь составляет 560 отсчетов; отсюда следует нижний предел периода полураспада ^{108}Cd по отношению к двухнейтринному двойному К-захвату (а также к безнейтринному двойному К-захвату с эмиссией майорона):

$$T_{1/2}^{2\nu 2K, \chi 2K}(^{108}\text{Cd}) \geq 4.1 \cdot 10^{17} \text{ лет}; CL = 90\%.$$

В случае реализации безнейтринной моды 2ϵ -захвата ^{108}Cd возбуждение образовавшегося ядра ^{108}Pd снимается посредством испускания конверсионного электрона (если образовавшийся уровень имеет характеристики 0^+ ; при захвате обоих электронов с К-оболочки реализуется только этот вариант) или γ -кванта внутреннего тормозного излучения (если это будет уровень с ненулевым спином). В пер-

вом случае в сцинтилляторе с эффективностью, близкой к 100%, поглотится вся выделившаяся в распаде энергия, равная разности масс атомов $m(^{108}\text{Cd}) - m(^{108}\text{Pd}) = 269$ кэВ. При 2ε -захвате с испусканием γ -кванта эффективность полного поглощения в данном кристалле составляет 57%. Площадь исключаемого пика 269 кэВ с доверительной вероятностью 90% не превышает 5500 отсчетов, что приводит к пределу $T_{1/2}$ для безнейтринного 2ε -захвата ^{108}Cd :

$$T_{1/2}^{0\nu 2\varepsilon}(^{108}\text{Cd}) \geq 3.3 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%.$$



Схема уровней триплета $^{180}_{72}\text{Hf} - ^{180}_{73}\text{Ta} - ^{180}_{74}\text{W}$ представлена на рис. 3.8. Теоретические оценки вероятности 2β -процессов в доступной литературе отсутствуют. Почти вся энергия, выделяющаяся при 2K -захвате ^{180}W , передается электронной оболочке (139 кэВ). Оставшаяся часть энергии (7 ± 5 кэВ) уносится двумя нейтрино (или майороном) в двухнейтринном процессе (или $\chi 2\text{K}$ -процессе) и остается в кристалле при безнейтринном распаде (в последнем случае ядро испускает низкоэнергетичный γ -квант или конверсионный электрон).

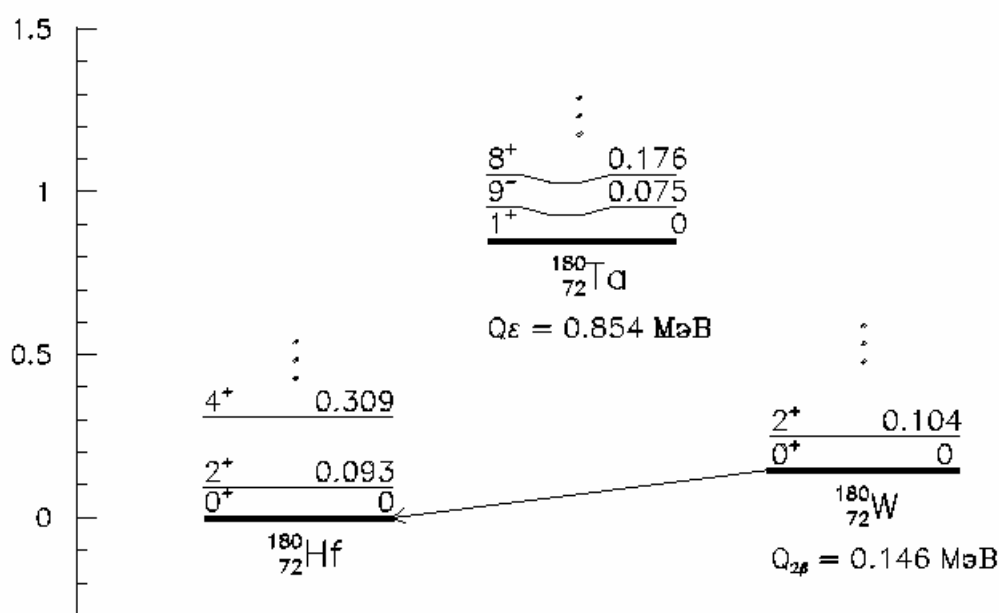
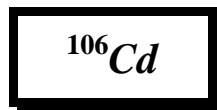


Рис. 3.8. Схема уровней триплета $^{180}_{72}\text{Hf} - ^{180}_{73}\text{Ta} - ^{180}_{74}\text{W}$.

Разность энергий между начальным состоянием (невозбужденным атомом ^{180}W) и конечным состоянием (нейтральным высоковозбужденным атомом ^{180}Hf с двумя дырками на электронной оболочке $1s$ и ядром в основном состоянии) близка к нулю (7 ± 5 кэВ). Погрешность, с которой определена эта разность, не исключает возможности того, что начальное и конечное состояния вырождены, поскольку высоковозбужденный атом гафния имеет довольно большую ширину распада (десятки эВ). В случае перекрытия состояний по энергии, как отмечено в [60], может происходить резонансное усиление безнейтринного 2ε -захвата на несколько порядков.

Для рассматриваемого ядра отличить моды 2ε -захвата практически невозможно, поскольку пики 139 и 146 кэВ не разрешаются сцинтилляционным детектором. Поэтому ограничение на период полураспада ^{180}W по отношению к $2K$ -захвату будет общим для безнейтринной, двухнейтринной и «майоронной» мод. Нижеследующее ограничение получено из анализа фона кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом 11.4 см^3 (время измерения 951 ч, установка с пассивной защитой):

$$T_{1/2}^{0\nu 2K, 2\nu 2K, \chi 2K}(^{180}\text{W}) \geq 5.0 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%$$



Ядро ^{106}Cd благодаря значительной энергии перехода является одним из наиболее перспективных изотопов для поиска и исследования 2β -процессов, идущих с уменьшением заряда ядра (таблица 3.4). Среди таких ядер ^{106}Cd занимает третье место по выделяемой при распаде энергии. Для ^{106}Cd кинематически разрешены 2ε -захват, ε -захват с испусканием позитрона и двухпозитронный распад. Схема уровней триплета $^{106}_{46}\text{Pd} - ^{106}_{47}\text{Ag} - ^{106}_{48}\text{Cd}$ изображена на рис. 3.9.

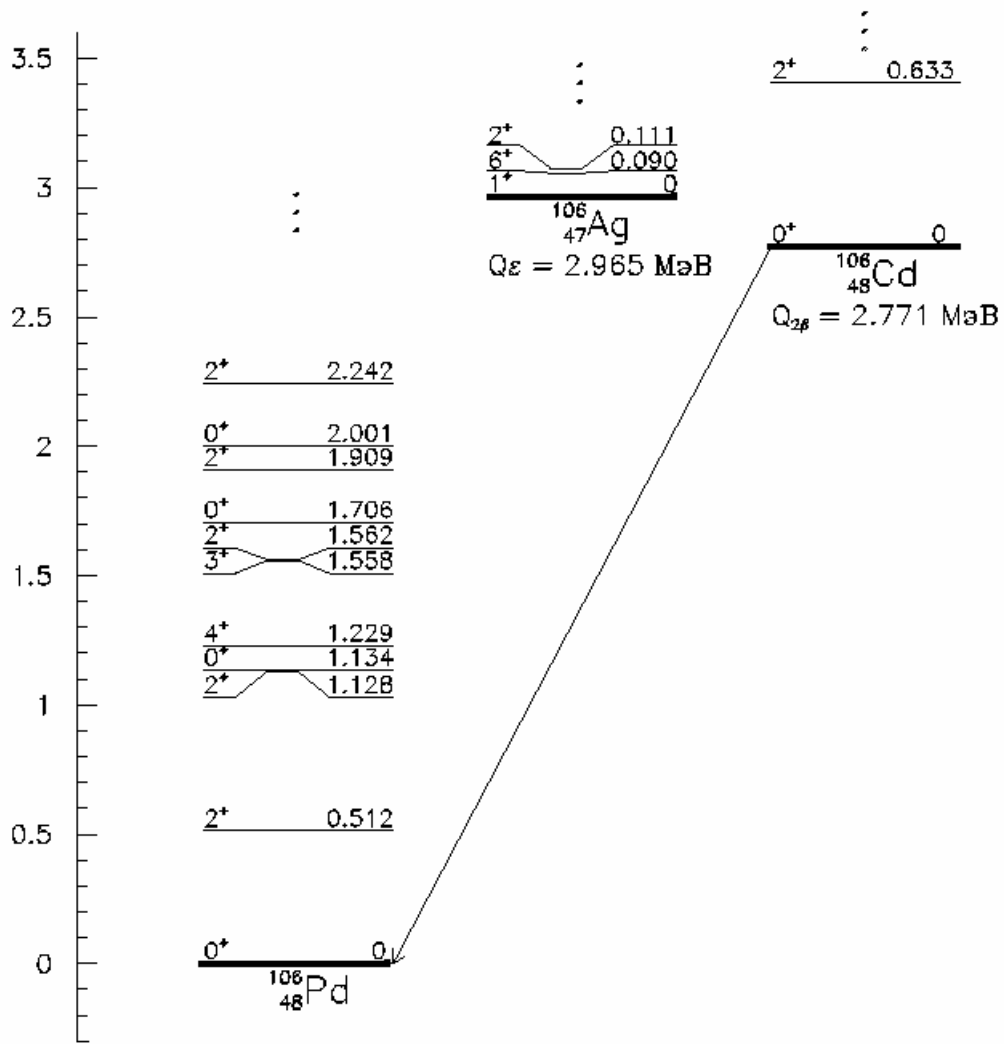


Рис. 3.9. Схема уровней триплета $^{106}_{46}\text{Pd} - ^{106}_{47}\text{Ag} - ^{106}_{48}\text{Cd}$.

Таблица 3.4. Характеристики наиболее перспективных изотопов для изучения $2\beta^-$ - и $\epsilon\beta^+$ -распадов.

Изотоп	Значение $Q_{2\beta}$, кэВ	Изотопная распространенность	2 β -распад		Предел $T_{1/2}$, лет				
			канал	мода	Значение	CL%	Ссылка		
^{58}Ni	1925.9	68.077(9)	$\epsilon\beta^+$	(0 ν +2 ν)	$7.0 \cdot 10^{20}$	68	[70]		
^{64}Zn	1096.3	48.6(3)	$\epsilon\beta^+$	(0 ν +2 ν)	$2.3 \cdot 10^{18}$	68	[71]		
					$=1.1 \cdot 10^{19}$		[56]		
^{78}Kr	2867	0.35(2)	2 β^+	(0 ν +2 ν)	$2.0 \cdot 10^{21}$	68	[72]		
					K β^+	0 ν	$5.1 \cdot 10^{21}$	68	[72]
						2 ν	$1.1 \cdot 10^{20}$	68	[72]
^{92}Mo	1650	14.84(4)	$\epsilon\beta^+$	0 ν	$2.7 \cdot 10^{18}$	68	[73]		
^{96}Ru	2725	5.52(6)	2 β^+	(0 ν +2 ν)	$3.1 \cdot 10^{16}$	68	[71]		
					$\epsilon\beta^+$	(0 ν +2 ν)	$6.7 \cdot 10^{16}$	68	[71]
^{106}Cd	2771	1.25(3)	2 β^+	(0 ν +2 ν)	0 ν	$1.4 \cdot 10^{18}$	90	[51]	
					0 ν	$2.2 \cdot 10^{19}$	90	*)	
					2 ν	$9.2 \cdot 10^{17}$	99	*)	
					0 ν	$2.6 \cdot 10^{17}$	68	[74]	
			$\epsilon\beta^+$	0 ν	$1.1 \cdot 10^{19}$	90	[51]		
				0 ν	$5.5 \cdot 10^{19}$	90	*)		
				2 ν	$2.6 \cdot 10^{17}$	99	*)		
				(0 ν +2 ν)	$6.6 \cdot 10^{18}$		[75]		
2K	2 ν + χ	$5.8 \cdot 10^{17}$	90	*)					
^{124}Xe	2865.9	0.10(1)	2 β^+	(0 ν +2 ν)	0 ν	$4.2 \cdot 10^{17}$	68	[76]	
					2 ν	$2.0 \cdot 10^{14}$		[76]	
			K β^+	0 ν	$1.2 \cdot 10^{18}$	68	[76]		
				2 ν	$4.8 \cdot 10^{16}$	68	[76]		
^{130}Ba	2610	0.106(2)	2 β^+	(0 ν +2 ν)	0 ν	$2.7 \cdot 10^{11}$		[77]	
					$\epsilon\beta^+$	0 ν	$1.5 \cdot 10^{12}$		[77]
^{136}Ce	2400	0.1878(4)	2 β^+	(0 ν +2 ν)	0 ν	$3.8 \cdot 10^{15}$	90	*)	
					K β^+	0 ν	$1.2 \cdot 10^{16}$	90	*)
					K β^+	2 ν	$2.0 \cdot 10^{16}$	90	*)

*) Результаты настоящей работы.

Для поиска 2β -распада ^{106}Cd использовался необогащенный кристалл вольфрамата кадмия, поскольку концентрация исследуемых ядер в нем на порядок выше, чем в обогащенных кристаллах $^{116}\text{CdWO}_4$ (1,25(3)% и 0,155(5)% соответственно). Почти во всех каналах 2β -распада ^{106}Cd (кроме $2\nu 2\text{K}$ -захвата) среди продуктов реакции присутствуют достаточно энергичные γ -кванты. Поэтому (так же, как и для 2β -распадов на возбужденные уровни) поиск 2β -процессов на ядрах ^{106}Cd можно вести в спектрах совпадений с защитным детектором. Однако более высокие результаты в пилотных экспериментах с маленькими кристаллами CWO были получены с использованием спектров антисовпадений и спектров, измеренных в пассивной защите.

В измерениях использовался большой кристалл CdWO_4 массой 1046 г (длина 6.4 см и диаметр 5.1 см), содержащий $2.22(7) \cdot 10^{22}$ ядер ^{106}Cd . Эксперимент выполнялся в коллаборации с Институтом Макса Планка (Гейдельберг, Германия). Вначале были выполнены измерения коррелированного фона кристалла с использованием аппаратуры и программного обеспечения, имеющегося в Солотвинской подземной лаборатории. Время экспозиции на этом этапе эксперимента составило 107 часов. Затем кристалл был перевезен в лабораторию Гран Сассо и помещен в специально созданную для этого эксперимента установку. На этом этапе накапливалась только спектрометрическая информация (время регистрации событий не записывалось). В обоих случаях спектрометрический тракт и конструкция защиты были подобны (см. раздел 3.1).

В спектре фона, измеренном за 6701 ч (рис. 3.10), присутствуют энергетические распределения β -спектра ^{113}Cd ($T_{1/2}=7.7(0.3) \cdot 10^{15}$ лет, $Q_{\beta}=316$ кэВ, активность ^{113}Cd равна 0.58(0.02) Бк/кг) и $^{113\text{m}}\text{Cd}$ ($T_{1/2}=13.7$ года, $Q_{\beta}=580$ кэВ, активность 0.15(0.01) Бк/кг). Другие фоновые компоненты вплоть до энергии 1.3 МэВ не очень четко определены. Однако, принимая во внимание результаты предыдущих измерений с другими кристаллами вольфрамата кадмия, протяженный спектр в этом диапазоне можно объяснить распадом ^{40}K и нуклидов семейства ^{238}U внутри кристалла. Верхние пределы на эти активности в данном кристалле CdWO_4 равны <2.3 мкБк/г для ^{40}K , <1.3 мкБк/г для ^{238}U и ^{234}U . Активности $^{232}\text{Th}/^{228}\text{Th}$, ^{227}Ac и ^{226}Ra были оценены путем анализа временного распределения фоновых событий, измеренных в Солотвинской подземной лаборатории за 107 ч.

Для анализа содержания ^{228}Th , например, рассматривался распад дочернего ядра ^{220}Rn ($E_\alpha=6.29$ МэВ, $T_{1/2}=55.6$ с) \Rightarrow ^{216}Po ($E_\alpha=6.78$ МэВ, $T_{1/2}=0.145$ с) \Rightarrow ^{212}Pb . При этом цепочки событий ожидалось во временном окне 0.01...0.5 с, которое содержит 86% таких распадов. Не было обнаружено ни одного события, относящегося к этому процессу. Поскольку согласно рекомендациям Particle Data Group [78] в этом случае верхний предел количества событий (с доверительным уровнем вероятности 68%) равен 1.2, то предел активности ^{228}Th в кристалле равен 3.1 нБк/г. Применяя ту же методику к распадам ^{227}Ac и ^{226}Ra , мы установили пределы 4.4 нБк/г и 7.5 нБк/г, соответственно.

При энергиях выше 1.3 МэВ уровень фона определяется в основном внешними гамма-квантами. Фон детектора в диапазоне 2.64...2.90 МэВ (рис. 3.11), где находится пик полного поглощения для $2\beta^+$ -распада ^{106}Cd , равен 2.3 отсчета/(год·кэВ·кг).

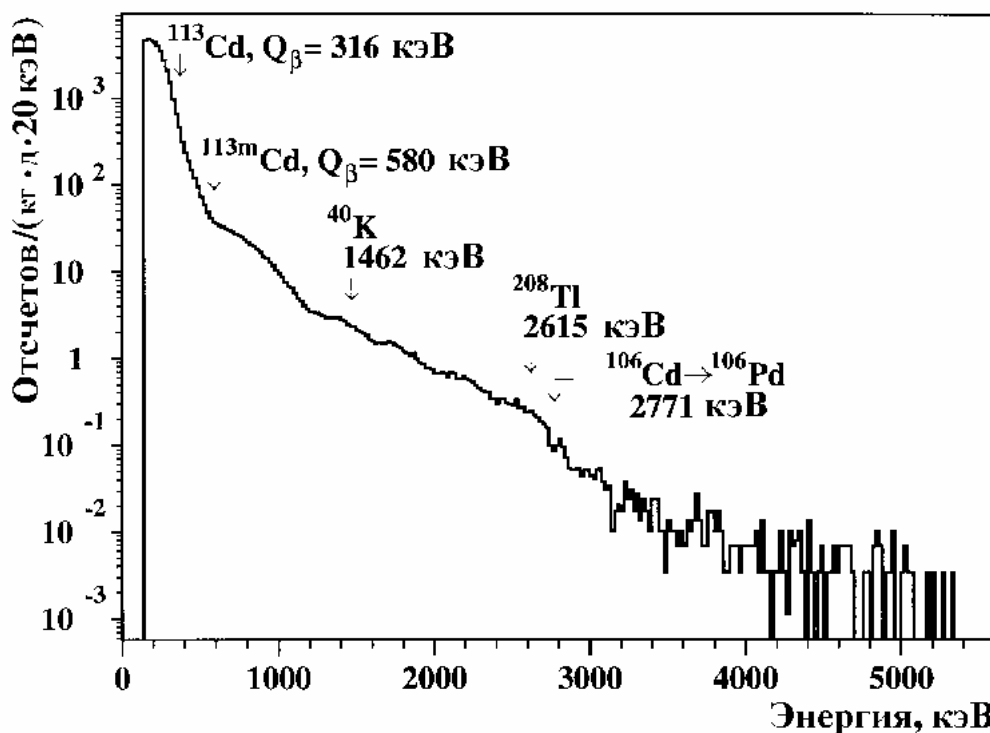


Рис. 3.10. Спектр фона кристалла CdWO_4 массой 1046 г за 6701 час.

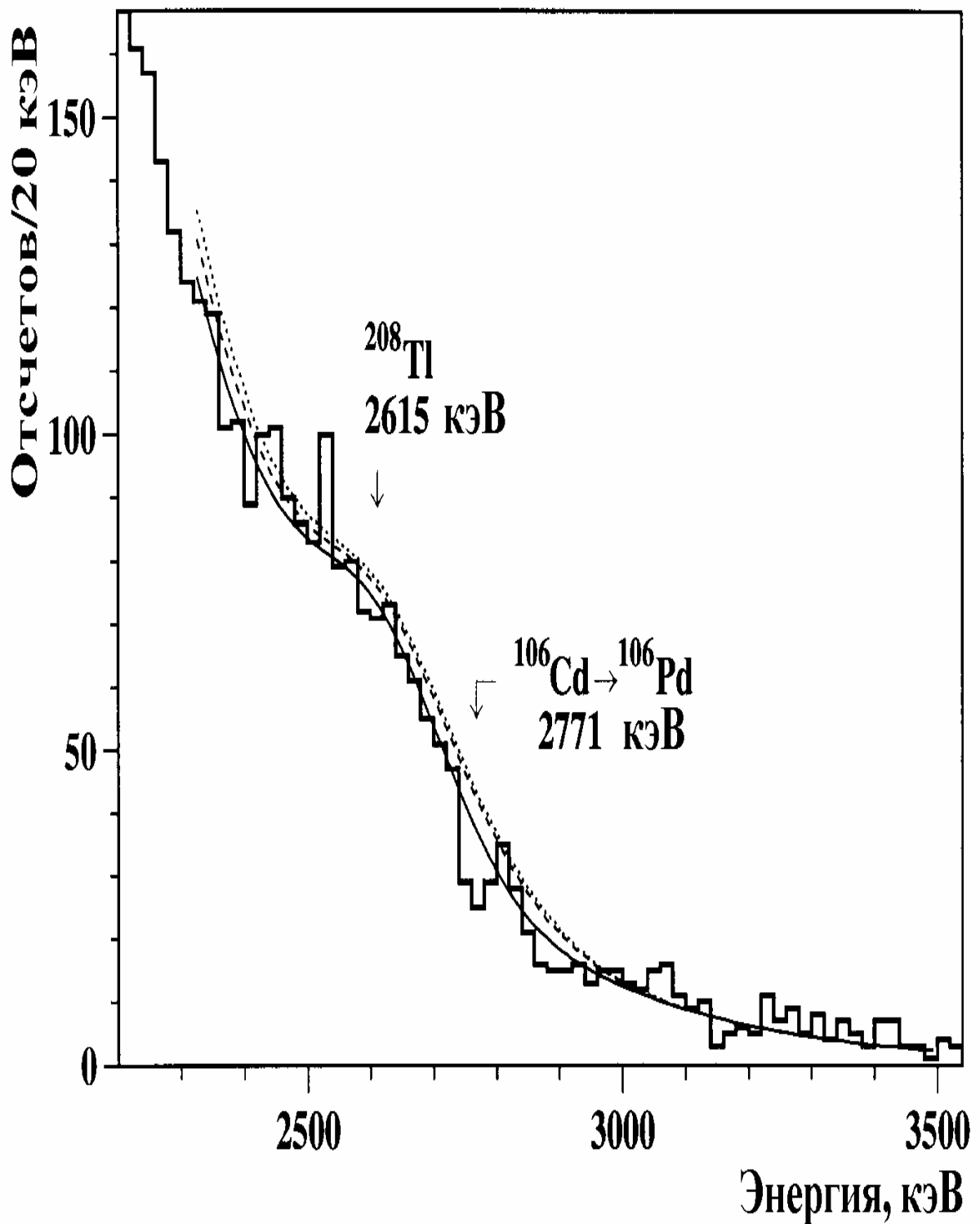


Рис. 3.11. Фрагмент спектра с рис. 3.10 в области $0\nu 2\beta$ -ника ^{106}Cd .

Ожидаемые функции отклика детектора CdWO_4 для различных мод двойного β -распада (рис. 3.12) были рассчитаны с помощью программы GEANT 3.14 [79]. Распределение энергии позитронов для 2β -распада ^{106}Cd вычислялось с учетом

влияния электрического поля ядра на излучаемые частицы без использования приближения Розена-Примакова для функции Ферми, которое не оправдано для $\epsilon\beta^+$ - и $2\beta^+$ -распадов. С использованием модельного спектра для 2β -процессов в ^{106}Cd были получены наиболее жесткие пределы на периоды полураспада $T_{1/2}$ для безнейтринной моды ($0\nu 2\beta^+$ и $0\nu\epsilon\beta^+$ -процессы). Эти величины оценивались путем анализа фонового спектра в диапазоне энергий, относящемся к значению полной энергии перехода для 2β -распада ^{106}Cd . Пик в этой области будет наблюдаться, если все частицы, испущенные при $0\nu 2\beta^+$ - или $0\nu\epsilon\beta^+$ -распаде ^{106}Cd , были полностью поглощены в сцинтилляторе CdWO_4 . Для оценки данных был выбран интервал энергий 2.2...3.7 МэВ в районе ожидаемого пика. В спектре CdWO_4 отсутствуют какие-либо особенности, которые могли бы быть связаны с 2β -распадом ^{106}Cd . Для оценки предела периода полураспада ^{106}Cd было сделано предположение, что спектр CdWO_4 представлен суммой трех функций, две из которых относятся к фону (гамма-линия 2615 кэВ ^{208}Tl и экспоненциальная функция для неидентифицированного непрерывного фона), тогда как третья относится к предполагаемому $0\nu 2\beta$ -эффекту. Учитывая неопределенности статистики и энергетической калибровки, положение центров тяжести гамма-пика ^{208}Tl и ожидаемого 2β -распада варьировались в энергетическом интервале ± 30 кэВ, а энергетическое разрешение изменялось в пределах (1.00...1.11) от измеренного $FWHM$. Подгонкой по методу наименьших квадратов в диапазоне энергий $(2.3 \pm 0.1)\dots(3.3 \pm 0.4)$ МэВ в соответствии с рекомендациями PDG [78] были получены для исключаемого предела площади эффекта значения, равные 536 для $0\nu 2\beta^+$ -распада и 217 для $0\nu\epsilon\beta^+$ -распада с доверительным уровнем вероятности $CL=90\%$ (соответственно 339 и 137 для $CL=68\%$). В результате были установлены следующие ограничения:

$$\begin{aligned}
 T_{1/2} &> 2.2 \cdot 10^{19} \text{ лет } (0\nu 2\beta^+ \text{-распад, } CL=90\%); \\
 &> 3.8 \cdot 10^{19} \text{ лет } (0\nu 2\beta^+ \text{-распад, } CL=68\%); \\
 T_{1/2} &> 5.5 \cdot 10^{19} \text{ лет } (0\nu\epsilon\beta^+ \text{-распад, } CL=90\%); \\
 &> 8.6 \cdot 10^{19} \text{ лет } (0\nu\epsilon\beta^+ \text{-распад, } CL=68\%).
 \end{aligned}$$

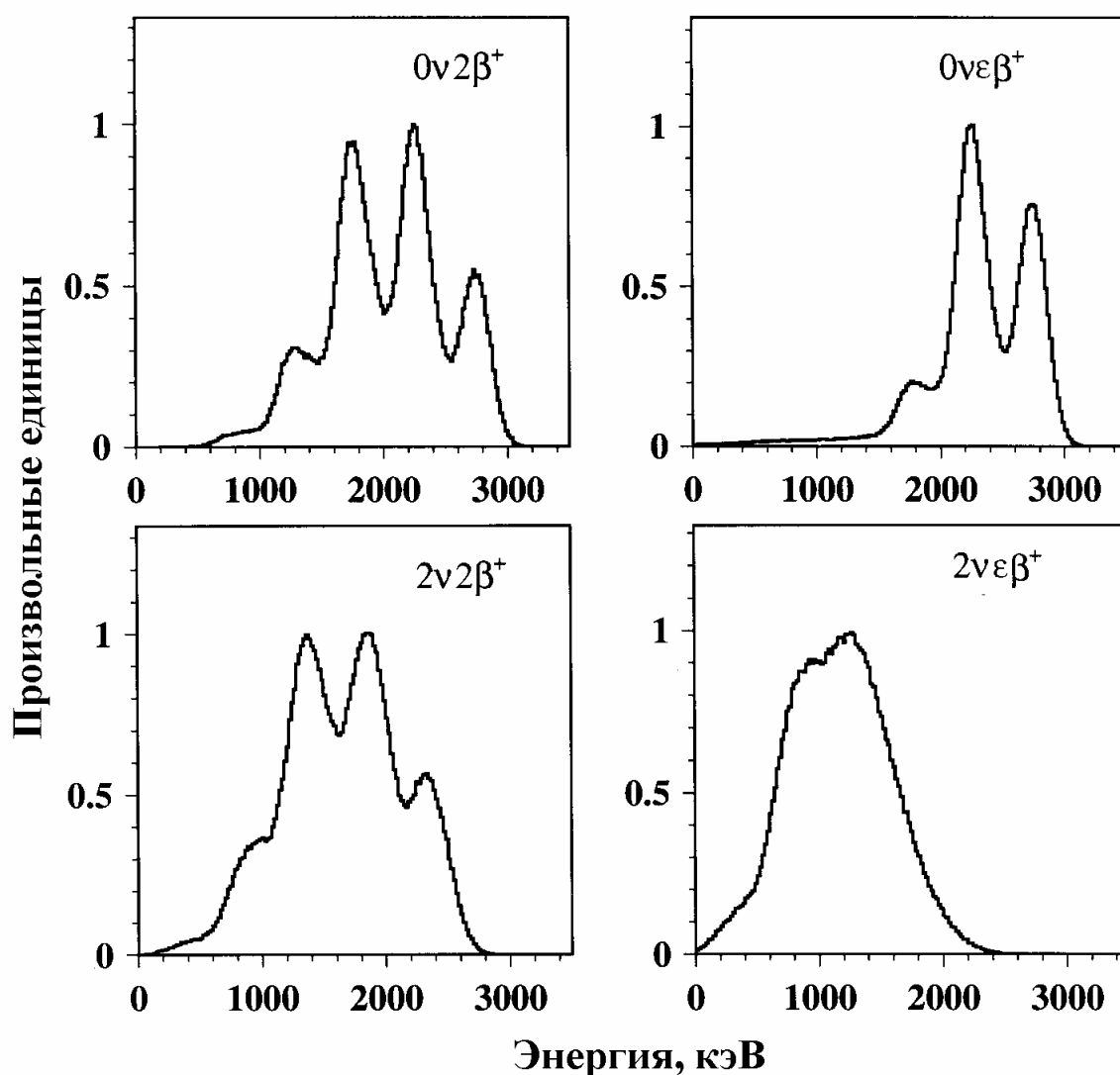


Рис. 3.12. Промоделированные функции отклика детектора CdWO_4 массой 1046 г для различных каналов двойного бета-распада ^{106}Cd

При оценке пределов периодов полураспада для $2\nu 2\beta^-$ -моды модель фона не рассматривалась ввиду неопределенности возможных компонент в фоновом спектре. Промоделированные спектры $2\nu 2\beta^-$ - и $2\nu \epsilon\beta^-$ -распадов ^{106}Cd вписывались в измеренный фоновый спектр. При этом площадь вписанного спектра принималась в качестве оценки максимально возможной площади эффекта (рис. 3.13). Пределы:

$$T_{1/2} > 9.2 \cdot 10^{17} \text{ лет } (2\nu 2\beta^- \text{-распад, } CL=99\%);$$

$$T_{1/2} > 2.6 \cdot 10^{17} \text{ лет } (2\nu \epsilon\beta^- \text{-распад, } CL=99\%)$$

были получены подгонкой по методу наименьших квадратов функции отклика детектора по отношению к $2\nu 2\beta$ -модам распада непосредственно к экспериментальным данным при допущении нулевого фона. При этом был выбран диапазон энергий 2.3...2.5 МэВ для $2\nu 2\beta^+$ -распада и 1.4...1.7 МэВ для $2\nu \epsilon\beta^+$ -распада.

Двухнейтринный 2ϵ -захват представляет наибольший интерес среди всех возможных мод $2\nu 2\beta$ -распада ^{106}Cd , поскольку с точки зрения теории эта мода должна преобладать над $\epsilon\beta^+$ - и $2\beta^+$ -распадами, причем наиболее вероятен переход на основное состояние или низколежащие уровни дочернего ядра. В случае $2\nu 2\text{K}$ -распада на основной уровень в детекторе остается лишь энергия возбуждения электронной оболочки E_x (для кадмия она равна 53.4 кэВ), остальная энергия уносится двумя нейтрино. В спектре детектора CdWO_4 следует искать пик с энергией 53.4 кэВ, поэтому в данном случае был использован спектр фона CWO , набранный с подавлением шумов ФЭУ. Эта процедура была уже проделана для ^{108}Cd (см. выше), площадь исключенного с 90% доверительной вероятностью пика составила 560 отсчетов за 433 часа измерений с кристаллом CdWO_4 объемом 57 см^3 . С учетом того, что в этом кристалле содержится $9.49 \cdot 10^{21}$ ядер ^{106}Cd , получаем оценку нижнего предела периода полураспада ^{106}Cd по каналу двухнейтринного 2K -захвата в основное состояние ^{106}Pd (этот же результат действителен в отношении 2K -захвата с эмиссией майорона):

$$T_{1/2} > 5.8 \cdot 10^{17} \text{ лет } (2\nu 2\text{K-}, \chi 2\text{K-распад, } CL = 90\%).$$

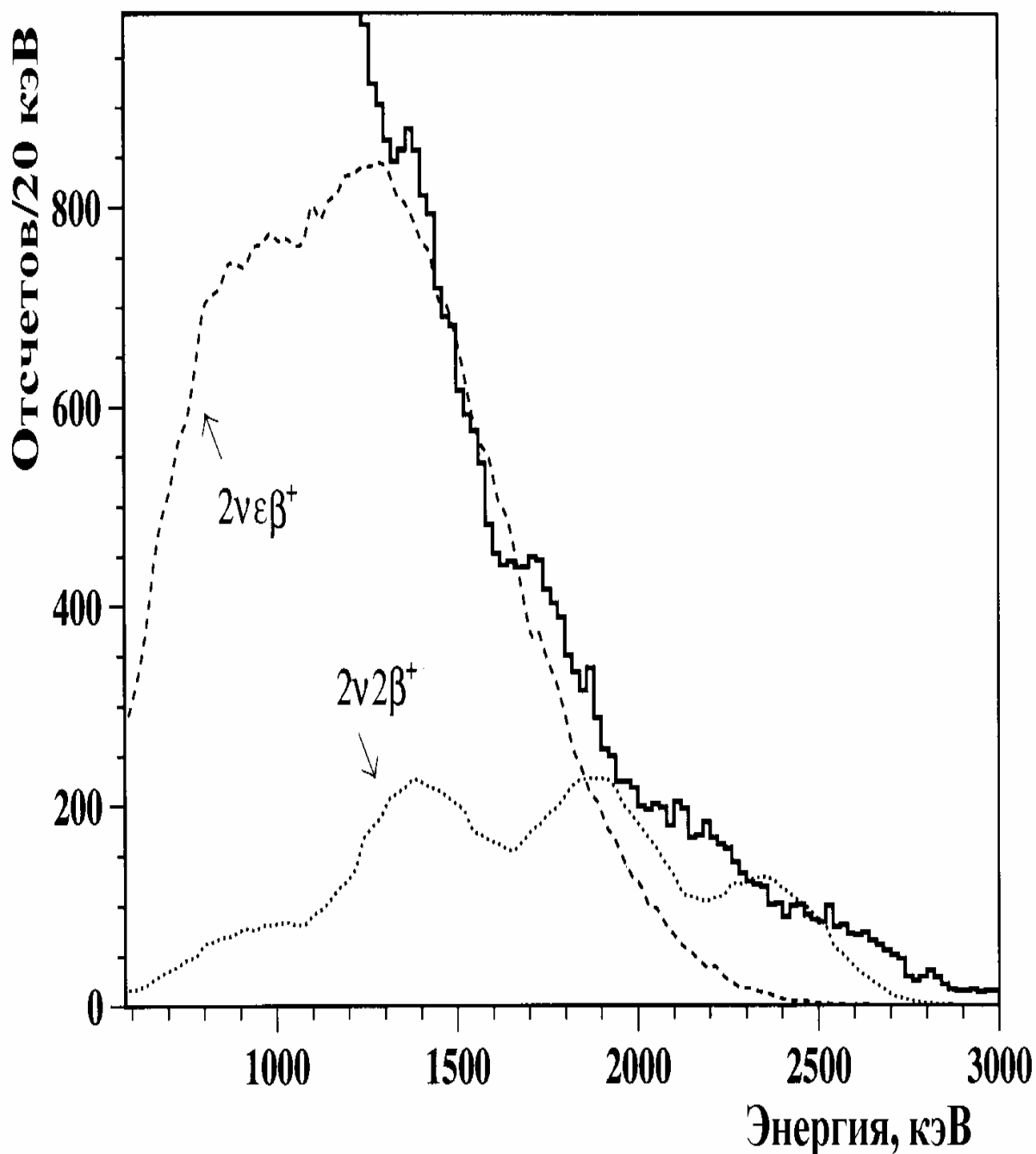


Рис. 3.13. Промоделированные спектры двухнейтринного 2β -распада ^{106}Cd , вписанные в экспериментальный спектр.

В табл. 3.5 сведены вместе все полученные в данной работе результаты для ^{106}Cd вместе с теоретическими оценками периодов полураспада. Указанные пределы для $0\nu 2\beta$ -распада ^{106}Cd превышают установленные ранее [51] в 5–10 раз. Сравнивая настоящий эксперимент с опытами по исследованию позитронного 2β -

распада других ядер, мы приходим к заключению, что более высокая чувствительность к безнейтринной моде была ранее получена только для ^{78}Kr (с использованием обогащенного источника) [72]. Хотя в работе [75] опубликованы более высокие пределы для $2\nu\epsilon\beta^+$ -канала распада ^{106}Cd ($T_{1/2} > 6.6 \cdot 10^{18}$ лет), использованная в этом эксперименте техника (пассивная мишень из кадмия и низкофоновые полупроводниковые HPGe детекторы) не позволяет провести различие между 0ν - и 2ν -модами. Чувствительность по отношению к 2β -распаду ^{106}Cd может быть существенно повышена (до уровня $\sim 10^{22}$ лет) при использовании обогащенного ^{106}Cd детектора CdWO_4 (с массой ~ 2 кг) в многокристальной низкофоновой установке.

Таблица 3.5. Полученные ограничения на периоды полураспада для двойных β -процессов $^{106}\text{Cd} \rightarrow ^{106}\text{Pd}$.

Канал распада	Переход	Предел $T_{1/2}$, годы	CL , %	Теоретические оценки $T_{1/2}$, годы *)
$0\nu 2\beta^+$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$2.2 \cdot 10^{19}$	90	$3.9 \cdot 10^{28}$ [80]
		$3.8 \cdot 10^{19}$	68	$4.8 \cdot 10^{27}$ [81]
$0\nu\epsilon\beta^+$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$5.5 \cdot 10^{19}$	90	$3.4 \cdot 10^{26}$ [80]
		$8.6 \cdot 10^{19}$	68	$2.2 \cdot 10^{28}$ [81]
$2\nu 2\beta^+$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$9.2 \cdot 10^{17}$	99	$6.8 \cdot 10^{25}$ [80]
$2\nu\epsilon\beta^+$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$2.6 \cdot 10^{17}$	99	$2.0 \cdot 10^{25}$ [80]
				$4.1 \cdot 10^{21}$ [81]
				$(7.1 \dots 8.2) \cdot 10^{20}$ [75]
				$(1.6 \dots 1.7) \cdot 10^{21}$ [82]
$2\nu 2K, \chi 2K$ **)	$0^+ \rightarrow 0^+$	$5.8 \cdot 10^{17}$	90	$8.3 \cdot 10^{21}$ [80]
				$8.7 \cdot 10^{20}$ [81]
				$(9.0 \dots 10) \cdot 10^{19}$ [75]
				$(2.0 \dots 2.1) \cdot 10^{20}$ [82]

*) Для безнейтринных процессов даны приведенные периоды полураспада $T_{1/2} \cdot \langle m_\nu \rangle^2$.

**) Для $\chi 2K$ -процессов теоретические оценки отсутствуют.

Чувствительность к 2β -распадам с понижением заряда ядра, достигнутая в эксперименте с кристаллами вольфрамата кадмия, еще недостаточна для обнаружения двухнейтринных процессов и явно не может конкурировать с опытами по поиску безнейтринных $2\beta^-$ -распадов в получении сравнимой информации о массе майорановского нейтрино, примесях правых токов, нарушении закона сохранения лептонного заряда. Тем не менее следует отметить, что нижние пределы $T_{1/2}$, уста-

новленные в данной работе для безнейтринных $2\beta^+$ -переходов ядер ^{106}Cd на основной уровень ^{106}Pd , уступают в настоящее время только результату, полученному для ^{78}Kr [72]. Предел $T_{1/2}$ для $0\nu\epsilon\beta^+$ -распада ^{106}Cd занимает третье место после ^{78}Kr [72] и ^{58}Ni [70]. Кроме того, для трех ядер (^{106}Cd , ^{108}Cd и ^{180}W) были получены ограничения на период полураспада по $2\nu 2\epsilon$ -каналу в основное состояние (этот распад теоретически наиболее вероятен среди всех мод двухнейтринных 2β -процессов с уменьшением заряда ядра). Ранее такого рода ограничения были установлены только для двух ядер: ^{64}Zn [83] и ^{196}Hg [84], далеко не самых благоприятных для исследований в связи с невысокой (по сравнению со ^{106}Cd) доступной энергией распада. Чувствительность опытов по поиску 2β -процессов в ^{106}Cd можно значительно повысить, применив обогащенные этим изотопом кристаллы $^{106}\text{CdWO}_4$. Это позволит многократно (при 100% обогащении – в 80 раз) усилить искомый эффект, а также избавиться от β -спектра ^{113}Cd , представляющего собой основную часть фона при поиске $2\nu 2\text{K}$ -распада и $\chi 2\text{K}$ -распада ^{106}Cd в основное состояние. Наш опыт работы показывает, что использование обогащенных кристаллов $^{106}\text{CdWO}_4$ и применение разработанных для этих детекторов методов снижения фона позволит повысить чувствительность эксперимента к различным каналам 2β -распада ^{106}Cd до уровня $10^{20} - 10^{23}$ лет.

РАЗДЕЛ 4

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНЫХ БЕТА-ПРОЦЕССОВ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ОРТОСИЛИКАТА ГАДОЛИНИЯ

Основной целью эксперимента, описанного в этом разделе, является поиск двойного бета-распада ^{160}Gd ; кроме того, были исследованы еще три потенциально 2β -активных изотопа, входящих в состав сцинтиллятора $\text{Gd}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$. Экспериментальные исследования всех четырех ядер были выполнены впервые.

4.1. Описание детектора и экспериментальной установки.

4.1.1. Сцинтилляционный детектор с кристаллом Gd_2SiO_5 .

Ортосиликат гадолия Gd_2SiO_5 (в литературе часто используется сокращение GSO) является собственным сцинтиллятором. Его плотность равна 6.71 г/см^3 , показатель преломления 1.90, радиационная длина 1.38 см, время высвечивания составляет 40–60 нс. Световыход чистого GSO невелик, но он существенно возрастает (до 20% от световыхода NaI) при легировании некоторыми редкоземельными элементами (церий, тербий). В настоящее время достигнут значительный прогресс в технике выращивания этих кристаллов, благодаря чему становятся доступными детекторы с массой 2–3 кг и энергетическим разрешением около 8% при $E_\gamma = 0.622 \text{ МэВ}$. Высокое содержание гадолия в GSO (74.4% по массе) благоприятствует исследованию редких распадов различных изотопов этого элемента с использованием методики «источник = детектор», обеспечивающей максимальную эффективность.

В данной работе был использован большой монокристалл ортосиликата гадолия, активированный церием. Кристалл был выращен в Институте монокристаллов (г. Харьков) методом Чохральского. Начальная масса сцинтиллятора составляла 697.6 г, объем около 104 см^3 . Форма кристалла приблизительно соответствует цилиндрической с высотой 53.7 мм и диаметром около 50 мм. Содержание

церия составляет 0.8(1)%. Разрешение на энергии 662 кэВ, полученное с фотомножителем Philips XP2412 без световода, составило 12%.

Световыход сцинтиллятора GSO для электронов (γ -квантов) и α -частиц отличается примерно в 5 раз. Отношение световыходов α/β для данного сцинтиллятора было измерено по шести фоновым альфа-пикам, обусловленным присутствующими в кристалле изотопами ^{147}Sm , ^{152}Gd , ^{214}Po , ^{215}Po , ^{216}Po , ^{220}Rn , ^{224}Ra . Пики от первых двух изотопов (сливающиеся вследствие относительно невысокого разрешения детектора) непосредственно видны в фоновом спектре, остальные выделяются с использованием временного анализа, описанного ниже. Полученная зависимость α/β -отношения от энергии слегка нелинейна и может быть записана в виде $\alpha/\beta = 0.161(3) + 0,162(5) \cdot 10^{-4} \cdot E_{\alpha}$, где энергия α -частиц E_{α} выражена в килоэлектронвольтах.

После 630 часов измерений фона кристалл был обточен по образующей для снятия поверхностного слоя толщиной 0.8...1.5 мм, в котором, как предполагалось, концентрируются радиоактивные примеси (аналогичная операция над кристаллом вольфрамата кадмия позволила удалить почти весь содержащийся в нем уран и его дочерние изотопы, см. гл. 3). Однако ожидавшийся результат, к сожалению, не был достигнут. Совершенно различный характер распределения естественных радионуклидов в объеме кристаллов CdWO_4 и Gd_2SiO_5 объясняется, по видимому, различием в химических свойствах. Актиноиды, входящие в состав семейств урана и тория, являются химическими аналогами гадолиния и могут легко встраиваться в кристаллическую решетку Gd_2SiO_5 . В то же время кадмий и вольфрам химически далеки от всех долгоживущих членов естественных радиоактивных рядов (актиноиды, свинец, радий), и последние могут размещаться только в дислокациях кристалла CdWO_4 , которые, как правило, связаны с поверхностными дефектами.

После обтачивания кристалла GSO его масса уменьшилась до 635.4 г, объем – до 95 см³. Поскольку существенного изменения фона в результате обтачивания не произошло, в анализе были использовано все время измерений, как до обтачивания (630 ч), так и после него (4991 ч). Так как в течение эксперимента масса исследуемых изотопов изменялась, для единообразной нормировки удобно представлять данные в терминах экспозиции с размерностью [количество ядер]×[время измерений] или [масса кристалла]×[время измерений]. До обтачивания экспози-

ция по массе кристалла составила 439.5 кг·ч, после него – 3171.3 кг·ч, суммарная экспозиция – 3611 кг·ч.

4.1.2. Экспериментальная установка.

Описываемый эксперимент был выполнен в Солотвинской подземной лаборатории [85]. Установка была размещена в главном зале лаборатории. Кристалл GSO просматривался фотоумножителем ФЭУ-110 через 18-сантиметровый пластиковый световод специальной формы, обеспечивающей максимальный светосбор. В этих условиях энергетическое разрешение (FWHM) при энергиях γ -квантов 662, 1064, 1770 и 2615 кэВ составляло 15.5%, 12.3%, 9.3% и 7.9% соответственно. Зависимость разрешения от энергии при облучении γ -квантами в диапазоне 60...2615 кэВ, построенная по 10 γ -линиям источников ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{207}Bi , ^{226}Ra , ^{232}Th и ^{241}Am , может быть записана в виде

$$FWHM = [180(400) + 15.9(6) \cdot E_{\gamma}]^{1/2},$$

где $FWHM$ и E_{γ} выражены в килоэлектрон-вольтах.

Детектор был окружен пассивной защитой, состоящей из бескислородной меди (5 см), ртути в титановых контейнерах (7 см) и свинца (15 см). При проектировании защиты предполагалось, что внешний γ -фон будет подавляться свинцом. Ртуть эффективно поглощает тепловые нейтроны, которые возникают в свинце при (α , n)-реакциях и захватах космических мюонов, а также проникают сквозь свинец из «внешнего мира». Внутренний слой ртути и медь защищают детектор от γ -квантов, излучаемых в (n, γ)-реакциях на ядрах ртути в ее внешнем слое. Кроме того, медь (которая среди общеупотребительных конструкционных материалов считается наилучшим в отношении радиационной чистоты) служит для защиты детектора от излучений, вызванных радионуклидами, присутствующими в титане, из которого выполнены стенки контейнеров для ртути. Объем заполненных воздухом промежутков и щелей между деталями установки вблизи сцинтиллятора был сведен к минимуму, с тем чтобы уменьшить внешний фон, обусловленный радоном.

Сигнал с ФЭУ после предварительного усиления подавался на аналого-цифровой преобразователь БПА2-97, работавший в магистрали КАМАК. Весь дальнейший тракт обработки сигнала был общим для обоих экспериментов (с

GSO и с CWO), которые выполнялись параллельно; он подробно описан в разделе 3. Ежедневно выполнялась энергетическая калибровка спектрометра путем набора спектра γ -источника ^{207}Bi . Сдвиг калибровки корректировался программно при последующей обработке накопленной информации.

4.2. Выделение коррелированного фона и определение активности природных радионуклидов в детекторе.

Фоновый спектр, полученный за 5421 ч (экспозиция с учетом изменения массы кристалла 3611 кг·ч), представлен на рис. 4.1 (сплошная линия).

В спектре фона GSO проявляются следующие особенности:

- интенсивный, относительно узкий пик с энергией 420(15) кэВ;
- широкий пик с центром тяжести в районе 1050 кэВ;
- непрерывное распределение, тянущееся до 2400 кэВ;
- ещё одно непрерывное распределение, располагающееся между 2.4 и 5.5 МэВ.

Первый пик может быть отождествлен с альфа-распадом ^{152}Gd ($T_{1/2} = 1.08(8) \cdot 10^{14}$ лет, $E_{\alpha} = 2140$ кэВ, природная изотопная распространенность 0.20%), если учесть α/β -отношение для сцинтиллятора GSO, равное 0.20(2) при данной энергии. Однако площадь этого пика примерно в два раза больше ожидаемой. Удвоение площади может быть объяснено присутствием в кристалле следов самария ($7.6(9) \cdot 10^{-6}$ г/г), химически идентичного гадолинию и церию. В состав природного самария входит естественный радиоактивный изотоп ^{147}Sm с периодом полураспада $1.06(2) \cdot 10^{11}$ лет, энергией α -распада 2233 кэВ и изотопной распространенностью 15.0%. Альфа-пики ^{152}Gd и ^{147}Sm , сливаясь, образуют наблюдаемый интенсивный пик, в который попадает большая часть площади фонового спектра.

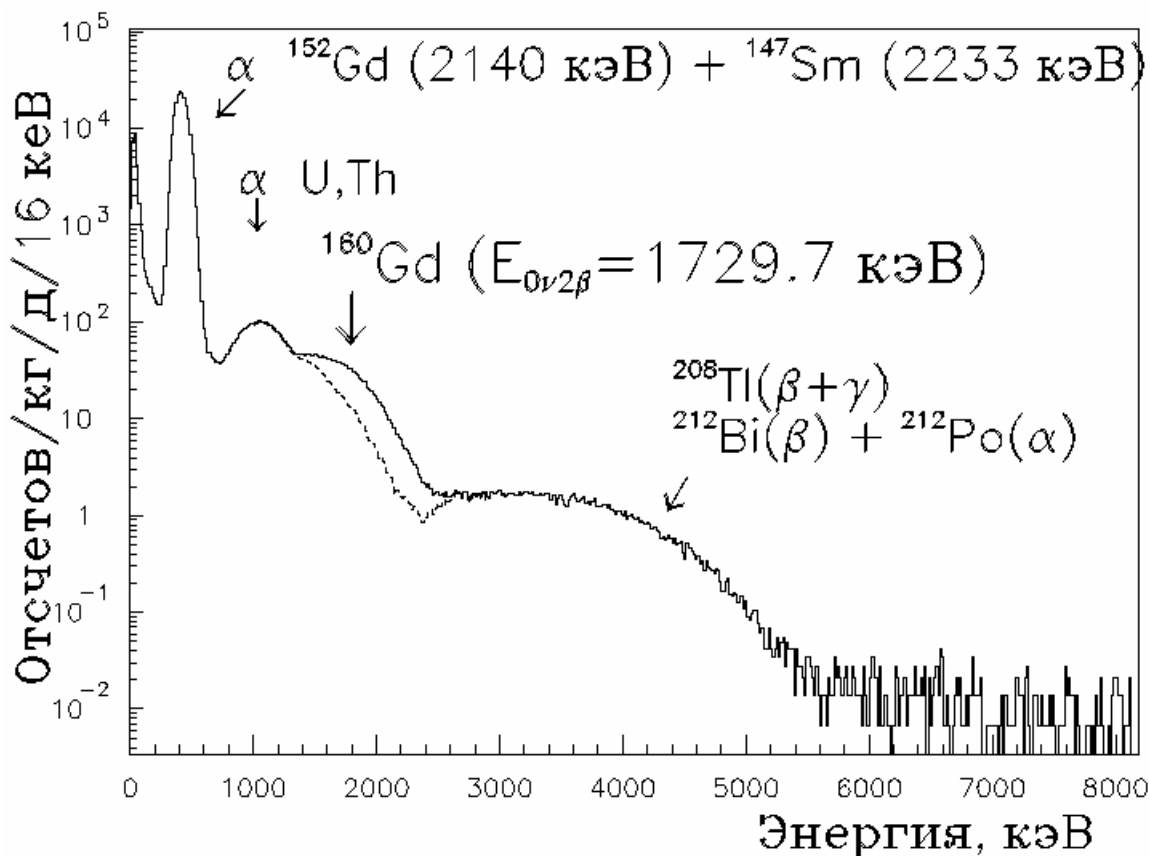


Рис. 4.1. Фоновый спектр кристалла GSO, полученный за 5421 час.

Широкий, но менее интенсивный пик в области 1050 кэВ, а также непрерывное распределение, достигающее энергии 2.4 МэВ, представляют собой сумму α - и β -спектров различных нуклидов из семейств ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U , содержащихся в кристалле. Второй континуум, лежащий между 2.4 и 5.5 МэВ, отождествляется с распадами ^{212}Bi и его дочерних изотопов из семейства тория:

а) бета-распад ^{212}Bi с доступной энергией 2.25 МэВ и вслед за этим очень быстрый ($T_{1/2} = 0.3$ мкс) α -распад образовавшегося ^{212}Po с доступной энергией 8.95 МэВ. Относительно «медленная» спектрометрическая аппаратура, использованная в данном эксперименте, воспринимает оба распада как одно событие с высокой энергией. Коэффициент ветвления 64.0%.

б) бета-распад ^{208}Tl , образующегося в результате α -распада ^{212}Bi . В этом случае энергия излучаемого электрона не превышает 2 МэВ, однако ядро ^{208}Pb всегда образуется в высоковозбужденном состоянии, и за каскадом γ -квантов низкой энергии следует излучение фотона с энергией 2.614 МэВ, который в большинстве случаев покидает кристалл. Коэффициент ветвления 36.0%.

Для измерения содержания радиоактивных примесей в кристалле и снижения фона от них был выполнен временной анализ накопленной в эксперименте информации. Выделялись последовательности событий, вызванных распадами следующих изотопов: ^{224}Ra , ^{220}Rn , ^{216}Po (семейство тория); ^{223}Ra , ^{219}Rn , ^{215}Po (семейство урана-актиния); ^{214}Bi и ^{214}Po (семейство урана-радия). Поскольку энергии распада и времена жизни некоторых изотопов из этого списка близки друг к другу, возможны взаимные помехи при выполнении процедур отбора. Так, при выделении цепочек $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} (T_{1/2} = 164 \text{ мкс}) \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ с временным окном 0.2...1.0 мс в это окно могут попадать не только искомые цепочки (с эффективностью отбора 41.5%), но и цепочки $^{219}\text{Rn} \rightarrow ^{215}\text{Po} (T_{1/2} = 1.78 \text{ мс}) \rightarrow ^{211}\text{Pb}$ (с эффективностью 24,8%, если не принимать во внимание отбор по энергии событий). Если решается задача точного измерения удельных активностей радиоактивных примесей, то для максимального разделения цепочек с близкими параметрами приходится идти на снижение эффективности их отбора, если это увеличивает отношение эффект/фон. Так, в данном случае при снижении верхней границы временного окна до 0.5 мс эффективность отбора для цепочки, в которую входит ^{214}Po , понижается примерно на четверть, а для цепочки с ^{215}Po – в 2.4 раза, что приводит к существенному росту отношения сигнал/фон. Использование дополнительных критериев отбора для каждой цепочки (в частности, выделение тройных цепочек) также позволяет рассортировать коррелированный фон, но и в этом случае эффективность выделения каждой цепочки несколько снижается.

С учетом вышеизложенных соображений, после обработки всего массива экспериментальной информации, полученной в данном эксперименте, были получены следующие значения удельных активностей для долгоживущих компонент природных радиоактивных рядов в использованном кристалле $\text{Gd}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$: ^{228}Th (семейство ^{232}Th) – 2.79(5) мБк/кг, ^{227}Ac (семейство ^{235}U) – 0.995(23) мБк/кг, и ^{226}Ra (семейство ^{238}U) – 0,53(3) мБк/кг. Кроме того, были выделены события, относящиеся к распадам ^{224}Ra , ^{220}Rn , ^{216}Po (семейство тория); ^{223}Ra , ^{219}Rn , ^{215}Po (семейство урана-актиния); ^{214}Bi и ^{214}Po (семейство урана-радия). На рис. 4.2 показаны полученные α -спектры ^{220}Rn и ^{216}Po , а также распределение временных интервалов между событиями, соответствующими распадам этих изотопов. Все выделенные события были удалены из результирующего энергетического спектра, что привело к более чем двукратному снижению фона в области 1.5...2.4 МэВ

(см. нижнюю кривую на рис. 4.1). В частности, фоновая скорость счета в области $0\nu 2\beta$ -распада ^{160}Gd уменьшилась с 0.11 до 0.045 отсчетов/(час·кэВ·кг).

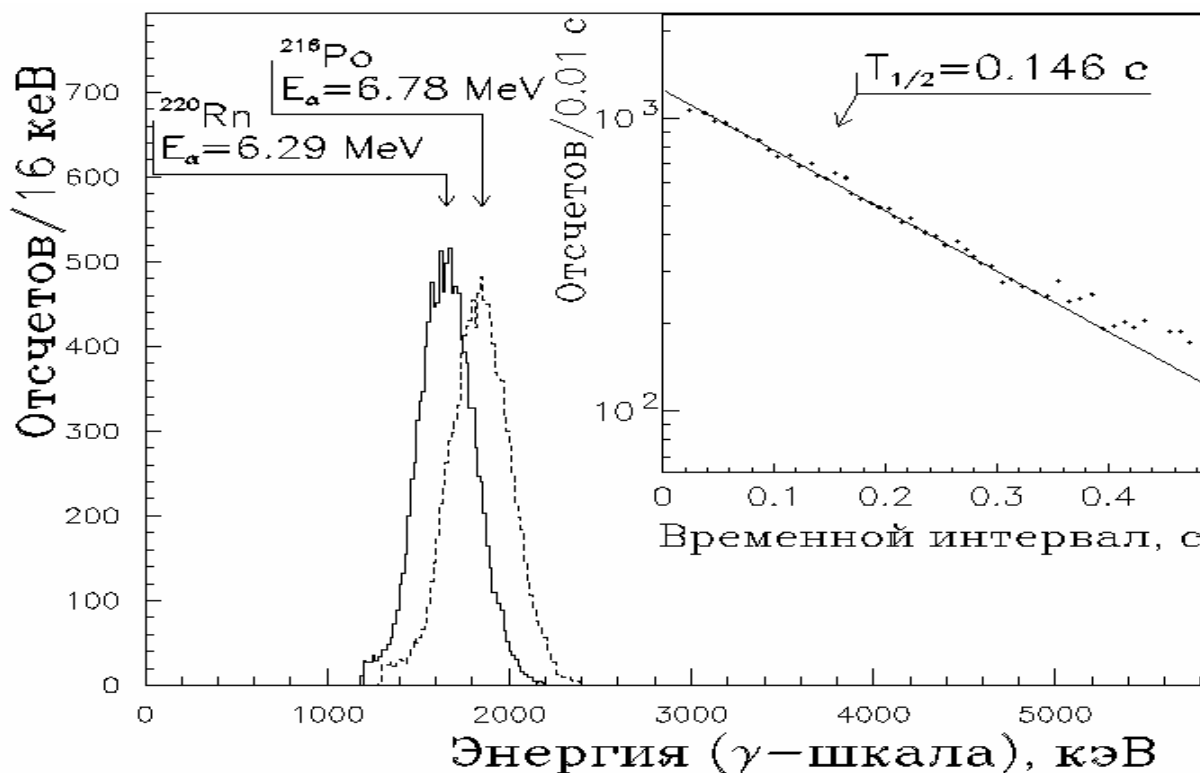


Рис. 4.2. Спектры α -распадов ^{220}Rn и ^{216}Po , выделенные с использованием амплитудно-временного анализа из фонового спектра кристалла GSO. На врезке показано экспериментальное (точки) и теоретическое (линия) распределение временных интервалов между событиями, соответствующими распадам этих изотопов.

4.3. Ограничения на вероятности двойных бета-процессов для изотопов гадолиния и церия.

В состав сцинтилляторов $Gd_2SiO_5(Ce)$ входит пять изотопов, способных испытывать двойной бета-распад (табл. 4.1). Из двух потенциально 2β -активных изотопов гадолиния в данной работе был изучен только ^{160}Gd ; второй изотоп, ^{152}Gd , имеет слишком низкую энергию распада, чтобы его можно было исследовать в данном эксперименте. Благодаря тому факту, что сцинтиллятор $Gd_2SiO_5(Ce)$ содержит в качестве активатора 0.8% церия, оказались доступными для изучения еще три потенциально 2β -активных изотопа: ^{136}Ce , ^{138}Ce и ^{142}Ce .

Таблица 4.1. Характеристики потенциально 2β -активных изотопов, входящих в состав сцинтилляторов $Gd_2SiO_5(Ce)$.

Переход	Энергия перехода, кэВ	Распространенность, % *)	Количество ядер в 1 г кристалла $Gd_2SiO_5(Ce)$ **)
Переходы с повышением заряда ядра на две единицы			
^{142}Ce ↓ ^{142}Nd	1417.1(21)	11.0779(44)	$3.81 \cdot 10^{18}$
^{160}Gd ↓ ^{160}Dy	1729.7(13)	21.86(4)	$6.23 \cdot 10^{20}$
Переходы с понижением заряда ядра на две единицы			
^{136}Ce ↓ ^{136}Ba	2400(50)	0.1878(4)	$6.46 \cdot 10^{16}$
^{138}Ce ↓ ^{138}Ba	693(11)	0.2535(5)	$8,72 \cdot 10^{16}$
^{152}Gd ***) ↓ ^{152}Sm	56.0(12)	0.20(1)	$1.14 \cdot 10^{19}$

*) Распространенность изотопов гадолиния взята из рекомендаций [86], церия – из работы [87].

***) При содержании церия 0.8% по массе.

***) Двойной бета-распад ^{152}Gd в данной работе не рассматривался в связи с низкой энергией перехода.

^{160}Gd

Изотоп ^{160}Gd является одним из неплохих кандидатов для изучения двойного бета-распада благодаря высокой изотопной распространенности (его содержание в природном гадолинии составляет 21.86(4)%) и достаточно большой доступной энергии распада, которая равна 1729.7(13) кэВ. Схема уровней триплета $^{160}_{64}\text{Gd} - ^{160}_{65}\text{Tb} - ^{160}_{66}\text{Dy}$ изображена на рис. 4.3.

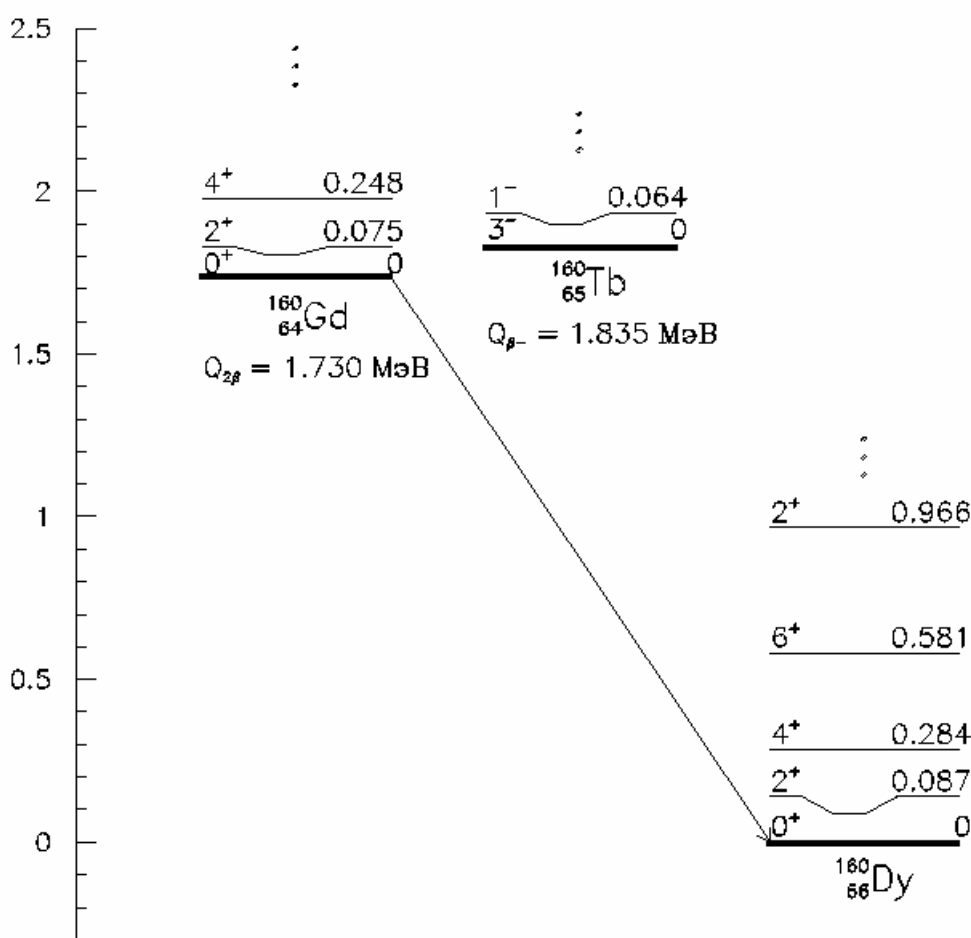


Рис. 4.3. Схема уровней триплета $^{160}_{64}\text{Gd} - ^{160}_{65}\text{Tb} - ^{160}_{66}\text{Dy}$.

Согласно теоретическим расчетам [66] для ^{160}Gd произведение $T_{1/2} \cdot \langle m_\nu \rangle^2 = 8.6 \cdot 10^{23}$ лет $\cdot \text{эВ}^2$, что является одним из наилучших значений чувствительности к майорановской массе нейтрино среди всех ядер, для которых кинематически разрешен двойной бета-распад; так, в частности, аналогичная величина для ^{76}Ge примерно в три раза больше. Предсказываемый период полураспада для

двухнейтринной моды лежит в диапазоне от $4.9 \cdot 10^{18}$ [66] до $2.8 \cdot 10^{21}$ лет [67], однако в работе Кастаньоса и др. [88] показано, что в связи со значительной деформацией ядра ^{160}Gd его $2\nu 2\beta$ -распад может быть очень сильно подавлен. Таким образом, фон от двухнейтринного распада, уже становящийся существенной помехой для поиска безнейтринной моды во многих экспериментах с невысоким энергетическим разрешением, в нашем случае может оказаться пренебрежимо малым.

Еще одно преимущество изотопа ^{160}Gd как кандидата на поиск 2β -распада – низкая энергия возбуждения уровня 2^+ в дочернем ядре ^{160}Dy (86.0 кэВ). В результате кинематически доступная энергия для двойного β -распада на этот уровень составляет 1643.7 кэВ.

Уже после начала описываемого эксперимента и публикации предварительных результатов, полученных с кристаллами GSO малого объема [89], в Японии был выполнен еще один эксперимент по поиску 2β -распада ^{160}Gd [90]; его авторы использовали большой (353 см^3) кристалл GSO. К сожалению, этот кристалл был сильно загрязнен радионуклидами семейств урана и тория (фоновая скорость счета в области 1650...1820 кэВ составляла 1.98 отсчетов/(ч·кэВ·кг), что в 44 раза больше, чем в нашем эксперименте). Был получен достаточно высокий предел $T_{1/2}$ для безнейтринной моды распада ($3 \cdot 10^{20}$ лет при $CL = 68\%$), однако авторы применили некорректный метод определения исключаемой площади эффекта, что привело к завышению $\text{lim } T_{1/2}$.

Для оценки $\text{lim } S_e$ могут быть использованы две различные процедуры. В простейшем варианте («одна сигма») в качестве предельной площади эффекта, гипотеза о наличии которого может быть исключена с заданной доверительной вероятностью, используется статистическая ошибка измерения полного числа событий в области $E_{2\beta} \pm FWHM/2 = 1667 \dots 1832$ кэВ. Площадь спектра в этих границах $S = 68677$, отсюда получаем $\text{lim } S_e = \sqrt{S} = 262$ события, что ведет к оценке

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{160}\text{Gd}) \geq 1.0 \cdot 10^{21} \text{ лет}; CL = 68\%.$$

Однако такой метод оценки (именно он был применен в работе [90]) некорректен, поскольку в этом случае неявно предполагается, что фон в области 2β -распада не содержит особенностей типа «провалов», которые могли бы замаскировать эффект. В действительности же большая часть фона в этом регионе обу-

словлена α -распадами изотопов из семейств урана и тория; спектр представляет собой сумму α -пиков и континуума. Поэтому в данном случае необходимо использовать более сложные методы.

Выделенные с использованием амплитудно-временного анализа события, отнесенные к распадам изотопов, которые входят в семейства урана-радия, урана-актиния и тория, были выброшены из фонового спектра. Благодаря этому индекс фона в области $0\nu 2\beta$ -распада ^{160}Gd снизился с 0.11 до 0.045 отсчета/(час·кэВ·кг). Полученный спектр показан на рис. 4.1 (нижняя линия). Он соответствует экспозиции 3469 час·кг, или $2.47 \cdot 10^{23}$ ядер·год, если отнести ее к количеству ядер ^{160}Gd в кристалле.

Функция отклика детектора на события $0\nu 2\beta$ -распада ^{160}Gd была рассчитана с помощью программы GEANT 3.14. Эта функция представляет собой гауссиан с центром тяжести 1730 кэВ и $FWHM = 165$ кэВ. Краевые эффекты удаляют из пика полного поглощения 5% событий.

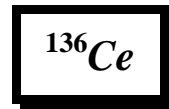
Также были рассчитаны 15 функций отклика для долгоживущих членов уранового и ториевого семейств (вместе с их короткоживущими дочерними ядрами в равновесии), для внутреннего и внешнего ^{40}K и для экспоненциального внешнего γ -фона. Сумма этих функций с коэффициентами, которые пропорциональны активностям соответствующих изотопов в кристалле (и скоростям счета внешнего фона), составляет модель фона. Коэффициенты подгонялись по методу наименьших квадратов с тем чтобы минимизировать отклонение реального фона от модели. Наилучшая по критерию χ^2 ($\chi^2=0.88$) подгонка дает такие значения для главных внутренних активностей: $^{40}\text{K} - 0.006(1)$ мБк/кг, $^{228}\text{Ac} - 0.8(1)$ мБк/кг, $^{232}\text{Th} - 5.9(3)$ мБк/кг, $^{235}\text{U} - 0.9(1)$ мБк/кг, $^{230}\text{Th} - 11.2(6)$ мБк/кг, $^{238}\text{U} - 2.9(4)$ мБк/кг. Для нахождения $\lim S_e$ в процедуру подгонки включена функция отклика детектора на события $0\nu 2\beta$ -распада ^{160}Gd . Подгонка в интервале от 1.0 до 2.4 МэВ дает для исключаемой площади пика значение $S = (-11 \pm 120)$ отсчетов с критерием $\chi^2=0.86$. В соответствии с рекомендациями Particle Data Group [78] это соответствует $\lim S_e = 198$ отсчетов при $CL=90\%$ (или 125 отсчетов при $CL=68\%$). Отсюда получаем для $0\nu 2\beta$ -распада ^{160}Gd :

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(^{160}\text{Gd}) \geq 8.2 \cdot 10^{20} \text{ лет; } CL = 90\%;$$

$$\geq 1.3 \cdot 10^{21} \text{ лет; } CL = 68\%.$$

Следует отметить, что за всю историю исследования 2β -распада лишь для восьми ядер в прямом эксперименте был достигнут уровень чувствительности 10^{21} лет к безнейтринной моде распада.

В соответствии с расчетами [66] для ^{160}Gd $T_{1/2} \cdot \langle m_\nu \rangle^2 = 8.6 \cdot 10^{23}$ лет·эВ², отсюда получаем верхний предел на эффективную майорановскую массу нейтрино $\langle m_\nu \rangle < 32$ эВ при $CL=90\%$ ($\langle m_\nu \rangle < 26$ эВ при $CL=68\%$).



Доступная энергия распада для этого ядра (2390 кэВ) является одной из самых высоких среди изотопов, способных испытывать двойной β -распад с понижением заряда ядра. Это один из шести известных изотопов, для которых кинематически доступен двухпозитронный распад, и единственный из этих шести, никогда ранее не исследовавшийся экспериментально. К сожалению, распространенность этого изотопа составляет лишь 0.1878% [87], что в сочетании с низким содержанием церия в использованном сцинтилляторе приводит к невозможности получения достаточно высоких пределов $T_{1/2}$. Поставив эксперимент с основной целью поиска 2β -распада ^{136}Ce и используя в нем такие сцинтилляторы, как CeF_3 , можно было бы получить значительно более высокий результат.

Схема 2β -распада ^{136}Ce показана на рис. 4.4. Теоретические расчеты дают периоды полураспада, лежащие в пределах от $6.4 \cdot 10^{19}$ [91] до $1.7 \cdot 10^{22}$ лет [81] для $2\nu 2\varepsilon$ -захвата и от $4.0 \cdot 10^{21}$ [91] до $9.2 \cdot 10^{23}$ лет [81] для $2\nu\beta\beta^+$ -распада.

Экспозиция, полученная в эксперименте с GSO, после отбрасывания коррелированного фона составляет 5056 кг·час по отношению ко всему кристаллу, или 40.4 кг·час по отношению к церию. Экспозиция по отношению к ядрам ^{136}Ce составляет $3.7 \cdot 10^{19}$ ядер·год. Спектры различных каналов 2β -распада ^{136}Ce , промоделированные с использованием программы GEANT 3.14, показаны на рис. 4.5а и 4.5b. Каждый спектр соответствует 20000 событий 2β -распада в кристалле GSO.

Введя модельные спектры ^{136}Ce в описанную выше процедуру подгонки, получаем следующие пределы $T_{1/2}$:

$$T_{1/2} > 3.8 \cdot 10^{15} \text{ лет (} 0\nu 2\beta^+ \text{-распад, } CL=90\%);$$

$$T_{1/2} > 1.2 \cdot 10^{16} \text{ лет (} 0\nu K\beta^+ \text{-распад, } CL=90\%);$$

$$T_{1/2} > 2.0 \cdot 10^{16} \text{ лет (} 2\nu K\beta^+ \text{-распад, } CL=90\%);$$

$$T_{1/2} > 2.6 \cdot 10^{16} \text{ лет (} 0\nu 2K \text{-распад, } CL=90\%).$$

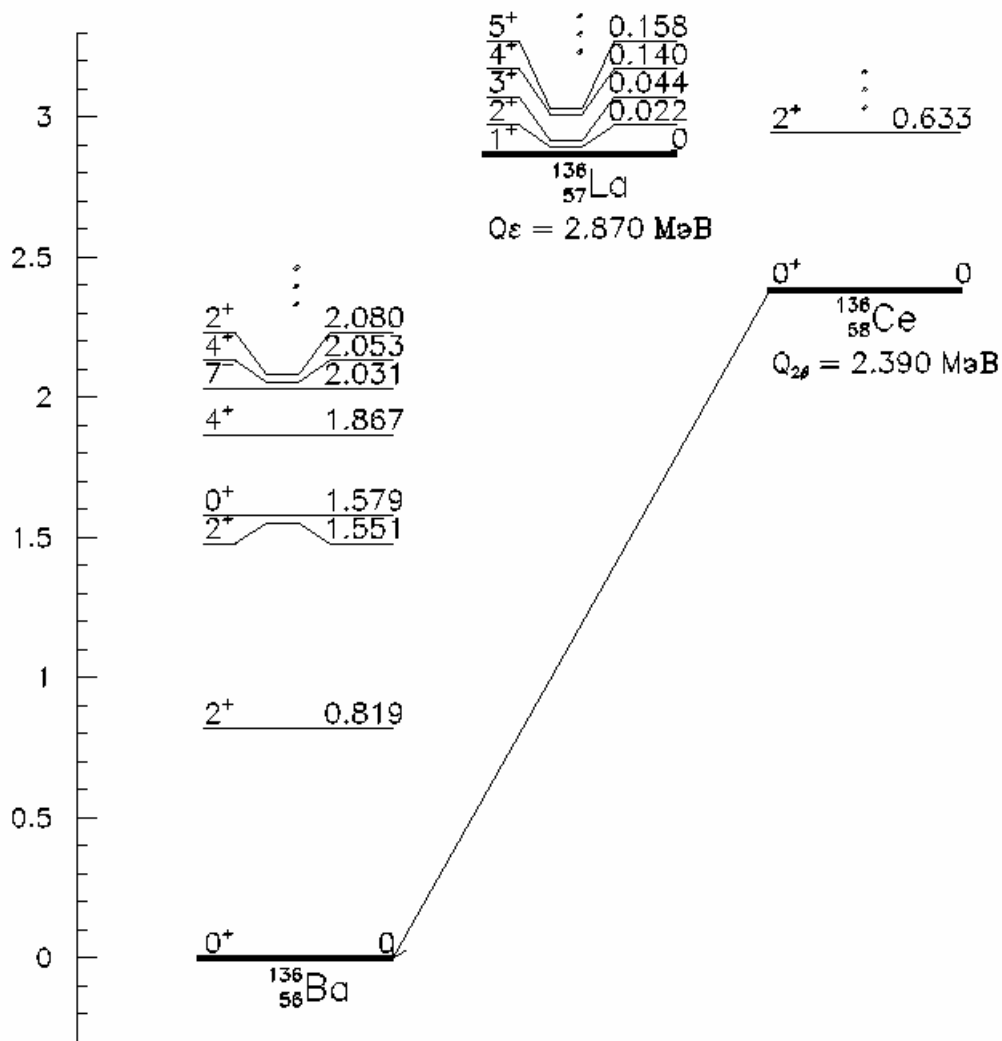


Рис. 4.4. Схема 2β -распада ^{136}Ce .

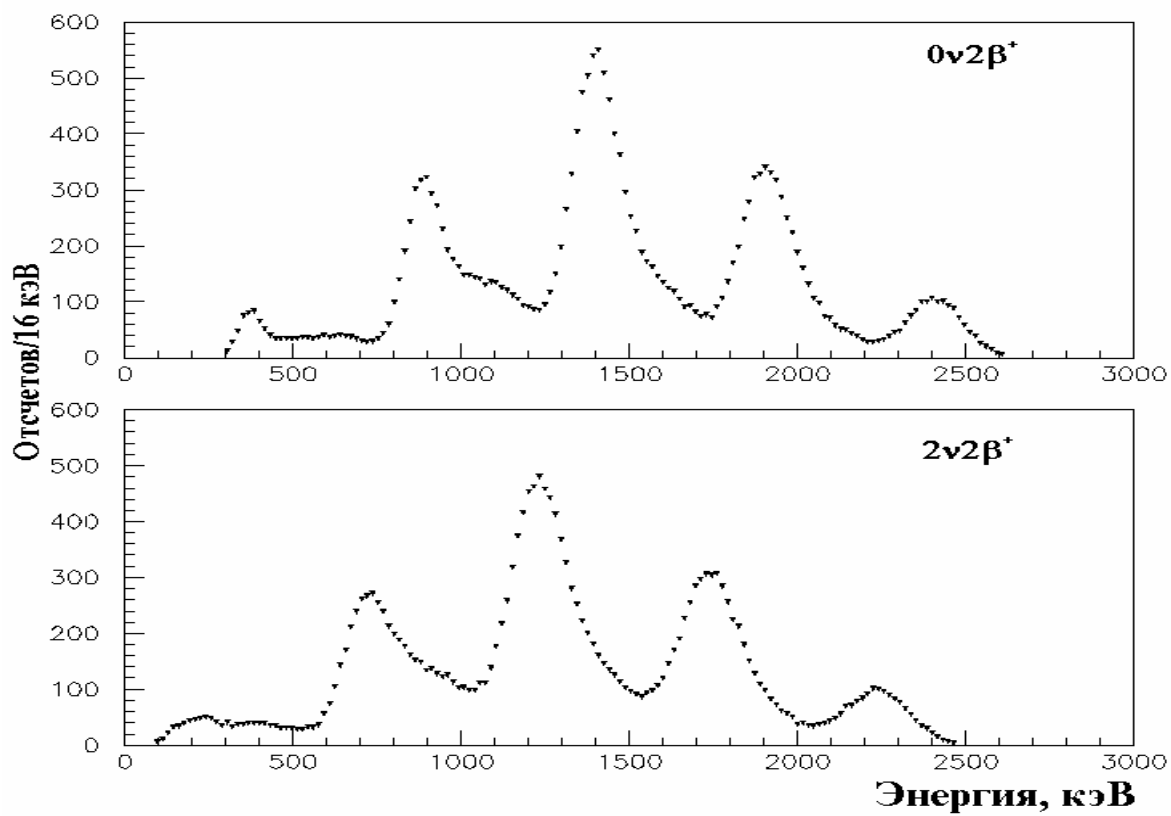


Рис. 4.5а. Промоделированные спектры двухпозитронных каналов 2β -распада ^{136}Ce : безнейтринный и двухнейтринный процессы.

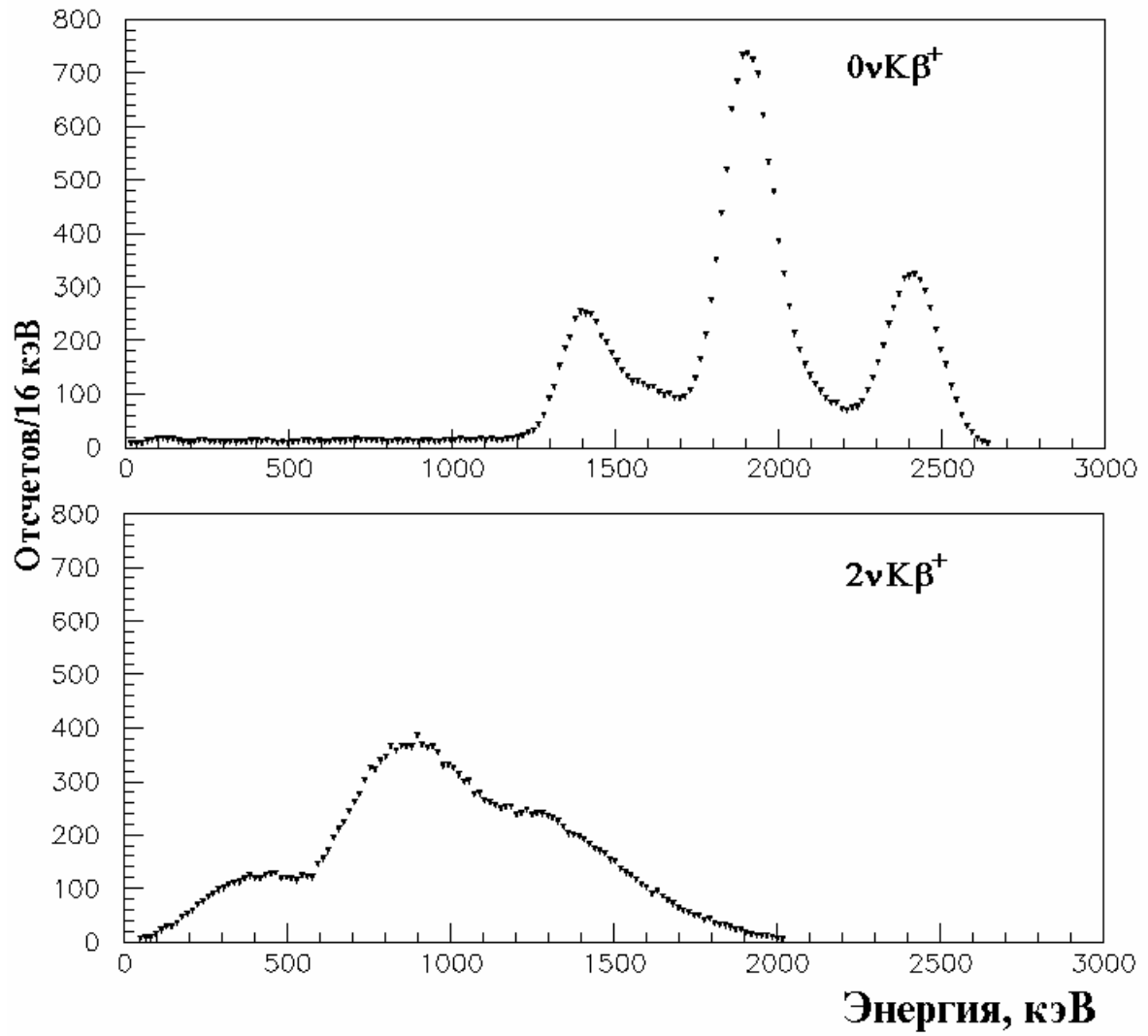
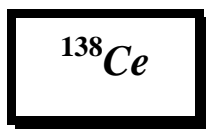


Рис. 4.5b. Промоделированные спектры $K\beta^+$ -распада ^{136}Ce : безнейтринный и двухнейтринный процессы.



Для этого изотопа кинематически разрешен только 2ε -захват ($Q_{2\beta}=693(11)$ кэВ). Схема распада изображена на рис. 4.6. Теоретические расчеты времени жизни в литературе отсутствуют. Природная распространенность 0.2535% [87], откуда экспозиция в эксперименте с GSO составляет $5.0 \cdot 10^{19}$ ядер-год. Применяя описанную выше процедуру, получаем для ^{138}Ce

$$T_{1/2} > 3.5 \cdot 10^{16} \text{ лет (} 0\nu 2\text{K-распад, } CL=90\% \text{)}.$$

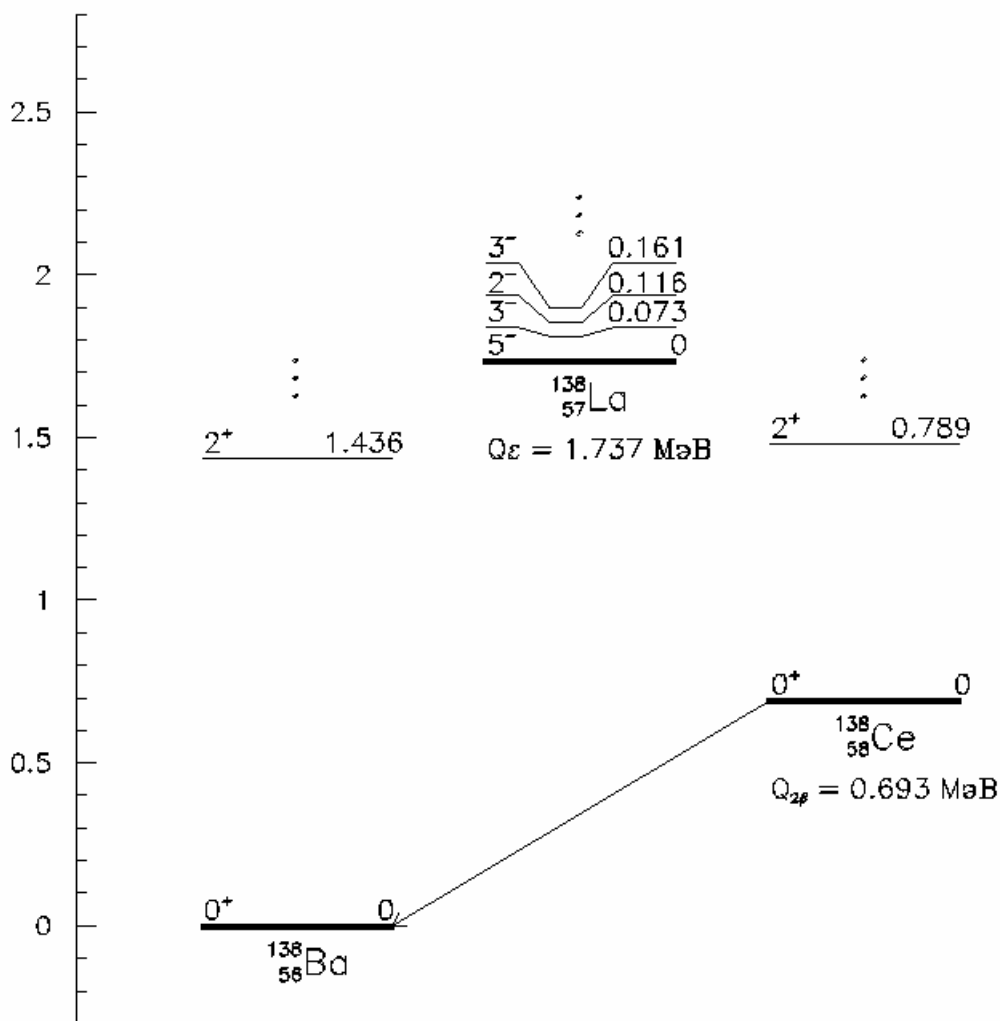
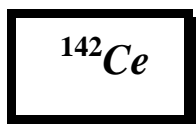


Рис. 4.6. Схема 2β -распада ^{138}Ce .



Для этого изотопа $Q_{2\beta} = 1417.1(21)$ кэВ, распространенность 11.0779(44)%. Схема распада представлена на рис. 4.7. Теоретически предсказываемый период полураспада по $0\nu 2\beta^-$ -каналу для ^{142}Ce составляет $2.8 \cdot 10^{24}$ лет (при эффективной массе нейтрино $\langle m_{\nu} \rangle = 1$ эВ) [66]. Для двухнейтринного $2\beta^-$ -распада предсказывается период полураспада от $2.2 \cdot 10^{20}$ до $3.3 \cdot 10^{22}$ лет [66, 67].

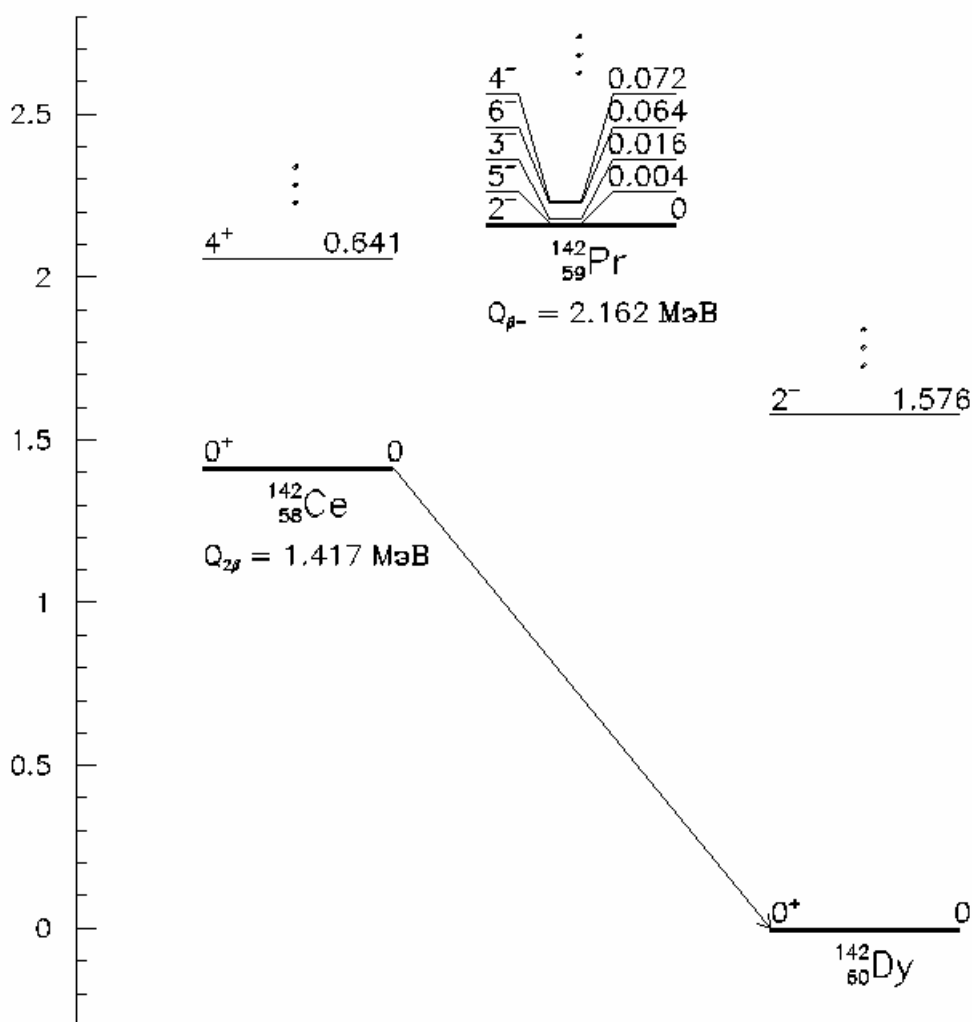


Рис. 4.7. Схема $2\beta^-$ -распада ^{142}Ce .

Для определения нижнего предела $T_{1/2}$ по безнейтринному каналу был использован фоновый спектр GSO за 5421 ч после отбрасывания событий, выделенных в результате амплитудно-временного анализа и отнесенных к распадам дочерних ядер урана и тория (рис.4.1, нижняя линия). Оставшийся фон в области $0\nu2\beta$ -распада ^{142}Ce (1417 кэВ) характеризуется полной экспозицией 3469 ч·кг; скорость счета в этой области равна 2.6 отсчета/(сутки·кэВ·кг). Как в исходном спектре, так и в спектре, оставшемся после отбрасывания коррелированного фона, отсутствуют какие-либо особенности в районе 1417 кэВ. Эффективность регистрации $0\nu2\beta$ -распада ^{142}Ce , вычисленная с использованием программы GEANT 3.14, составляет 96%; функция отклика детектора представляет собой гауссиан с медианой $E_{2\beta} = 1417$ кэВ и $FWHM = 149$ кэВ.

Для оценки $\lim S_e$ был использован метод наименьших квадратов. Как и ранее, предполагалось, что спектр в диапазоне 760...2400 кэВ является суммой $0\nu2\beta$ -пика ^{142}Ce и модельного фона. Процедура подгонки по МНК площадей эффекта и различных компонент фона дала практически те же значения для активностей внутренних и внешних источников, что и аналогичная процедура для ^{160}Gd . В подгонке с наилучшим значением $\chi^2 = 1.45$ площадь эффекта составляла 1403 ± 586 отсчетов; в соответствии с рекомендациями [78] это приводит к значению $\lim S_e = 2157$ отсчетов с $CL = 90\%$ (1681 отсчет с $CL = 68\%$), откуда

$$T_{1/2}^{0\nu2\beta}(^{142}\text{Ce}) \geq 4.6 \cdot 10^{19} \text{ лет}; CL = 90\%;$$

$$\geq 5.9 \cdot 10^{19} \text{ лет}; CL = 68\%.$$

Таким же путем были получены оценки $\lim T_{1/2}$ для $2\nu2\beta$ -распада:

$$T_{1/2}^{2\nu2\beta}(^{142}\text{Ce}) \geq 1.8 \cdot 10^{18} \text{ лет}; CL = 90\%.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы кратко могут быть изложены следующим образом:

1. Разработана методика выделения из экспериментальных данных коррелированного фона, обусловленного распадами короткоживущих ядер. Для реализации данной методики решена задача оптимизации параметров временной селекции и создано соответствующее программное обеспечение (программы *Shelf* и *eXTriS*). Разработанная методика временного анализа позволила измерить чрезвычайно низкие (на уровне 10^{-8} – 10^{-9} Бк/г) удельные активности и концентрации долгоживущих радиоактивных примесей – членов семейств ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U в сцинтилляционных кристаллах вольфрамата кадмия и ортосиликата гадолиния, что характеризует исключительно высокую чувствительность указанного метода. Полученные для сцинтилляторов CdWO_4 значения удельной активности ^{232}Th ($17 \cdot 10^{-9}$ Бк/г, что соответствует концентрации тория $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ г/г), ^{226}Ra ($< 7.5 \cdot 10^{-9}$ Бк/г, концентрация $< 6 \cdot 10^{-12}$ г/г по урану) и ^{227}Ac ($4.4 \cdot 10^{-9}$ Бк/г) позволяют утверждать, что вольфрамат кадмия в отношении радиоактивных загрязнений является наиболее чистым из известных сцинтилляторов.

2. Использование разработанной нами методики выделения коррелированного фона позволило существенно (в 2.3 раза) подавить внутренний фон сцинтиллятора Gd_2SiO_5 в энергетическом диапазоне 1.4...1.9 МэВ, интересном с точки зрения поиска безнейтринного двойного бета-распада ^{160}Gd . Также удалось снизить на 9% индекс фона кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$ в диапазоне 2.6...2.9 МэВ, где расположены пики полного поглощения для безнейтринного 2β -распада изотопов ^{106}Cd и ^{116}Cd .

3. В результате решения проблем оптимизации сбора света сцинтилляций кристаллов CdWO_4 , совершенствования методики выделения коррелированного фона и разработки электронного тракта усиления и формирования сигналов созданы сцинтилляционные низкофоновые детекторы на основе монокристаллов CdWO_4 большого объема с рекордным энергетическим разрешением: 7–8% и 10–20% для кристаллов с объемом 10–20 и 80–150 см³ соответственно (при энергии 662 кэВ).

4. Установлены нижние границы периодов полураспада по $2\beta^+$ - и $\epsilon\beta^+$ -каналам двухнейтринного и безнейтринного 2β -распада ^{106}Cd :

$$T_{1/2} \geq 2.2 \cdot 10^{19} \text{ лет (} 0\nu 2\beta^+ \text{-распад, } CL = 90\%);$$

$$T_{1/2} \geq 5.5 \cdot 10^{19} \text{ лет (} 0\nu \epsilon\beta^+ \text{-распад, } CL = 90\%);$$

$$T_{1/2} \geq 9.2 \cdot 10^{17} \text{ лет (} 2\nu 2\beta^+ \text{-распад, } CL = 99\%);$$

$$T_{1/2} \geq 2.6 \cdot 10^{17} \text{ лет (} 2\nu \epsilon\beta^+ \text{-распад, } CL = 99\%).$$

Эти результаты значительно превосходят существующие пределы для этого изотопа. Среди изотопов, способных испытывать $2\beta^+$ - и $\epsilon\beta^+$ -распад, на сегодняшний день только ^{78}Kr был измерен с более высокой чувствительностью. Получена также оценка нижнего предела периода полураспада ^{106}Cd по каналу двухнейтринного 2K -захвата в основное состояние ^{106}Pd (этот же результат действителен в отношении 2K -захвата с эмиссией майорона):

$$T_{1/2}^{2\nu 2\text{K}, \chi^{2\text{K}}} (^{106}\text{Cd}) \geq 5.8 \cdot 10^{17} \text{ лет; } CL = 90\%.$$

5. Создан сверхнизкофоновый спектрометр для поиска безнейтринного 2β -распада ^{160}Gd с использованием в качестве сцинтилляционного детектора кристалла ортосиликата гадолиния в пассивной защите. Установка позволила достичь чувствительности к 0ν -моду 2β -распада ^{160}Gd на уровне 10^{21} лет.

6. Установлены наиболее высокие экспериментальные ограничения на вероятность безнейтринного 2β -распада ^{160}Gd :

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \geq 8.2 \cdot 10^{20} \text{ лет; } CL = 90\%;$$

$$\geq 1.3 \cdot 10^{21} \text{ лет; } CL = 68\%.$$

На настоящий момент только для восьми ядер в экспериментах по поиску $0\nu 2\beta$ -распада была достигнута более высокая чувствительность.

7. Впервые установлены нижние пределы периодов полураспада для различных мод и каналов двойных бета-процессов на ядрах ^{108}Cd , ^{114}Cd , ^{136}Ce , ^{138}Ce ,

^{142}Ce , ^{180}W и ^{186}W . Таким образом, к списку из 37 ранее исследованных в этом отношении ядер добавлено 7 новых изотопов. Получены следующие результаты:

$$\begin{aligned}
 ^{108}\text{Cd}: \quad & T_{1/2}^{2\nu 2K, \chi 2K} \geq 4.1 \cdot 10^{17} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{0\nu 2\varepsilon} \geq 3.3 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%. \\
 ^{114}\text{Cd}: \quad & T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \geq 2.0 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 90\%. \\
 ^{136}\text{Ce}: \quad & T_{1/2}^{0\nu 2\beta+} \geq 3.8 \cdot 10^{15} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{0\nu K\beta+} \geq 1.2 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{2\nu K\beta+} \geq 2.0 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{0\nu 2K} \geq 2.6 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%. \\
 ^{138}\text{Ce}: \quad & T_{1/2}^{0\nu 2K} \geq 3.5 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%. \\
 ^{142}\text{Ce}: \quad & T_{1/2}^{0\nu 2\beta} \geq 4.6 \cdot 10^{19} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{2\nu 2\beta} \geq 1.8 \cdot 10^{18} \text{ лет}; CL = 90\%. \\
 ^{180}\text{W}: \quad & T_{1/2}^{0\nu 2K, 2\nu 2K, \chi 2K} \geq 5.0 \cdot 10^{16} \text{ лет}; CL = 90\%. \\
 ^{186}\text{W}: \quad & T_{1/2}^{0\nu 2\beta} (0^+ \rightarrow 0^+) \geq 2.7 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{0\nu 2\beta} (0^+ \rightarrow 2_1^+) \geq 2.4 \cdot 10^{20} \text{ лет}; CL = 90\%; \\
 & T_{1/2}^{2\nu 2\beta} \geq 5.9 \cdot 10^{17} \text{ лет}; CL = 99\%.
 \end{aligned}$$

В заключение автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Ю. Г. Здесенко за постоянное внимание, конструктивную творческую критику и помощь, которую он оказывал на всех этапах диссертационной работы от разработки методик экспериментов до обсуждения и интерпретации результатов.

Я также глубоко признателен Ф. А. Даневичу за многолетнее плодотворное и полезное сотрудничество, В. И. Третьяку за существенную помощь в создании программ обработки экспериментальной информации и конструктивные обсуждения, О. А. Понкратенко за моделирование функций отклика детекторов.

Автор благодарит В. Н. Куца и В. В. Музалевского за существенный вклад в разработку аппаратного и программного обеспечения низкофоновых спектрометров, А. Г. Прокопца, А. С. Николайко, Б. Н. Кропивянского и С. Ю. Здесенко за их

вклад в создание экспериментальных установок и проведение измерений в Солотвинской подземной лаборатории.

Искренне признателен всем сотрудникам отдела физики лептонов за участие в многолетних экспериментах, послуживших основой настоящей диссертации, за дружеское отношение и поддержку в продолжение всей работы, полезные обсуждения и дискуссии.

Работа была частично поддержана Международным Научным Фондом (гранты U54000 и U54200) и Украинским Научно-Технологическим Центром (проект №411).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Goeppert-Mayer M.* The double beta decay // *Phys. Rev.* – 1935. – Vol. 48. – P. 512.
- [2] *Мухеев С.П., Смирнов А.Ю.* Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино // *Яд. физика.* – 1985. – Т. 42. – С. 1441–1448.
- [3] *Moe M., Vogel P.* Double Beta Decay // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* – 1994. – Vol. 44. – P. 247–283.
- [4] *Balysh A., De Silva A., Lebedev V.I., Lou K., Moe M.K., Nelson M.A., Piepke A., Pronskiy A., Vient M.A., Vogel P.* A measurement of the double beta decay half-life of ^{48}Ca // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. – 1996. – Vol. 48. – P. 213–215.
- [5] *Elliott S.R., Hahn A.A., Moe M.K.* Direct evidence for the two neutrino double beta decay in ^{82}Se // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 59. – P. 2020–2023.
- [6] *Vasenko A.A., Kirpichnikov I.V., Kuznetsov V.A., Starostin A.S., Djanyan A.G., Pogosov V.S., Shachyisyan S.P., Tamanyan A.G.* New results in the ITEP/YePI double beta-decay experiment with enriched germanium detectors // *Mod. Phys. Lett. A.* – 1990. – Vol. 5. – P. 1298–1306.
- [7] *Miley H.S., Avignone F.T. III, Brodzinski R.L., Collar J.I., Reeves J.H.* Suggestive evidence for the two neutrino double β -decay of ^{76}Ge // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – Vol. 65. – P. 3092–3095.
- [8] *Avignone F.T. III, Brodzinski R.L., Guerard C.K. et al.* Confirmation of the observation of $2\nu\beta\beta$ decay of ^{76}Ge // *Phys. Lett. B.* – 1991. – Vol. 256. – P. 559–561.
- [9] *Brodzinski R.L. et al.* // *Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.)*. – 1993. – Vol. 31. – P. 76–80.
- [10] *Balysh A. et al.* // *Phys. Lett. B.* – 1994. – Vol. 322. – P. 176–182.
- [11] *Васильев С.И., Клименко А.А., Осетров С.Б., Поманский А.А., Смольников А.А.* Наблюдение избытка событий в эксперименте по поиску двух-нейтринного двойного бета-распада ^{100}Mo // *Письма в ЖЭТФ.* – 1990. – Т. 51. – С. 550–553.

- [12] *Elliott S.R., Moe M.K., Nelson M.A., Vient M.A.* The double beta decay spectrum of ^{100}Mo as measured with a TPC // *J. Phys. G.* – 1991. – Vol. 17. – P. 145–153.
- [13] *Eijri H., Fushimi K., Kamada T., Kinoshita H., Kobiki H., Oshumi H., Okada K., Sano H., Shibata T., Shima T., Tanabe N., Tanaka J., Taniguchi T., Watanabe T., Yamamoto N.* Double beta decays of ^{100}Mo // *Phys. Lett. B.* – 1991. – Vol. 258. – P.17–23.
- [14] *Dassie D., Eschbach R., Hubert F., Hubert Ph., Isaak M.C., Izak C., Leccia F., Mennrath P., Vareille A., Longuemare C., Mauger F., Danevich F., Kouts V., Tretyak V.I., Vassilyev Yu., Zdesenko Yu., Barabash A.S., Kornoukhov V.N., Lepikhin Yu.B., Umatov V.I., Vanushin I.A., Augier C., Blum D., Campagne J.E., Jullian S., Lalanne D., Laplanche F., Natchez F., Pichenot G., Szklarz G., Arnold R., Guyonnet J.L., Lamhamdi T., Linck I., Piquemal F., Scheibling F., Brudanin V., Egorov V., Kochetov O., Kovalenko V., Nozdrin A., Vylov Ts., Zaparov Sh., Nicholson H.W., Sutton C.S.* Two-neutrino double- β decay measurement of ^{100}Mo // *Phys. Rev. D.* – 1995. – Vol. 51. – P. 2090–2100.
- [15] *Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Николайко А.С., Третьяк В.И.* Результаты исследований 2β -распада ^{116}Cd с помощью сцинтилляторов $^{116}\text{CdWO}_4$ // *Яд. физика.* – 1995. – Т.58. – С.1170–1179.
- [16] *Kume K., Ejiri H., Fushimi K., Hazama R., Kawasaki K., Kouts V., Kudomi N., Nagata K., Malishko V., Ohsumi H., Okada K., Sano H., Senoo T., Shibata T., Shima T., Tanaka J., Zdesenko Yu.* Double beta decays of ^{116}Cd // *Nucl. Phys. A.* – 1994. – Vol. 577. – P. 405–410.
- [17] *Arnold R., Augier C., Barabash A.S., Blum D., Brudanin V., Campagne J.E., Courier E., Dassie D., Egorov V., Eschbach R., Guyonnet J.L., Hubert F., Hubert Ph., Jullian S., Kochetov O., Kornoukhov V.N., Kovalenko V., Lalanne D., Laplanche F., Leccia F., Lepikhin Yu.B., Linck I., Longuemare C., Mauger F., Mennrath P., Nicholson H.W., Nozdrin A., Piquemal F., Scheibling F., Sutton C.S., Szklarz G., Tretyak V.I., Umatov V.I., Vanushin I.A., Vareille A., Vassilyev Yu., Vylov Ts., Zerkin V.* Observation of two neutrino dou-

ble beta decay of ^{116}Cd with the tracking detector NEMO-2 // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 61. – С. 168–171.

- [19] *Elliott S.R., Moe M.K., Nelson M.A., Vient M.A.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). – 1993. – Vol. 31. – P. 6–12.
- [20] *Barabash A.* Results of experiment with ^{82}Se and ^{96}Zr : ITEP's analysis // Report at NEMO collaboration meeting. – Strasbourg, 17–19 March 1997. – P.33–50.
- [21] *Furry W.H.* // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 56. – P. 1184–1189.
- [22] *Davis R.* Attempt to detect the neutrinos from a nuclear reactor by the $^{37}\text{Cl}(\bar{\nu}, e^-)^{37}\text{Ar}$ reaction // Bull. Am. Phys. Soc. – 1956. – Vol. 1. – P. 219–225.
- [23] *Wu C.S., Ambler E., Hayward R.W., Hopper D.D., Hudson R.P.* // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 105. – P. 1413–1419.
- [24] *Doi M., Kotani T., Nishiura H., Takasugi E.* Double Beta-Decay // Prog. Theor. Phys. – 1982. – Vol. 69, № 2. – P. 602–635.
- [25] *Primakoff H., Rosen S.P.* // Rep. Prog. Phys. – 1969. – Vol. 22. – P. 121–158.
- [26] *Pacheco A.F.* // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 53. – P. 979–981.
- [27] *Pontecorvo B.* Superweak interactions and double beta decay // Phys. Lett. B. – 1968. – Vol. 26. – P. 630–632.
- [28] *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol. 13. – P. 562–564.
- [29] *Mohapatra R.N., Vergados J.D.* New contributions to neutrinoless double beta decay in gauge models// Phys. Rev. Lett. – 1981. – Vol. 47. – P. 1713–1716.
- [30] *Cheng T.P., Li L.F.* // Phys. Rev. D. – 1979. – Vol. 22. – P. 2860–2866.
- [31] *Chikashige Y., Mohapatra R.N., Peccei R.D.* Are there real Goldstone bosons associated with broken lepton number? // Phys. Lett. B. – 1981. – Vol. 98. – P. 265–268.
- [32] *Gelmini G.B., Roncadelli M.* // Phys. Lett. B. – 1981. – Vol. 99. – P. 131–135.
- [33] *Bamert P., Burgess C.P., Mohapatra R.N.*// Nucl. Phys. B. – 1995. – Vol. 449. – P. 25–30.
- [34] *Aulakh C.S., Mohapatra R.N.* The neutrino as the supersymmetric partner of the majoron // Phys. Lett. B. – 1982. – Vol. 119. – P. 136–140.

- [35] *Steinberger J.* // Phys. Rep. – 1991. – Vol. 203. – P. 345–352.
- [36] *Burgess C.P., Cline J.M.* Majorons without Majorana masses and neutrinoless double beta decay // Phys. Lett. B. – 1993. – Vol. 298. – P. 141–148.
- [37] *Carone C.D.* Double beta decay with vector majorons // Phys. Lett. B. – 1993. – Vol. 308. – P. 85–88.
- [38] *Inghram M.D., Reynolds J.H.* // Phys. Rev. – 1949. – Vol. 76. – P. 1265–1272.
- [39] *Elliott S.R., Hahn A.A., Moe M.K., Nelson M.A., Vient M.A.* // Phys. Rev. C. – 1992. – Vol. 46. – P. 1535–1545.
- [40] *Kawashima A., Takahashi K., Masuda A.* Geochemical estimation of the half-life for the double beta decay of ^{96}Zr // Phys. Rev. C. – 1993. – Vol. 47. – P. 2452–2456.
- [41] *Arpesella C., Barabash A.S., Belotti E., Fiorini E., Sverzellati P.P., Umatov V.I.* // Europhys. Lett. – 1994. – Vol. 27. – P. 29–35.
- [42] *Turkevich A.L., Economou T.E., Cowan G.A.* // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67. – P. 3211–3216.
- [43] *Klapdor-Kleingrothaus H.V.* Double Beta Decay – Physics at Beyond Accelerator Energies // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) – 1996. – Vol. 48. – P. 216–222.
- [44] *Aalseth C.E., Avignone III F.T., Brodzinski R.L., Collar J.I., Garcia E., Gonzales D., Hasenbalg F., Hensley W.K., Kirpichnikov I.V., Klimenko A.A., Miley H.S., Morales A., Morales J., Ortiz de Solorzano A., Osetrov S.B., Pogosov V.S., Puimedon J., Reeves J.H., Saenz C., Salinas A., Sarsa M.L., Smolnikov A.A., Starostin A.S., Tamanyan A.G., Vasenko A.A., Vasiliev S.I., Villar J.A.* Recent results from the IGEX double-beta decay experiment // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). – 1996. – Vol. 48. – P. 223–225.
- [45] *Busto J.* New results from Gotthard $\beta\beta$ experiment // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). – 1996. – Vol. 48. – P. 251–253.
- [46] *Moe M.K.* // Phys. Rev. C. – 1991. – Vol. 44. – P. 931–940.
- [47] *Eijri H., Fushimi K., Kamada T., Kinoshita H., Kobiki H., Oshumi H., Okada K., Sano H., Shibata T., Shima T., Tanabe N., Tanaka J., Taniguchi T., Watanabe T., Yamamoto N.* Double beta decays of ^{100}Mo // Phys. Lett. B. – 1991. – Vol. 258. – P. 17–20.

- [48] *Dassie D., Eschbach R., Hubert F., Hubert Ph., Isaak M.C., Izak C., Leccia F., Mennrath P., Vareille A., Longuemare C., Mauger F., Danevich F., Kouts V., Tretyak V.I., Vassilyev Yu., Zdesenko Yu., Barabash A.S., Kornoukhov V.N., Lepikhin Yu.B., Umatov V.I., Vanushin I.A., Augier C., Blum D., Campagne J.E., Jullian S., Lalanne D., Laplanche F., Natchez F., Pichenot G., Szklarz G., Arnold R., Guyonnet J.L., Lamhamdi T., Linck I., Piquemal F., Scheibling F., Brudanin V., Egorov V., Kochetov O., Kovalenko V., Nozdrin A., Vylov Ts., Zaparov Sh., Nicholson H.W., Sutton C.S.* Two-neutrino double- β decay measurement of ^{100}Mo // *Phys. Rev. D.* – 1995. – Vol. 51. – P. 2090–2100.
- [49] *Alston-Garnjost M., Dougherty B.L., Kenney R.V., Tripp R.D., Krivicich J.M., Nicolson H.W., Sutton C.S., Dieterle B.D., Foltz S.D., Leavitt C.P., Reeder R.A., Baker J.D., Caffrey A.J.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – Vol. 71. – P. 831–835.
- [50] *Arnold R., Augier C., Barabash A.S., Blum D., Brudanin V., Campagne J.E., Ca-
urier E., Dassie D., Egorov V., Eschbach R., Guyonnet J.L., Hubert F., Hu-
bert Ph., Jullian S., Kochetov O., Kornoukhov V.N., Kovalenko V., Lalan-
ne D., Laplanche F., Leccia F., Lepikhin Yu.B., Linck I., Longuemare C.,
Mauger F., Mennrath P., Nicholson H.W., Nozdrin A., Piquemal F., Schei-
bling F., Sutton C.S., Szklarz G., Tretyak V.I., Umatov V.I., Vanushin I.A., Va-
reille A., Vassilyev Yu., Vylov Ts., Zerkin V.* Observation of two neutrino dou-
ble beta decay of ^{116}Cd with the tracking detector NEMO-2 // *Письма в
ЖЭТФ.* – 1995. – Т. 61. – С. 168–171.
- [51] *Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Кропивянс-
кий Б.Н., Куц В.Н., Николайко А.С., Третьяк В.И.* Результаты исследова-
ний 2β -распада ^{116}Cd с помощью сцинтилляторов $^{116}\text{CdWO}_4$ // *Яд. физи-
ка.* – 1995. – Т. 58. – С. 1170–1179.
- [52] *Alessandrello A. et al* // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).* – 1996. – Vol. 48. – P. 238–
241.
- [53] *Moe M.K., Nelson M.A., Vient M.A.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 1994. – Vol. 32. –
P. 247–260.

- [54] *Артемьев В.А., Брахман Е.В., Зельдович О.Я., Карелин А.К., Кириченко В.В., Козодаева О.М., Любимов В.А., Митин А.И., Парамохин В.Н., Цветкова Т.Н., Васильев С.И., Клименко А.А., Осетров С.Б., Поманский А.А., Смольников А.А.* // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т. 58. – С. .
- [55] *Tretyak V.I., Zdesenko Yu.G.* Tables of double beta decay data // *At. Data Nucl. Data Tables.* – 1995. – Vol. 61. – P. 43–90.
- [56] *Bikit I., Krmar M., Slivka J., Aničič I., Vesković M., Čonkič Lj.* Electron-positron conversion decay of ^{64}Zn // *Appl. Radiat. Isot.* – 1995. – Vol. 46, № 6/7. – P. 455–456.
- [57] *Moe M.K., Nelson M.K., Vient M.A.* // *Prepr. UCI-Neutrino 92-1.* – 1992. – 16 p.
- [58] *Bernatowicz T. et al.* // *Phys. Rev. C.* – 1993. – Vol. 47. – P. 806–825.
- [59] *Moe M.K., Nelson M.K., Vient M.A.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 1994. – Vol. 32. – P. 247–289.
- [61] *Химмельблау Д.* Прикладное нелинейное программирование. – М.: Мир, 1975. – 536 с.
- [62] *Kroger F.A.* Some Aspects of the Luminescence of Solids. – Elsevier Publ. Co., Amsterdam. – 1948.
- [63] *Eiji Sakai* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1987. – Vol. NS-34, № 1. – P.418–420.
- [64] *Melcher C.L., Manate R.A., Schweitzer J.S.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1989. – Vol. NS-36, № 1. – P. 1188–1191.
- [65] *Пашковский М.В., Овечкин А.Е., Нагорная Л.Л., Мороз З.Е.* // Физическая электроника. Республиканский межведомственный науч.-технич. сб. – Львов: Світ, 1986. – Вып. 32. – С. 19–23.
- [66] *Staudt A., Muto K., Klapdor-Kleingrothaus H.V.* // *Europhys. Lett.* – 1990. – Vol. 13. – P. 31–36.
- [67] *Hirsch M., Wu X.R., Klapdor-Kleingrothaus H.V., Ching Cheng-rui, Ho Tso-hsiu.* // *Phys. Rep.* – 1994. – Vol. 242. – P. 403–411.
- [68] *Георгадзе А.Ш., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Куц В.Н., Кобычев В.В., Кропивянский Б.Н., Николайко А.С., Понкратенко О.А., Третьак В.И.* Бета-распад ^{113}Cd // *Яд.физика.* – 1996. – Т. 59. – С. 5–9.

- [69] *Hirsch J.G., Castanos O., Hess P.O.* Neutrinoless double beta decay in heavy deformed nuclei // *Nucl. Phys. A.* – 1995. – Vol. 582. – P. 124–129.
- [70] *Васильев С.И., Клименко А.А., Осетров С.Б., Поманский А.А., Смольников А.А.* // *Письма в ЖЭТФ.* – 1993. – Т. 57. – С. 702–710.
- [71] *Norman E.B.* // *Phys.Rev. C.* – 1985. – Vol. 31. – P. 1937–1943.
- [72] *Saenz C., Cerezo E., Garcia E., Morales A., Moralez J., Nunez-Lagos R., Ortiz de Solozano A., Puimedon J., Salinas A., Sarsa M.L., Villar J.A., Klimenko A., Kuzminov V., Metlinsky N., Novikov V., Pomansky A., Pritychenko B.* // *Phys. Rev. C.* – 1994. – Vol. 50. – P. 1170–1179.
- [73] *Elliott S.R., Hahn A.A., Moe M.K.* // *Phys. Rev. C.* – 1987. – Vol. 36. – P. 2129–2137.
- [74] *Norman E.B., De Faccio M.A.* Searches for double β^+ , β^+/EC and double electron-capture decays // *Phys. Lett. B.* – 1984. – Vol. 148. – P. 31–34.
- [75] *Barabash A.S., Umatov V.I., Gurriaran R., Hubert F., Hubert Ph., Aunola M., Suhonen J.* // *Nucl. Phys. A.* – 1996. – Vol. 604. – P. 115–122.
- [76] *Barabash A., Kuzminov V.V., Lobashev V.M., Novikov V.M., Ovchinnikov B.M., Pomansky A.A.* // *Phys. Lett. B.* – 1989. – Vol. 223. – P. 273–277.
- [77] *Fremlin J.H., Walters M.C.* // *Prod. Phys. Soc.* – 1952. – Vol. 65. – P. 911–914.
- [78] *Particle Data Group (Barnett R.M. et al.)* Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* – 1996. – Vol. 54. – P. 1–720.
- [79] GEANT. Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writup W5013. – CERN. – Geneva, Switzerland. – Oct. 1994. – 206 p.
- [80] *Балаев С.К., Кулиев А.А., Саламов Д.И.* Двойной позитронный бета-распад, двойной К-захват и К-захват с излучением позитрона // *Изв. АН СССР, сер. физ.* – 1989. – Т. 53, вып.11. – С. 2136–2139.
- [81] *Hirsch M., Muto K., Oda T., Klapdor-Kleingrothaus H.V.* // *Z. Phys. A* – 1994. – Vol. 347. – P. 151–165.
- [82] *Toivanen J., Suhonen J.* // *Phys. Rev. C.* – 1997. – Vol. 55. – P. 2314–2320.
- [83] *Berthelot A., Chaminade R., Levi C., Papineau L.* // *Comp.Rend.* – 1953. – Vol. 236. – P. 1769.

- [84] Бухнер Е., Вишнеvский И.Н., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кландор Х.В., Кропивянский Б.Н., Куц В.Н., Пипке А., Третьяк В.И., Хойсер Г., Шнайдер Ю., Штреккер Х. Редкие распады ядер ртути // Яд. физика. – 1990. – Т. 52, вып. 2. – С. 305–311.
- [85] Zdesenko Yu.G., Kropivnyansky B.N., Kuts V.N., Nikolaiko A.S., Bondarenko O.A., Kostezh A.B. The study of the background of scintillation and semiconductor detectors at the underground laboratory // Low Radioactivities' 85: Proc. Int. Conf., Bratislava, 1985. – Bratislava: Veda, 1987. – P. 15–39.
- [86] De Bièvre P., Taylor P.D.P. IUPAC Recommended Isotopic Abundances // Int. J. Mass. Spectrom. Ion Phys. – 1993. – Vol. 123. – P. 149–177.
- [87] Xiao Y.K., Liu W.G., Zhou Y.M. Precise measurement of the isotopic composition of cerium and its atomic weight // Int. J. Mass Spectrom. and Ion Process. – 1994. – Vol. 136. – P. 181–189.
- [88] Castanos O., Hirsch J.G., Civitarese O., Hess P. // Nucl. Phys. A. – 1994. – Vol. 571. – P. 276–283.
- [89] Бурачас С.Ф., Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Г., Кобычев В.В., Рыжиков В.Д., Третьяк В.И. О возможности поиска 2β -распада ^{160}Gd с помощью сцинтилляторов GSO // Яд. физика. – 1995. – Т. 58. – С. 195–199.
- [90] Kobayashi M., Kobayashi S. // Nucl. Phys. A. – 1995. – Vol. 586. – P. 457–463.
- [91] Suhonen J. // Phys. Rev. C. – 1993. – Vol. 48. – P. 574–581.