

Объединенный институт ядерных исследований

Лаборатория Ядерных Проблем

На правах рукописи

УДК 539.12.123; 539.16.2

Якушев

Евгений Александрович

**ПОИСК ПРИМЕСИ ТЯЖЕЛЫХ
НЕЙТРИНО В β^- -РАСПАДЕ ^{241}Pu**

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук В.М. Горожанкин

Дубна 2001

Оглавление

Введение	4
1 Современное состояние физики массы нейтрино.	9
1.1. Общие аспекты нейтринной физики.	9
1.2. Осцилляции нейтрино.	15
1.3. Безосцилляционные пределы на массу нейтрино.	26
1.4. Смешивание нейтрино и β распад.	34
1.5. Выводы.	38
2 Методические вопросы.	39
2.1. Предварительные вычисления.	40
2.2. Анализ схемы распада ^{241}Pu	43
2.2.1. Исследования низкоэнергетического спектра электронов ^{241}Am	46
2.3. Электростатические спектрометры ESA-50 и ESA-12.	52
2.3.1. Принципиальное устройство спектрометров	52
2.3.2. Калибровка спектрометров.	54
2.3.3. Контроль калибровки спектрометра ESA-50.	57
2.3.4. Зависимость трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергий электронов при разрешении 7 эВ.	58
2.3.5. Зависимости трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергии электронов при разрешении 65 эВ.	61
2.3.6. Эффективность регистрации КЭУ на ESA-12.	62
2.3.7. Измерения фона спектрометра ESA-50.	65
2.3.8. Измерения фона спектрометра ESA-12.	65

2.4.	Радиоактивные источники, учет влияния рассеяний на β -спектр.	67
2.4.1.	Приготовление источников.	67
2.4.2.	α - и γ - спектрометрия.	68
2.4.3.	Рассеяния и энергетические потери.	70
2.4.4.	МС симуляции β -спектров.	72
2.4.5.	Достоверность МС симуляций.	73
2.5.	Выводы.	77
3	Экспериментальное изучение β^--спектра ^{241}Pu, анализ и результаты.	79
3.1.	Измерения.	79
3.1.1.	Измерения на спектрометре ESA-50.	79
3.1.2.	Измерения на спектрометре ESA-12.	80
3.2.	Анализ полученных результатов.	82
3.2.1.	Выбросы в спектрах на спектрометре ESA-12.	82
3.2.2.	Линии обнаруженные в β -спектре.	82
3.2.3.	Контроль стабильности параметров измерений.	85
3.3.	Результаты.	89
3.3.1.	Граничная энергия β -спектра из измерений на спектрометре ESA-12.	89
3.3.2.	Граничная энергия β -спектра из измерений на спектрометре ESA-50.	90
3.3.3.	Анализ экспериментального спектра, полученного на спектрометре ESA-50, методом двойной разности.	91
3.3.4.	Процедура описания экспериментального β^- -спектра ^{241}Pu , полученного на спектрометре ESA-12.	92
3.3.5.	Результаты анализа спектра ^{241}Pu , полученного на спектрометре ESA-12.	94
3.4.	Выводы.	98
	Заключение	99
	Литература	102

Введение

Одним из наиболее фундаментальных и интригующих вопросов современной физики является вопрос о наличии у нейтрино массы покоя. Хотя в стандартную модель слабого взаимодействия нейтрино вводятся как безмассовые частицы, нет никаких фундаментальных принципов запрещающих иметь им ненулевую массу покоя. Однако, до сих пор нет не подвергающихся сомнению экспериментов, которые устанавливали бы наличие или отсутствие такой массы, несмотря на несколько десятилетий систематических поисков.

Хотя верхний предел на массу нейтрино считается малым, ~ 1 эВ или даже меньше [1], ограничения из прямых кинематических экспериментов не такие уж и маленькие. Верхний предел на массу мюонного нейтрино составляет 170 кэВ [2], а для тау нейтрино – 18.2 МэВ [3].

Принимая во внимание возможные, в случае наличия у нейтрино ненулевой массы покоя, нейтринные смешивания, становится понятной актуальность проведения исследований по поиску таких смешиваний в вышеуказанном диапазоне масс, в том числе и при помощи электронной спектрометрии. В таком случае ожидается появление характерного изгиба в β -спектре, который может быть обнаружен в измерениях с высоким инструментальным разрешением. Более того, кинематические исследования такого рода могут быть использованы для поиска так называемых стерильных нейтрино.

Изучение возможного влияния примесей нейтрино на форму β -спектров является довольно сложной задачей в силу целого ряда факторов. В частности, необходимо хорошо знать характеристики спектрометров электронов и измеряемых радиоактивных источников, а также изучить другие возможные источники систематических ошибок. Количество радиоактивных изотопов,

доступных для таких исследований, также ограничено. Это связано с тем, что доля фазового объема массово чувствительной области β -спектра падает пропорционально росту граничной энергии β^- -распада (E_{max}), поэтому исследования необходимо проводить с изотопами, имеющими относительно низкую величину E_{max} . Кроме того, β -распад должен быть не более первого порядка запрета, т.к. для сильно запрещенных переходов поведение формы β -спектра не так просто описывается теоретически. Наличие дочерних изотопов, слишком длинный или очень короткий период полураспада, наличие переходов в возбужденные состояния накладывают дополнительные ограничения.

Одним из путей поиска примеси тяжелого нейтрино с массой $m_{\nu H}$ в β -спектре с граничной энергией E_{max} , является поиск дополнительной ветви β -распада с граничной энергией $E_{max} - m_{\nu H}c^2$. Корректность процедуры анализа во многом определяется возможностью описать все эффекты, влияющие на экспериментальную форму спектра, с достаточной точностью. Систематические ошибки могут имитировать или напротив приводить к исчезновению возможного эффекта, связанного с примесью тяжелого нейтрино, как например было в случае 17 кэВ нейтрино (раздел 1.4.). В частности, одной из сложнейших проблем является учет упругих и неупругих рассеяний электронов, как в изучаемом источнике, так и в спектрометре. Зачастую, для определения влияния энергетических потерь на форму экспериментальных β -спектров проводятся дополнительные измерения, при одинаковых условиях, электронов дискретных спектров с близкими энергиями (Оже или конверсионные электроны). С этой целью, идентичным образом с β^- источником, приготавливают радиоактивный источник другого изотопа, по возможности с близким Z . Предполагается, что потери энергии электронами в обоих источниках близки и поэтому форма, например, конверсионной линии используется как функция отклика установки в целом, включая как радиоактивный источник, так и энергоанализатор с детектором. Однако, форма конверсионных линий зависит от различных атомных процессов, например встряски, а кроме того трудно приготовить источники одинаковой толщины в диапазоне нескольких Å. Более того, свободный пробег, как

между актами упругого, так и неупругого рассеяния электронов, зависит от энергии, и одной или двух калибровочных конверсионных линий может быть недостаточно для адекватного отображения такой зависимости. Негативная роль всех этих эффектов увеличивается с уменьшением энергии изучаемых β -частиц. В некоторых из предыдущих работ согласие между экспериментальными и рассчитанными теоретически β -спектрами было получено только после введения физически необоснованных дополнительных корректирующих функций (физический смысл которых не всегда ясен).

Мы провели исследования непрерывного β -спектра ^{241}Pu при помощи двух электростатических спектрометров разных типов, используя несколько разных по активности и типу подложки радиоактивных источников ^{241}Pu , определили функцию потерь, основываясь на МС (Монте-Карло) симуляциях процессов упругого и неупругого рассеяния в источнике, и провели анализ спектра без использования феноменологических параметров при фитировании.

Выбор пал на ^{241}Pu по нескольким причинам, а именно:

- На ветвь β -распада приходится 99.998% от всех распадов ^{241}Pu , при этом все 100% таких распадов идут на основное состояние дочернего ^{241}Am , что приводит к образованию однокомпонентного β -спектра.
- Граничная энергия β^- -распада ^{241}Pu (20.8(2) кэВ [4]) близка к граничной энергии наиболее часто используемого для таких исследований ^3H (18.6 кэВ), в то время как их атомные номера существенно отличаются ($Z=94$ и 1). За исключением ^{177}Lu ($Z=71$) [5], все предыдущие попытки поиска тяжелых нейтрино из анализа β^- -спектров были ограничены $Z < 30$.
- Низкая граничная энергия ^{241}Pu позволяет применять для измерения его β -спектра электростатические спектрометры с высоким приборным разрешением.
- При β^- -распаде ^{241}Pu суммарная кинетическая энергия продуктов распада сравнима с энергией перестройки атомных электронов при изменении $Z \rightarrow Z+1$. Для изучаемых обычно изотопов с низким Z величина такой энергии пренебрежимо мала.

- В результате β^- -распада ^{241}Pu образуется нестабильное ядро ^{241}Am . Однако, в силу большого, по сравнению с ^{241}Pu , периода полураспада дочернего ^{241}Am ($T_{1/2} = 432$ г.), коррекция экспериментального спектра на конверсионные и Оже электроны является небольшой, а γ -спектроскопия примеси ^{241}Am облегчает контроль источника ^{241}Pu в процессе исследований. Кроме того, конверсионные линии, возникающие при распаде ^{241}Am , позволяют проводить калибровку абсолютной энергетической шкалы спектрометра электронов непосредственно в процессе измерений непрерывного β спектра.
- Источник ^{241}Pu является более стабильным в вакууме, чем широко применяемые твердотельные радиоактивные соединения ^3H . Улетучивание части активности из источника приводит к изменениям фона и структуры источника, что значительно увеличивает систематическую ошибку.

Основными целями настоящей работы являлись:

1. Поиск примеси тяжелых нейтрино из анализа β -спектра ^{241}Pu , с расчетом потерь энергии электронами в радиоактивном источнике ^{241}Pu , и без введения нефизических параметров при обработке.
2. Изучение β -спектра ^{241}Pu на двух различных электростатических спектрометрах и анализ релевантности МС симуляций рассеяний электронов в реальных источниках, основанный на знании о сечениях упругих и неупругих столкновений, толщине и структуре источников.
3. Экспериментальное исследование зависимости основных характеристик электростатических анализаторов от энергии электронов.
4. Необходимое для анализа β -спектра ^{241}Pu , экспериментальное изучение спектра электронов низких энергий, возникающих при α -распаде ^{241}Am .

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

В первой главе дается краткий обзор современного состояния физики массы нейтрино.

Во второй главе проводятся предварительные расчеты необходимой экспериментальной статистики β^- -спектра ^{241}Pu . Анализируется схема распада

^{241}Pu . Исследуются физические характеристики электростатических спектрометров, использовавшихся при проведении измерений. Дается описание нашего подхода к приготовлению и исследованию радиоактивных источников для электронной спектроскопии. Описывается процедура учета влияния на β^- -спектр рассеяния электронов в веществе источника.

Третья глава посвящена экспериментальной методике измерений β^- спектров ^{241}Pu на электростатических спектрометрах ESA-50 и ESA-12. Проводится анализ экспериментальных спектров, приводятся полученные результаты и их сравнение с результатами предшествующих исследований.

В заключении сформулированы общие выводы.

Глава 1

Современное состояние физики массы нейтрино.

1.1. Общие аспекты нейтринной физики.

Историческое введение.

После открытия радиоактивности солей урана Беккерелем в 1896 году и вскоре после этого радиоактивности радия Пьером и Марией Кюри, уже к 1899 году Резерфорд показал, что существует два типа радиоактивности: альфа и бета. В 1900 году Виллардом было доказано существование третьего типа радиоактивности – гамма активности радия. В 1902 году супругами Кюри было показано, что частицы, испускаемые при β -распаде, представляют собой электроны. После изучения этого типа активности ядер различными методами, к 1914 году было установлено, что образующиеся при β -распаде электроны имеют не одно фиксированное значение кинетической энергии, как следовало из кинематики двухчастичного процесса, а значения от нуля до максимально возможного при данном распаде. Это входило в противоречие с законом сохранения энергии-импульса. Ситуация оставалась неразрешенной до 1930 года, когда В. Паули предположил, что непрерывный характер β -спектров может быть понят если предположить, что при распаде дополнительно испускается еще одна частица. В 1933 году

Ферми предложил назвать такую частицу нейтрино и указал на возможность ее безмассовости. В 1933 году, когда Фредерик Жолио-Кюри открыл позитрон, Ферми использовал гипотезу о существовании нейтрино для построения теории β -распада. Сразу после введения в теорию нейтрино встал вопрос экспериментальной регистрации новой частицы. Однако, из-за того что нейтрино участвует только в слабых взаимодействиях, необходимая для его детектирования плотность нейтринного потока была получена только в 1956 году после построения ядерных реакторов.

Лептоны. Иерархия нейтрино.

Лептоны, наряду с кварками, являются фундаментальными составляющими материи. Это частицы которые имеют полуцелый спин, т.е. являются фермионами. Они участвуют в гравитационном, слабом и, при наличии заряда, в электромагнитном взаимодействии. В настоящее время известно шесть лептонов: электрон, мюон, тау-лептон и три нейтрино, каждое из которых соответствует заряженному лептону. Кроме этого, каждому лептону соответствует античастица. Число поколений нейтрино N_ν , с массой меньшей 45 ГэВ, было определено из изучения поведения сечения образования Z^0 -бозона в e^+e^- реакции, с последующим распадом в адронное состояние, как функции энергии столкновения. Такой эксперимент, выполненный на LEP, дал $N_\nu \leq 2.994 \pm 0.012$ [1]. Данное значение находится в согласии с астрофизическим пределом $N_\nu \leq 4$, установленным на основании знаний о распространенности ${}^4\text{He}$ во Вселенной [6].

Источники нейтрино.

Нейтрино образуются в слабых взаимодействиях (например β -распад атомных ядер). Имеются несколько различных типов нейтринных источников, которые можно условно разделить на несколько категорий.

- Солнечные нейтрино. Это нейтрино, которые образуются в процессе термоядерного синтеза внутри звезд. Энергия таких нейтрино не велика, до

нескольких МэВ. Основной реакцией, дающей наибольшее количество нейтрино от Солнца (около 85 %), является реакция: $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$.

- Нейтрино возникающие в ускорителях и реакторах. В ускорителях частиц образуются высокоэнергетические нейтрино. Их энергия может достигать 100 ГэВ. В ядерных реакторах возникают нейтрино с более низкой энергией (до нескольких МэВ).
- Нейтрино связанные с естественной радиоактивностью земных пород.
- Нейтрино от космических лучей (атмосферные нейтрино). При попадании космических лучей в атмосферу они взаимодействуют с атомными ядрами и вызывают образование большого количества различных частиц, в том числе некоторое количество нейтрино.
- Реликтовые нейтрино. Стандартная модель образования Вселенной предсказывает существование космического фона нейтрино, с энергией порядка 0.0004 эВ.
- Некоторое количество нейтрино может приходить на Землю от глобальных явлений происходящих в космосе, как например взрывы сверхновых звезд. Так в 1987 г., во время вспышки сверхновой в спутнике нашей Галактики, Магелановом Облаке, всплеск потока нейтрино был зарегистрирован на нескольких нейтринных детекторах.

Значение наличия массы у нейтрино.

- Наличие массы у нейтрино имеет существенное значение для астрофизики и космологии. Нейтрино широко распространены во Вселенной, поэтому наличие у них массы покоя значительно изменяет общую массу Вселенной. Средняя плотность вещества во Вселенной обычно выражается безразмерным параметром Ω ,

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c} \quad (1.1.1)$$

где ρ – средняя плотность вещества во Вселенной и ρ_c – плотность стационарной Вселенной. Оценки, основанные на наблюдаемом распределении галактик, дают $\Omega \geq 0.1$. Из известных оценок времени жизни Вселенной следует, что $\Omega h_0^2 \leq 1.0$ [7], где $h_0 = 0.5 - 1.0$ – связана с постоянной Хаббла

$h_0 = H_0/100$ км с⁻¹ мегапарсек⁻¹. Кроме того, дополнительное ограничение на верхнее значение, полученное из оценок параметра замедления расширения Вселенной, дает $\Omega \leq 2$. Можем сделать вывод, что

$$0.1 \leq \Omega \leq 2. \quad (1.1.2)$$

С другой стороны, наблюдения за светящимися объектами Вселенной дают $\Omega_{lum} \sim 0.01$, и поэтому большая часть вещества во Вселенной должна быть темной материей. Существование темной материи также подтверждается наблюдаемой зависимостью орбитальных скоростей звезд от расстояния от центров галактик, которая не согласуется с предсказаниями, основанными на знании только о светящихся объектах в этих галактиках.

Количество барионной материи по вычислениям, основанным на знании о нуклеосинтезе внутри звезд, не может превышать $\Omega_{bar} \sim 0.035$ [8]. На основании этого можно предположить, что возможная разность масс принадлежит нейтрино. Если это так, и $\Omega = 1$, и если использовать для оценки средней нейтринной плотности во Вселенной, плотность реликтовых нейтрино (порядка 330 нейтрино на см³), то можно получить для суммы нейтринных масс [9]:

$$\sum_l m_\nu = 45h_0^2 \text{ эВ, если нейтрино дираковская частица} \quad (1.1.3)$$

$$= 90h_0^2 \text{ эВ, если нейтрино майорановская частица} \quad (1.1.4)$$

- Хорошо известна проблема, связанная с наблюдаемым дефицитом нейтрино идущих от Солнца. Если нейтрино имеют массу, то они могут осциллировать, и такие осцилляции могут объяснить существующий дефицит в количестве солнечных нейтрино.
- Нейтринные осцилляции могут также объяснить несоответствие количества электронных и мюонных нейтрино, возникающих при распаде частиц, образующихся в верхних слоях атмосферы.

- Стандартная модель электрослабых взаимодействий предсказывает для массивного дираковского нейтрино величину магнитного момента [10]:

$$\mu_\nu = \left(\frac{3}{\sqrt{2}}\right) \frac{G_F m_\nu m_e}{4\pi^2} \mu_{Bohr}. \quad (1.1.5)$$

Наличие магнитного дипольного взаимодействия может приводить к изменению спиральности нейтрино. Это имеет важное астрофизическое значение для построения теории суперновых, т.к. правое нейтрино, являющееся стерильным, будет значительно быстрее диффундировать из суперновой при вспышке.

Теоретический взгляд на проблему массы нейтрино.

В стандартной модели слабых взаимодействий фундаментальные фермионы возникают как безмассовые частицы. Известно, что заряженные фермионы имеют массу. Масса добавляется в теорию введением хиггсова поля Φ , связанного с фермионами. Через механизм спонтанного нарушения симметрии, Φ дает ненулевое значение для величины вакуума, которая генерирует массовый член в лагранжиане

$$L_{mass} = -\frac{V}{\sqrt{2}}(f_u \bar{u}_L u_R + f_d \bar{d}_L d_R + f_e \bar{e}_L e_R + f_{\nu_e} \bar{\nu}_{eL} \nu_{eR} + \dots) + h.c. \quad (1.1.6)$$

В общем случае, этот лагранжиан содержит дираковский массовый член для каждого из 6 кварков (u,d,s,c,t,b) и 6 лептонов (e, ν_e , μ , ν_μ , τ , ν_τ). Фактор V является вакуумным ожиданием величины хиггсова поля, генерирующей массы, и коэффициент f константа связи хиггсова поля с каждым фермионом. При таком рассмотрении, фундаментальные фермионы являются дираковскими частицами с массами, определяемыми выражением:

$$m_l = \frac{V}{\sqrt{2}} f_l \quad (l = u, d, e, \nu_e, \dots). \quad (1.1.7)$$

Константы связи f_l (а следовательно и массы фермионов) не предсказываются теорией и должны быть определены экспериментально.

Теория объясняет нулевую массу нейтрино, постулируя, что правые нейтринные токи не существуют. Это не вызывает проблем, т.к. нейтрино не

участвует в электромагнитном взаимодействии и только левые токи связаны со слабым взаимодействием.

Если удастся выяснить, что нейтрино имеет ненулевую массу покоя, то, с точки зрения теории, никаких проблем не возникает. Можно допустить существование поля ν_R с $f_\nu \neq 0$, в этом случае нейтрино становится массивной дираковской частицей. Либо, по другому возможному сценарию, добавить в лагранжиан член типа

$$L_{\nu_{mass}} = m_\nu \bar{\nu}_L^c \nu_L + h.c., \quad (1.1.8)$$

называемый майорановским членом. В этом случае нейтрино и антинейтрино являются одной и той же частицей.

1.2. Осцилляции нейтрино.

Почему нейтрино могут осциллировать?

Массовые состояния фермионов L_{mass} , в общем случае, не совпадают с состояниями, связанными со слабым взаимодействием. Из эксперимента известно, что для кварков эти состояния связаны унитарной трансформацией Кабибо-Кобаяши-Маскава 3×3 матрицы смешивания. Аналогичная ситуация будет наблюдаться и для лептонов, если нейтрино имеет массу. Если определить, по аналогии с кварками, цвета для лептонов ($l = e, \mu, \tau$), тогда нейтринные слабые состояния могут быть записаны как:

$$|\nu\rangle = \sum_i U_{li} |\nu_i\rangle \quad (1.2.1)$$

Где ν_i – массовые состояния ($i=1,2,3$). U – лептонная матрица смешивания. В простейшем случае, для двух цветовых состояний, трансформация между массовыми и цветовыми состояниями имеет только один параметр, θ , называемый углом смешивания. Можно записать:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.2.2)$$

Если ν_e распространяется в вакууме, то после времени распространения t : $\nu_e(t) = \cos \theta \exp(-iE_1 t) \nu_1 + \sin \theta \exp(-iE_2 t) \nu_2 \neq \nu_e$ (где $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$). Вероятность наблюдения ν_e на расстоянии $L = ct$:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \times \sin^2(\pi L/L_\nu), \quad (1.2.3)$$

где $L_\nu = 4\pi E/\Delta m^2$ – длина вакуумных осцилляций, зависящая от энергии нейтрино E и разности квадратов масс ν_2 и ν_1 , $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Вероятность того, что нейтрино 1 перейдет в состояние 2 после прохождения расстояния L в вакууме, определяется выражением:

$$P_{1 \rightarrow 2} = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{эВ}^2) L (\text{км})}{E_\nu (\text{ГэВ})}\right). \quad (1.2.4)$$

Параметрами нейтринных осцилляций являются угол смешивания θ и Δm^2 . Поэтому, целью всех экспериментов по нейтринным осцилляциям является

анализ плоскости $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$, для различных энергий нейтрино и дистанций между источником и детектором. Нейтрино, возникающие в ускорителях заряженных частиц, позволяют исследовать относительно большие Δm^2 (большие, чем $1 \text{ эВ}^2/c^4$, для экспериментов, в которых L порядка 1 км). Реакторные нейтрино (короткое расстояние, но и низкая энергия) и атмосферные нейтрино позволяют исследовать Δm^2 в интервале между 10^{-3} и $1 \text{ эВ}^2/c^4$. Исследуя солнечные нейтрино можно дойти до $\Delta m^2 \sim 10^{-11} \text{ эВ}^2/c^4$. В зависимости от источника нейтрино, все эксперименты можно условно разделить на две группы: эксперименты, в которых ищется появление в исходном потоке нейтрино (например ν_μ) нейтрино другого типа (например ν_τ); второй тип экспериментов направлен на поиск дефицита количества регистрируемых событий по сравнению с ожидаемым из предполагаемого потока.

Эксперименты по изучению атмосферных нейтрино.

Возникновение электронных и мюонных нейтрино, как правило, является результатом распадов π и μ мезонов: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$, образующихся в верхних слоях атмосферы в результате попадания в нее космических лучей. Т.к. данные реакции являются преобладающими среди тех, в которых образуются нейтрино, и т.к. они взаимосвязаны, то отношение N_{ν_μ}/N_{ν_e} для определенного энергетического интервала может быть рассчитано с высокой степенью точности (лучше 5% для энергетического региона 0.1 – 10 ГэВ) [11]. В результате зарядообменного взаимодействия нейтрино и ядер детектора ($\nu + N \rightarrow l + x$) образуются лептоны, фиксируя которые удастся идентифицировать тип провзаимодействующего нейтрино. Обычно, в эксперименте измеряется величина $R \equiv \frac{(N_\mu/N_e)_{DATA}}{(N_\mu/N_e)_{MC}}$, где N_μ и N_e – число событий соответствующих ν_μ и ν_e нейтрино из эксперимента (DATA) и из Монте–Карло симуляции (MC). При измерениях такого рода появляется возможность исключения недостаточно хорошо известной величины полного потока нейтрино. В случае корректного выполнения MC симуляций, измерения должны давать величину R равную, в пределах ошибки, 1.

В ранних измерениях, выполненных с расположенными глубоко под землей черенковскими детекторами на установках Kamiokande [12], IMB [13],

величина R была получена существенно меньше 1. Однако, калориметрические измерения на установках Frejus [14] и NUSEX [15] дали величину R близкую к 1, но в этих измерениях было набрано меньшее количество событий. В калориметрических измерениях на установке Soudan-2 была получена величина R меньшая 1 [16].

Эксперимент на установке Super-Kamiokande.

Основной идеей в эксперименте на детекторе Super-Kamiokande (S-K) [17] является то, что расстояние, которое проходят нейтрино, образующиеся в верхних слоях атмосферы, зависит от их азимутального угла по отношению к наблюдателю. Нейтрино из зенита проходят всего около 15 км, в то время как нейтрино, образующиеся с противоположной стороны Земли, и приходящие из надира, проходят до детектора около 13000 км. Таким образом, зависимость величины R от угла является прямым указанием на наличие нейтринных осцилляций, а в силу существующей разницы расстояний, точность метода составляет $\Delta m^2 < 10^{-4} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$.

S-K представляет собой 50 килотонный водный черенковский детектор, расположенный в подземной лаборатории. В результате измерений была получена существенно меньшая 1 величина R : $R = 0.65 \pm 0.05_{stat.} \pm 0.08_{sys.}$ [17]. Анализ систематических эффектов, которые могут приводить к искажению значений R , выявил, что вероятность статистической флуктуации, приведшей к полученному результату, меньше 0.001% для суб-ГэВ региона и меньше 1% для мульти-ГэВ региона. Абсолютно новым результатом оказался тот факт, что μ – события, в отличие от e – событий, оказались в строгой асимметрии с азимутальным углом. Асимметрия определялась как $A = (U - D)/(U + D)$, где U – число событий от нейтрино идущих вверх и D – число событий от нейтрино идущих вниз. Ожидаемая асимметрия равнялась нулю для энергии нейтрино больше 1 ГэВ, где влияние магнитного поля Земли на космические лучи пренебрежимо мало. Было получено, что асимметрия, как функция импульса, для e – событий полностью соответствует ожидаемому поведению, а для μ – событий соответствует нулю для малого импульса и значительно отклоняется с его увеличением. Рассматривая отдель-

но мульти-ГэВ мюонные события было получено $A = -0.296 \pm 0.048 \pm 0.01$, что на 6 стандартных отклонений меньше 0. Были проверены две гипотезы осцилляций: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, используя χ^2 сравнение измеренных данных и данных из МС симуляций. При тестировании возможности электрон-мюонных нейтринных осцилляций было получено, что для $\sin^2 2\theta = 0.93$ и $\Delta m^2 = 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$ различие между измеренной асимметрией и полученной из фитирования составило 3.4 стандартных отклонения. Поэтому, гипотеза о $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляциях была отвергнута. Отношение экспериментальных данных к МС симуляции для e и μ событий для импульса большего 400 МэВ/с, как функция L/E_ν , выявило недостаток μ – событий при больших значениях L/E_ν . Из общего анализа данных, и из того, что величина R значительно меньше ожидаемой в случае отсутствия осцилляций, и из наблюдаемой зависимости количества μ событий от азимутального угла, авторы пришли к выводу о хорошем соответствии результатов и гипотезы о существовании двухнейтринных осцилляций типа $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ с $\sin^2 2\theta > 0.82$ и $5 \cdot 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$ (90% C.L.) [17].

Осцилляции и проблемы солнечных нейтрино.

Под солнечными нейтрино понимаются те нейтрино, которые образуются в реакциях термоядерного синтеза, проходящих в солнечном ядре. В начале исследований солнечных нейтрино, 35 лет назад [18], основной целью при проведении экспериментов было тестирование теории эволюции звезд и доказательство того, что основным источником энергии Солнца являются именно реакции слияния легких элементов при высокой температуре. Из так называемой стандартной модели Солнца (СМС) можно вычислить полный поток и энергетический спектр нейтрино, который должен наблюдаться на Земле. В СМС Солнце рассматривается как газообразная сфера, находящаяся в гидростатическом равновесии. В каждой точке давление расширения уравновешено гравитационными силами. Основными параметрами СМС являются знания о физических параметрах Солнца: его массе, светимости и радиусе. Кроме этого, необходимо знать химический состав, а для построения общей модели развития необходимо и знания возраста Солнца. Основными реак-

циями, дающими поток солнечных нейтрино, являются следующие:

$$\begin{aligned}
 pp & : p + p \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e \ (E_\nu \leq 0.420 \text{ МэВ}) \\
 p\epsilon p & : p + e^- + p \rightarrow {}^2H + \nu_e \ (E_\nu = 1.442 \text{ МэВ}) \\
 {}^7Be & : {}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e \ (E_\nu = 0.862 \text{ МэВ (90\%), } 0.384 \text{ МэВ (10\%)}) \\
 {}^8B & : {}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e \ (E_\nu \leq 14.6 \text{ МэВ})
 \end{aligned}$$

Три проблемы солнечных нейтрино.

- Первым экспериментом по регистрации солнечных нейтрино был радиохимический хлорный эксперимент [18]. Нижний порог для наблюдаемых нейтрино для него составляет 0.81 МэВ. После 25 лет подобных экспериментов было показано, что регистрируемый поток нейтрино от Солнца составляет $2.55 \pm 0.25 \text{ SNU}^1$ (1 SNU соответствует 10^{-36} взаимодействий с атомами мишени в 1 секунду). Согласно детальным теоретическим вычислениям, используя СМС, этот поток должен был быть $9.3^{+1.2}_{-1.4}$. Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты не согласуются с фактором 3.6.
- Вторая проблема с солнечными нейтрино появилась после сравнения результатов, полученных на водных детекторах, с результатами радиохимических хлорных экспериментов. Первым экспериментом, использующим для детектирования сверхчистую воду, был эксперимент Kamiokande. Сейчас проводятся исследования и на более чувствительном детекторе Super-Kamiokande. В этих экспериментах возможна регистрация только высокоэнергичных нейтрино с энергией выше 7.5 МэВ, что согласно СМС означает, что регистрируются только 8B нейтрино. Нейтрино, попадая в детектор, может быть рассеяно на электроны $\nu + e \rightarrow \nu' + e'$. Релятивистские электроны, после рассеяния на нейтрино, движутся по вектору, соединяющему Солнце с Землей, и наблюдаются по излучению Вавилова-Черенкова. При этом, можно определить энергию каждого нейтрино, участвовавшего в рассеянии. Были получены следующие результаты по потоку 8B нейтрино: (Kamiokande) $\phi({}^8B) = (2.89 \pm 0.41) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$,

¹Все данные в этом разделе взяты из обзора [19].

(S-K) $\phi(^8B) = (2.37^{+0.06+0.09}_{-0.05-0.07})10^6 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$. Эта величина составляет чуть больше трети от предсказаний теории. Зная спектр нейтрино, полученный на водных детекторах, и сечение реакции на хлоре, можно вычислить количество нейтрино 8B в хлорном эксперименте. Оказалось, что если использовать данные полученные на Kamiokande, то в хлорном эксперименте должно наблюдаться $3.2 \pm 0.45 \text{ SNU}$ таких нейтрино, что превышает общее количество событий в хлорном эксперименте.

- Галиевые эксперименты.

Нейтрино в этом случае детектируется с помощью реакции



Порог детектирования нейтрино 0.233 МэВ, что позволяет детектировать pp -нейтрино, которые составляют более 85% от общего нейтринного потока. В настоящее время имеются результаты с двух галиевых детекторов GALLEX и SAGE. Мишенью для нейтрино в этих экспериментах служат 30 тонн галия в форме GaCl_3 (101 тонна) для GALLEX и 55 тонн металлического галия для SAGE. Комбинированный результат из 65 циклов измерений на GALLEX дает нейтринный поток в $76.4 \pm 6.3^{+4.5}_{-4.9} \text{ SNU}$, что находится в отличном согласии с результатом SAGE: 74.4^{+11+5}_{-10-7} . Этот результат составляет всего 60% от величины, полученной из расчетов основанных на СМС. Полученные значения довольно точно согласуются с суммарным количеством в 73 SNU от pp и pep нейтрино, определенным в СМС с точностью в 1%. Если учесть спектр от 8B нейтрино, полученный на водных детекторах, то они дадут еще 7 SNU. В этом рассмотрении не оказывается места для еще $34 \pm 4 \text{ SNU}$ ^7Be нейтрино, полученных на основании вычислений, использующих более 10 различных солнечных моделей.

Осцилляции – объяснение проблем солнечных нейтрино?

Одной из возможностей объяснения дефицита солнечных нейтрино (μ_e) является способность нейтрино осциллировать в другой тип нейтрино, не регистрируемый в экспериментах по изучению нейтрино от Солнца ($\nu_e \rightarrow$

ν_μ, ν_τ, ν_s , где s обозначено стерильное нейтрино не участвующее в слабых взаимодействиях, и поэтому не взаимодействующее с детектором на Земле). При этом имеется несколько альтернативных рассмотрений. Во первых, это осцилляции с большой длиной волны, в вакууме, при условии, что угол смешивания достаточно велик. Это выглядит несколько странно, по сравнению с кварковым сектором, где угол смешивания составляет около 13° . Во вторых, MSW эффект [20]. Данный эффект возникает из неодинакового рассеяния ν_e и $\nu_{\mu,\tau}$ на электронах. MSW эффект может стать решением проблемы солнечных нейтрино при значениях параметров $\Delta m^2 = 10^{-4} \div 10^{-8} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$ и $\sin^2 \theta > 10^{-4}$.

Солнечные нейтрино. Итог.

В 1946 году Бруно Понтекорво, в знаменитой работе [21], написал "direct proof of the **existence** of the neutrino ... must be based on experiments the interpretation of which does not require the law of conservation of energy, i.e. on experiments in which some characteristic process produced by free neutrinos ... is observed." Сейчас ситуация выглядит абсолютно похоже, если заменить слово существование на нестандартные свойства. Наблюдается несоответствие нейтринного потока от Солнца с предсказаниями построенными на знании в первую очередь его светимости (т.е. используем закон сохранения энергии). Из этого следует необходимость поиска способов прямого определения свойств нейтрино, не предсказанных стандартной моделью электрослабых взаимодействий.

Эксперименты по нейтринным осцилляциям на реакторах и ускорителях.

Как уже указывалось выше (стр. 15), чувствительность различных экспериментов по поиску нейтринных осцилляций определяется в первую очередь длиной осцилляции, а также энергиями нейтрино и мощностью их потока. Мощные потоки нейтрино в земных условиях образуются от ядерных реакторов и на ускорителях частиц.

Таблица 1: Современные реакторные эксперименты, из [22].

Реактор	Мощность, МВ	Расстояние, м
Гренобль (Франция)	57	8, 75
Буже (Франция)	2800	13, 6, 18, 3
Ровно (Россия)	1400	18, 25
Саванна Ривер (США)	2300	18, 5, 23, 8
Гесген (Швейцария)	2800	37, 9, 45, 9, 64, 7
Красноярск (Россия)	?	57, 0, 57, 6, 231, 4
Буже III (Франция)	2800	15, 40, 95

Реакторные эксперименты.

Ядерные реакторы являются мощными источниками $\bar{\nu}_e$ с энергиями в несколько МэВ. В настоящее время не существует детекторов способных детектировать $\bar{\nu}_\mu$ или $\bar{\nu}_\tau$ с такими энергиями. Поэтому, во всех проводимых экспериментах осуществляется поиск дефицита потока $\bar{\nu}_e$, что позволяет проводить тестирование только для больших углов смешивания ($\sin^2 2\theta > 0.1$). Детектирование нейтрино обычно основано на процессе: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Для получения результата, как правило, используется разница в сигнале при включенном и выключенном реакторе. Не один из экспериментов (таблица 1) не дал указание на возможность осцилляций.

Эксперименты с использованием ускорителей.

Эксперименты на ускорителях высоких энергий. Современные ускорители высоких энергий (SPS в CERN или Tevatron в Fermilab) дают интенсивный поток ν_μ нейтрино с энергиями 20–50 ГэВ. Расстояние между источником нейтрино и детекторами, < 1 км, позволяет исследовать $\Delta m^2 > 1 \text{ эВ}^2/c^4$. В экспериментах ищется появление τ нейтрино в потоке μ нейтрино, в результате $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций. Эксперименты CHORUS [23] и NOMAD [24] в CERN используют реакции $\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + X$ для регистрации возможных осцилляций. В CHORUS для этих целей используется большое количество эмульсии, анализ треков в которой позволяет восстанавливать

кинематику регистрируемых процессов. В NOMAD используется кинематический метод, основанный на ”потерянном” поперечном импульсе. NOMAD и CCFR [25] имеют также возможность обнаруживать появления в потоке ν_μ электронных нейтрино ν_e . Полученные результаты не нашли доказательств существования нейтринных осцилляций в доступных для исследований пределах. Полученные ограничения в плоскости $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ представлены на рисунке 1 (стр. 25).

LSND нейтринный детектор в Лос-Аламосе. LSND представляет собой 167 тонный жидко-сцинтилляционный детектор, сконструированный для детектирования нейтрино от 800 МэВ протонной Лос-Аламосской мезонной фабрики. Нейтринный поток (смесь ν_μ , ν_e и $\bar{\nu}_\mu$) возникает при π^+ и μ^+ распадах. Из анализа полученных результатов, авторы пришли к выводу о существовании $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ осцилляций [26]. $\bar{\nu}_e$ детектировалось в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, скоррелированной с 2.2 МэВ γ -квантами от $np \rightarrow d\gamma$. Из анализа канала $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, исследуя π^+ распад, также было найдено превышение количества ожидаемых событий [27], что было проинтерпретировано как доказательство $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Обобщенный результат $0.2 < \Delta m^2 < 2.0 \text{ эВ}^2/c^4$. Этот результат также свидетельствует о том, что масса хотя бы одного нейтрино больше $0.4 \text{ эВ}/c^2$ [28].

Как видно из рис. 1, на плоскости $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ область исследований LSND неполностью перекрыта результатами других экспериментов. Наибольшее перекрытие имеет эксперимент KARMEN2, в котором не было найдено доказательств существования нейтринных осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$.

Ускорительные эксперименты с большим базисом. Для изучения малых Δm^2 в ускорительных экспериментах необходимо увеличивать расстояние между ускорителем и детектором, при этом из-за уменьшения нейтринного потока, как $1/L^2$, необходимо использовать детекторы больших размеров. Наиболее перспективным считается японский проект, в котором предполагается использование детектора Super-Kamiokande и двух детекторов меньших размеров для детектирования потока нейтрино ($\langle E_\nu \rangle \sim 2 \text{ ГэВ}$)

от ускорителя КЕК, расположенного от детекторов на расстоянии 250, 25 и 5 км.

Общий взгляд на нейтринные осцилляции.

На рисунке 1 представлена экспериментальная ситуация по нейтринным осцилляциям в плоскости $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$. С одной стороны, результаты полученные на LSND интерпретируются как доказательство $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций, с другой стороны, результат изучения углового распределения атмосферных нейтрино на S-K свидетельствует о $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляциях. Единственным естественным объяснением дефицита солнечных нейтрино, при помощи осцилляций, является $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Однако, если существует только три типа нейтрино, то имеется только три величины Δm^2 , а именно Δm_{32}^2 , Δm_{21}^2 и Δm_{13}^2 . При этом можем записать:

$$\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{13}^2 = (m_3^2 - m_2^2) + (m_2^2 - m_1^2) + (m_1^2 - m_3^2) = 0 \quad (1.2.6)$$

Однако значения Δm^2 , объясняющие результаты экспериментов S-K, LSND и дефицит солнечных нейтрино, имеют разные амплитуды значений, и (1.2.6) не выполняется. Поэтому, для совместного объяснения всех результатов, необходимо либо предположить, что один из них объяснен неправильно, либо необходимо введение еще одного нейтрино, не участвующего в слабом взаимодействии – стерильного нейтрино.

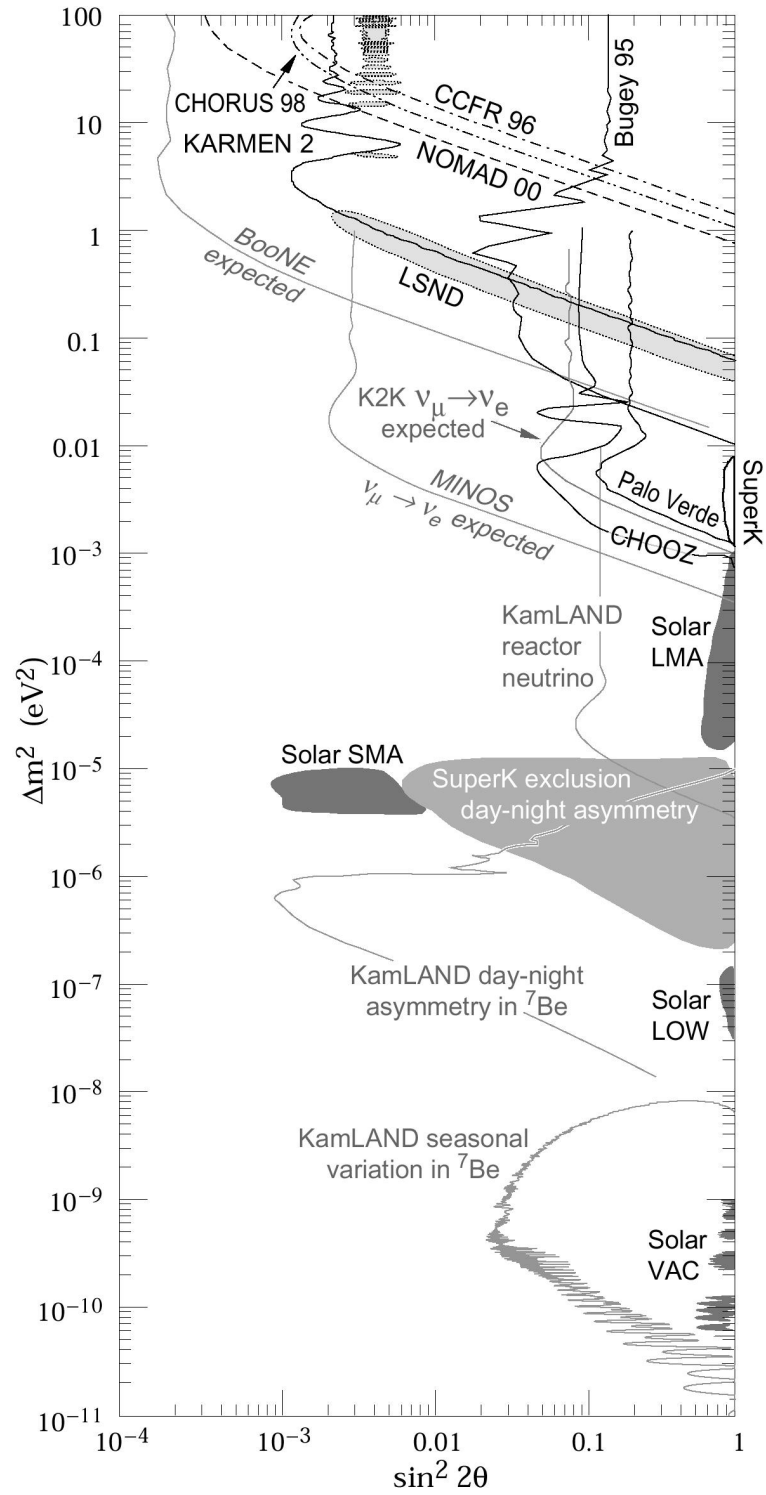


Рис. 1: Ограничения на параметры нейтринных осцилляций (из [1]).

1.3. Безосцилляционные пределы на массу нейтрино.

Сверхновые звезды и масса нейтрино.

Одним из путей определения свойств нейтрино является регистрация нейтрино, образующихся при взрыве сверхновых звезд. Измерения различия во времени распространения нейтрино с различными энергиями от сверхновой звезды до Земли дает информацию о массе нейтрино. При взрыве сверхновой звезды за короткий период времени (несколько секунд) высвобождается огромное количество нейтрино. Полная энергия, высвобождаемая при взрыве сверхновой, сопоставима с ее полной гравитационной энергией и может достигать 10^{47} Дж. Большую часть этой энергии уносят нейтрино. На самой последней стадии развития звезды происходит процесс фоторасщепления ядер группы железа и начинается захват электронов протонами и ядрами. Процесс захвата электронов сопровождается испусканием нейтрино. Согласно различным моделям этот процесс продолжается примерно 10 мс. Этот импульс электронных нейтрино содержит порядка 5% от общего количества испущенных нейтрино. В течении фазы охлаждения ядра звезды термические процессы, такие, как рождение пар

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i, \quad i = e, \mu, \tau, \quad (1.3.1)$$

приводят к появлению нейтрино всех типов. Характерная энергия составляет порядка 10 МэВ. В 1987 году в ближайшем спутнике нашей Галактики, Большом Магелановом Облаке, наблюдалась вспышка сверхновой звезды. Нейтринный сигнал был зарегистрирован несколькими нейтринными детекторами [29, 30, 31]. Это был первый случай, когда нейтрино извне Солнечной системы удалось зарегистрировать. Всего на 4 детекторах, в сумме, было зарегистрировано 20 событий, с энергиями от 6 до 40 МэВ. В результате различных методов анализа полученная верхняя граница на массу нейтрино составила $m_\nu < 20$ эВ (смотри например [32]).

Двойной β -распад и масса нейтрино.

В случае, когда ядро имеет энергетическую возможность распасться с изменением $Z \rightarrow Z + 2$ и не имеет возможности перехода $Z \rightarrow Z + 1$, может происходить двойной β -распад. Двойной β -распад может происходить в нескольких модах, как с участием нейтрино так и без него. В последнем случае, нейтрино должно быть майорановской частицей и иметь ненулевую массу покоя – это вызвано необходимостью чтобы спиральность не являлась сохраняющимся квантовым числом. Процесс $0\nu\beta\beta$ представляет собой двухчастичный распад. Энергия распределяется между двумя вылетевшими электронами. До сих пор экспериментальных подтверждений существования такой моды распада не найдено. Однако, предел на вероятность такого типа распада накладывает жесткие ограничения на верхний предел майорановской массы нейтрино. К настоящему времени, выполнено значительное количество экспериментов по поиску распадов такого типа. Полученный в них предел на майорановскую массу электронного нейтрино составляет $< 0.42 \text{ эВ}/c^2$ (90% C.L.) [33].

Экспериментальный верхний предел на массу ν_μ и ν_τ .

Информация о массах ν_μ и ν_τ нейтрино определяется из кинематики процессов распада π -мезонов и τ -лептонов из экспериментов на ускорителях. Так массу ν_μ можно определить из кинематически простого распада: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Ограничения на чувствительность этого метода накладывают неопределенности в значениях масс m_π и m_μ . Результаты анализа экспериментальных данных, полученных в [2], дали для массы покоя ν_μ верхнюю границу:

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ кэВ}/c^2 \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.3.2)$$

Ограничения на массу ν_τ , полученные из исследований τ -распада коллаборацией ALEPH [3], составили:

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ МэВ}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.3.3)$$

Ядерный β^- -распад и верхний предел на массу $\bar{\nu}_e$.

β -распад представляет собой распад ядра, при котором масса ядра (количество нуклонов) не изменяется, а изменяется только заряд. Можно классифицировать три типа такого процесса: β^+ -распад, β^- -распад и электронный захват. Условно эти процессы представляют собой следующие фундаментальные переходы:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \\ p &\rightarrow n + e^+ + \nu_e \\ e^- + p &\rightarrow n + \nu_e \end{aligned} \tag{1.3.4}$$

В силу многочастичности β -переходов, энергетический спектр электронов (или позитронов), образующихся в результате, непрерывен. Из теоретического рассмотрения (приведено например в [22]), форма различных энергетических β -спектров зависит от фазового пространства испускаемых частиц и поэтому зависит, в частности, и от массы нейтрино. В общем виде можно записать:

$$\frac{dN(E, m_\nu)}{dE} \propto F(Z, E)pE(E_{max} - E)[(E_{max} - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2}, \tag{1.3.5}$$

где E, p – энергия и импульс β -частицы, E_{max} – полная энергия и $F(Z, E)$ – функция Ферми, учитывающая эффект кулоновского поля. Электронный спектр обычно представляют в виде так называемой диаграммы Кюри:

$$\sqrt{\frac{N(E)}{pEF(Z, E)}} = CC'(E_{max} - E), \tag{1.3.6}$$

где, для разрешенных переходов, C – не зависящая от энергии постоянная и C' – величина, учитывающая массу нейтрино:

$$C' = [1 - (\frac{m_\nu c^2}{(E_{max} - E)})^2]^{1/4} \tag{1.3.7}$$

В случае нулевой массы нейтрино, этот график представляет собой прямую линию, пересекающую энергетическую ось при максимальной энергии E_{max} . Таким образом, тестирование графика Кюри на отклонение от линейной зависимости, для разрешенных переходов, является тестом на наличие нену-

левой массы у нейтрино². В силу предполагаемой незначительности массы нейтрино, наибольшее изменение спектра должно наблюдаться в области непосредственной близости к концу спектра. Такое определение массы нейтрино чрезвычайно проблематично в силу того, что именно на участке спектра близком к E_{max} скорость счета электронных событий чрезвычайно мала (так в последних 15-20 эВ β -спектра ${}^3\text{H}$ регистрируется всего $\sim 10^{-8}$ от общего числа событий).

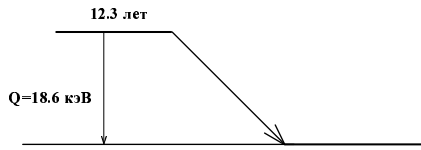


Рис. 2: Схема распада ${}^3\text{H}$. Так как предельная величина массы нейтрино, которая может быть достигнута в эксперименте, напрямую зависит от приборного разрешения, которое в свою очередь, как правило, падает с энергией, то целесообразно изучать β -распады с как можно меньшей граничной энергией. Одним из самых приемлемых по этим параметрам является β^- -распад трития: ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ (рис. 2). Это разрешенный переход с одной из самых малых энергий распада, равной 18.594 ± 0.008 кэВ [34].

Еще меньшую энергию β^- -распада имеет только ${}^{187}\text{Re}$, равную 2.667 кэВ, но в силу очень большого периода полураспада ($4.35 \cdot 10^{10}$ лет) и запрещенности перехода его исследование довольно проблематично. Рассмотрим несколько основных работ по поиску массы электронного антинейтрино из анализа β^- -спектра трития.

Классический эксперимент К. Бергквиста.

В этом эксперименте [35] для анализа β^- -спектра трития использовался магнитный железный спектрометр с двойной фокусировкой, типа $\pi\sqrt{2}$. Данный спектрометр обладал энергетическим разрешением в 40 эВ, вблизи граничной энергии ($\Delta p/p = 0.11\%$). Детектирование электронов осуществлялось с помощью счетчика Гейгера-Мюллера. Для максимального уменьшения фона были предприняты специальные исследования по определению зависимости фона от конструкции спектрометра. Для увеличения статистики была использована специальная электростатическая корректирующая система,

²Пионерская работа по определению массы нейтрино из кинематики β^- распада была выполнена Б. Понтекорво в 1949 году: The β spectrum of ${}^3\text{H}$. Phys. Rev. 75, 1949, 983-984.

позволяющая использовать источник большой площади (20×10 см) при сохраняющемся энергетическом разрешении (неэквивалентные источники). Источником служила алюминиевая фольга, толщиной 0.2 мм, в которую были имплантированы молекулы трития. Для определения приборной формы линии и для калибровки спектрометра использовалась конверсионная линия K-84.4 спектра ^{170}Tm . Экспериментально полученное ограничение на массу электронного антинейтрино составило: $m_{\bar{\nu}_e} c^2 < 60$ эВ/ c^2 .

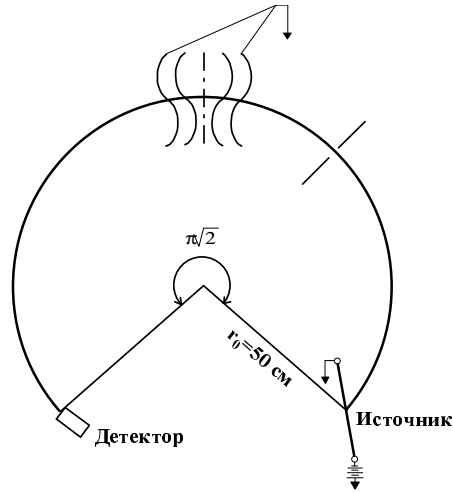


Рис. 3: Схема спектрометра Бергквиста.

Как видим, уже в одном из первых экспериментов был получен предел на массу нейтрино на 4 порядка меньше массы электрона. Дальнейшее продвижение вниз по шкале масс оказалось значительно более сложной проблемой. Одним из обязательных условий таких исследований стало достижение большей эффективности, при инструментальном разрешении в несколько эВ. Данные по экспериментам, в которых были получены наименьшие пределы на массу $\bar{\nu}_e$ на начало 1990 годов, представлены в таблице 2.

В настоящее время, основные исследования по определению массы $m_{\bar{\nu}_e}^2$, из изучения β^- спектра, выполняются с тритиевыми источниками на спектрометрах в Майнце (Германия) и Троицке (Россия).

Таблица 2: Основные результаты для $m_{\bar{\nu}_e}^2$, полученные из изучения β^- -спектра трития. Верхний предел на массу нейтрино дан с 95% доверительной вероятностью.

Работа	$m_{\nu}^2 \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{syst}$ (эВ ² /c ⁴)	m_{ν} (эВ/c ²)
LANL[37]	$-147 \pm 68 \pm 41$	< 9.3
Zurich[38]	$-24 \pm 48 \pm 61$	< 11
INS[39]	$-65 \pm 85 \pm 65$	< 13
LLNL[40]	$-72 \pm 41 \pm 30$	< 8
Mainz(1992)[41]	$-39 \pm 34 \pm 15$	< 7.2

Эксперимент в Майнце.

Для исследований тритиевого β^- -спектра группа в Майнце использует специально для этого сконструированный соленоидальный замедляющий спектрометр [36], обладающий как высокой светосилой так и разрешением в несколько эВ. Источник и детектор располагаются в центре сверхпроводящих соленоидов с сильным магнитным полем. Электроны, испущенные источником, закручиваются вокруг линий магнитной индукции. Между источником и детектором магнитное поле достигает минимума, что приводит к адиабатическому изменению перпендикулярной составляющей энергии электронов ($E_{\perp 0}$) в параллельную к направлению линий магнитной индукции ($E_{\parallel}$). При этом, уменьшение $E_{\perp}$ пропорционально изменению величины магнитного поля. В свою очередь, $E_{\parallel}$ уменьшается замедляющим электрическим полем, параллельным к магнитному полю. Таким образом получается интегральный анализатор с разрешением $\Delta E \approx 4$ эВ, вблизи граничной энергии β -спектра трития. Трансмиссия такого спектрометра чрезвычайно высока и составляет около 50% полного телесного угла. Источником электронов является T_2 , вымороженный на алюминиевую или углеродную подложку, охлажденную до температуры жидкого гелия. В измерениях, выполненных в 1992 году [41], удалось достичь предела на массу электронного антинейтрино в $m_{\bar{\nu}_e} < 7.2$ эВ/c². Данный результат основывался на отрицатель-

ном значении квадрата массы, являющемся основной фитируемой величиной ($m_{\bar{\nu}_e}^2 = -39 \pm 34_{stat} \pm 15_{sys} \text{ (эВ/}c^2)^2$). Как видно из таблицы 2, отрицательное значение получаемого квадрата массы нейтрино, как параметра фитирования, имело место и в более ранних экспериментах. Начиная с 1997 года для выведения пучка электронов от источника были использованы дополнительные искривленные сверхпроводящие соленоиды, для вылавливания испаренного ^3H , кроме этого, температура источника была понижена до 2.5 К (сейчас 1.8 К), что уменьшило влияние поверхностных эффектов на форму спектра, а толщина вымороженного слоя была уменьшена до 150 Å, для уменьшения его заряженности [42]. Последние данные на квадрат массы нейтрино $m_{\bar{\nu}_e}^2 = -0.1 \pm 3.8_{stat} \pm 1.8_{sys} \text{ (эВ/}c^2)^2$ [42], из которых предел на массу нейтрино $m_{\bar{\nu}_e} < 2.8 \text{ эВ/}c^2$ (95% C.L.). Как указывалось выше, для получения верхнего предела на массу электронного антинейтрино всегда использовался результат с отрицательным квадратом массы. Это свидетельствует об избытке событий в регионе немного ниже граничной энергии. Этот эффект получил название Троицкой аномалии.

Эксперимент в Троицке.

Спектрометр [43], использующийся для анализа β^- -спектра трития, основан на одинаковых принципах со спектрометром в Майнце. Основным отличием от измерений в Майнце является использование газообразного источника, что позволяет избежать проблем различных конечных состояний в твердом теле. Инструментальное разрешение, вблизи граничной энергии, 3.7 эВ. В результате измерений был обнаружен, как и для измерений в Майнце, некоторый избыток счета на границе спектра. В результате, полученный предел на квадрат массы нейтрино также получился отрицательным и равным $m_{\bar{\nu}_e}^2 = -22 \pm 4.8 \text{ эВ}^2/c^4$. Данная аномалия существовала во всех измерениях начиная с их старта в 1994 году. Амплитуда избыточного счета составляла порядка 10^{-10} от суммарного спектра и не являлась постоянной. Положение "осциллировало" от 5 до 15 эВ ниже граничной энергии. При анализе, с учетом дополнительного компонента, удалось улучшить результат и получить, что $m_{\bar{\nu}_e}^2 = -4.1 \pm 10.9 \text{ эВ}^2/c^4$, что накладывает новые ограничения

на массу нейтрино в $m_{\bar{\nu}_e} < 4.35 \text{ эВ}/c^2$. Однако, статистических данных до сих пор не достаточно для более детального изучения возникшей особенности и для понимания причин ее возникновения. Данный эксперимент также продолжается. Достигнутый на сегодняшний день предел массы нейтрино $m_{\bar{\nu}_e} < 2.3 \text{ эВ}/c^2$.

Обобщенные результаты на массу электронного антинейтрино из измерений β^- -спектра трития.

Очевидно, что достижение новых пределов на массу электронного антинейтрино из β^- -распада связано с преодолением более трудно разрешимых проблем. Анализ полученных результатов зачастую затруднен, как не вполне полным пониманием процессов, происходящих в микромире, так и сложностью используемых для эксперимента инструментов, установление параметров которых, с необходимой точностью, является сложной и не всегда решенной задачей. Также, не исключено существование каких-либо новых явлений, которые и могут оказывать влияние на получаемый результат. В настоящее время, во всех выполненных измерениях получена величина квадрата массы электронного антинейтрино, находящаяся в нефизической области. В эксперименте в Майнце это просто некоторый избыток счета в конце спектра, изучение структуры которого пока невозможно. В эксперименте в Троицке это также некоторая особенность на границе спектра, которая однако смещается с течением времени, причина этого до сих пор не известна. Установленный Particle Data Group в 1994 году предел на массу электронного антинейтрино в $m_{\bar{\nu}_e} < 4.5 \text{ эВ}/c^2$ (95% C.L.) до сих пор кажется наиболее достоверным, несмотря на лучшие результаты, полученные за последние несколько лет в Троицке и в Майнце. Вероятно, невозможно говорить об улучшении результата до выяснения источника дополнительных событий на самой границе β -спектра. Для выяснения происхождения избыточного счета группы в Троицке и в Майнце проводят одновременные циклы измерений.

1.4. Смешивание нейтрино и β распад.

Говоря об определении массы нейтрино, из изучения β -спектра, мы не рассматривали возможности смешивания различных массовых состояний нейтрино, которое становится возможным, если нейтрино имеет ненулевую массу. Рассмотрим наиболее простой вариант, когда электронное нейтрино, испускаемое при β -распаде, представляет собой двухкомпонентное смешивание различных собственных массовых состояний $|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle$. В этом случае, если $m_2 \gg m_1$ и разница масс больше 100 эВ, то β -спектр представляет собой суперпозицию отдельных спектров энергетически разрешенных каналов.

Заметим, что в случае, когда только две частицы участвуют в распаде (например $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$), энергетический спектр должен представлять из себя двойной пик моноэнергетических электронов (позитронов). Экспериментальный поиск для второго пика дал строгий предел в 10^{-7} на примесь нейтрино с массой >10 МэВ/ c^2 [44]. В случае, когда три частицы участвуют в распаде, непрерывный β -спектр будет иметь характерный излом при энергии $E = E_{max} - m_2$, который будет проявляться и на графике Ферми-Кюри. Если не учитывать массу обычного нейтрино, не превышающую нескольких эВ, но включить примесь, a , гипотетического тяжелого нейтрино с некоторой массой $m_{\nu H}$, в этом случае идеальная форма β -спектра, не включающая факторы источника или спектрометра, дается выражением:

$$N_{th}(a, E) = A' F'(E, Z) \sqrt{E^2 + 2m_e c^2 E} (E + m_e c^2) (E_{max} - E) \times \left\{ (1 - a)(E_{max} - E) + a \Theta(x) \sqrt{(E_{max} - E)^2 - m_{\nu H}^2 c^4} \right\} \quad (1.4.1)$$

Где E и E_{max} – кинетическая энергия β -частицы с массой покоя m_e и граничная энергия β -спектра, A' – амплитуда, и

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{для } x > 0 \\ 0 & \text{для } x \leq 0 \end{cases}, \quad (1.4.2)$$

где $x = E_{max} - E - m_{\nu H} c^2$. Функция $F'(E, Z)$ сочетает в себе ферми функцию, ядерный формфактор и фактор радиационных поправок для конкретного β -перехода.

Основные результаты по поиску примеси тяжелых нейтрино в β -спектрах были получены после того, как в 1985 году Дж. Симпсон заявил о наличии

Таблица 3: Экспериментальные ограничения на примесь 17 кэВ нейтрино, полученные в 1985–1987 годах.

Ссылка	Изотоп	Детектор	Примесь, %
[46]	^{35}S	Si(Li)	<1
[47]	^{35}S	магнитный спектрометр	<0.4
[48]	^{35}S	магнитный спектрометр	0.064 ± 0.085
[49]	^{35}S	Si(Li)	0.03 ± 0.07
[50]	^{35}S	магнитный спектрометр	<0.25
[51]	^{63}Ni	магнитный спектрометр	<0.28

эффекта, связанного с существованием тяжелого нейтрино [45]. Выполненный им эксперимент состоял в изучении β^- -спектра трития, имплантированного на ускорителе в Si(Li) детектор. Ионы были имплантированы на глубину от 0.25 до 0.45 мм, что достаточно для полной остановки всех электронов из распада трития. Это, в принципе, должно обеспечивать совпадение формы функции отклика с гауссианом. Первоначально эксперимент задумывался для изучения формы спектра вблизи граничной энергии. Однако, при сравнении теоретического спектра с экспериментальным, было выявлено разногласие в части спектра с энергией ниже 1.5 кэВ. Полученная особенность спектра не могла быть объяснена на основе однокомпонентного безмассового нейтрино. В результате проведенного анализа Симпсон пришел к выводу о существовании примеси тяжелых нейтрино в β^- -спектре трития. При фиксированной граничной энергии 18.6 кэВ, наилучший фит дал 3% примесь нейтрино с массой 17.1 ± 0.2 кэВ/ c^2 . Сразу после появления этого сенсационного результата, было выполнено несколько экспериментов в различных лабораториях. Данные по ним сведены в таблице 3. Как видим, ни один из экспериментов не подтвердил результат полученный Симпсоном. Но в 1989 году появляются две новые работы Симпсона и Хайма [52]. Тритиевый эксперимент был повторен на модернизированной установке. Кроме этого, были проведены исследования и β -спектра ^{35}S . Результаты этих экспериментов опять дали искажения в спектрах, которое могло быть объяснено наличием примеси тяжелой компоненты нейтрино. Из

спектра трития было получено, что $m_2 = 16.9 \pm 0.1$ кэВ/ c^2 и $\sin^2 \theta > 0.6\%$, и из спектра серы $m_2 = 16.9 \pm 0.4$ кэВ/ c^2 и $\sin^2 \theta = (0.73 \pm 0.09 \pm 0.06)\%$. Немного позже, один из авторов этих работ (Хайм) уезжает в Оксфорд, где проводит новые измерения [53], опять с β -спектром ^{35}S . Было получено новое подтверждение существования примеси с $m_2 = 17.0 \pm 0.4$ кэВ/ c^2 и $\sin^2 \theta = (0.84 \pm 0.06 \pm 0.05)\%$. Следующее свидетельство испускания тяжелого нейтрино было получено в Беркли [54]. В этой работе исследовался β -спектр изотопа ^{14}C при помощи германиевого детектора. Был получен следующий результат $m_2 = 17 \pm 2$ кэВ/ c^2 и $\sin^2 \theta = (1.4 \pm 0.4 \pm 0.01)\%$. После этого эксперимента казалось, что гипотеза существования 17 кэВного нейтрино находит свое подтверждение. В 1991–93 годах был выполнен целый ряд новых экспериментов. Некоторые из них давали положительный результат, другие отрицали наличие примеси (обзоры по этим экспериментам представлены в [55, 56, 57]). Все положительные результаты были получены на полупроводниковых детекторах и никогда при проведении измерений на спектрометрах, использующих для энергетического анализа магнитное или электрическое поле. Важнейшим экспериментом, поставившим точку в проблеме 17 кэВного нейтрино, стал эксперимент [54]. В нем изучался β^- -спектр ^{35}S . Главной особенностью спектрометра являлся сверхпроводящий соленоид 60 см длины, на оси которого, в точке с максимальной амплитудой магнитного поля, устанавливался источник. Si(Li) детектор, 1.6 см в диаметре, устанавливался в 36 см от источника на оси соленоида. Такая спектрометрическая конструкция позволяла значительно увеличить эффективность регистрации. Из анализа формы полученного спектра примесь нейтрино с массой 17 кэВ/ c^2 составила $-0.04 \pm 0.08\%$. Основным результатом в этом эксперименте был получен при симуляции примеси нейтрино путем добавления изотопа ^{14}C к основному источнику. Проведенные измерения показали, что эксперимент чувствителен к изменениям в форме β -спектра, связанным с примесью тяжелых нейтрино, на уровне заявляемом в экспериментах, где она была найдена. Для объяснения положительных результатов, полученных ранее, было сделано предположение, что деформация спектра, найденная на полупроводниковых детекторах, могла быть результатом эф-

фффектов связанных с физикой твердого тела. Кроме этого, для ряда экспериментов, положительный результат был вызван рассеянием электронов на диафрагмах экспериментальных установок.

С точки зрения фундаментальной физики, 17 кэВное нейтрино более не интересно, т.к. есть убедительные доказательства против его существования. История с 17 кэВ нейтрино показала важность знания систематических эффектов в прецизионной спектроскопии, поскольку несколько различных групп в независимых экспериментах и используя различные методы нашли доказательства существования того, что в действительности не существует.

Хотя проблема 17 кэВного нейтрино решена, поиск примеси тяжелых нейтрино из кинематики β -распадов остается актуальной проблемой, как с точки зрения поиска именно примеси тяжелого нейтрино (в том числе стерильного нейтрино), так и имея в виду, что поиски таких тонких эффектов являются важным тестом правильного учета систематических ошибок в экспериментах, например учет рассеяний β -частиц в веществе радиоактивного источника.

В последней главе данной диссертации приводится сравнение полученного нами предела на примеси тяжелых нейтрино в диапазоне масс 5-17 кэВ/ c^2 с наилучшими результатами, полученными в других измерениях.

1.5. Выводы.

В настоящее время исследования нейтрино превратились в одну из основных ветвей фундаментальной физики. Установление существования ненулевой массы покоя нейтрино возможно позволит решить проблему с солнечными нейтрино и проблему скрытой массы во Вселенной. В экспериментах на установке Super-Kamiokande по регистрации атмосферных нейтрино и на детекторе LSND были обнаружены указания на существования нейтринных осцилляций. Однако, вспомним историю 17 кэВного нейтрино, когда в нескольких более простых экспериментах (и что существенно, значительно более дешевых) в разных лабораториях было найдено доказательство существования нейтринного смешивания. Потребовалось 8 лет работы нескольких экспериментальных групп, пока удалось выяснить истинную природу наблюдаемого эффекта. Подытоживая всю приведенную в этом небольшом обзоре информацию можем заключить, что наряду с важностью исследований свойств нейтрино для решения многих вопросов физики и астрофизики, убедительные ответы на них могут быть получены только тщательным анализом возможных систематических эффектов в измерениях.

Глава 2

Методические вопросы.

Как уже указывалось в введении, основная цель данной работы состояла в поиске примеси тяжелых нейтрино из анализа β^- -спектра ^{241}Pu . Для достижения поставленной цели, наряду со статистической точностью, необходима демонстрация понимания систематических эффектов на уровне полученного предела (или значения) нейтринной примеси.

В нашем случае имеется несколько основных источников систематических эффектов, приводящих к отличию формы экспериментальных спектров от реальных.

1. Получаемый экспериментальный спектр является суммой спектра исследуемого изотопа, спектров дочерних изотопов и фона как детектора, так и электронов, рассеянных в спектрометре.
2. Рассеяния электронов в веществе источника приводят к существенному изменению формы получаемого спектра.
3. Факторы спектрометра включают: зависимость трансмиссии спектрометра от энергии регистрируемых электронов и изменение эффективности детектирующей системы от энергии.

Кроме перечисленных выше факторов, которые заведомо изменяют форму получаемого спектра, необходимо также иметь ввиду факторы, которые могут изменять форму спектра в случае нестабильности условий измерений (неповторяемость измерений). К ним относятся:

1. Стабильность энергетической шкалы и работы детектирующей системы.
2. Различные внешние факторы. Например сильное внешнее электромагнитное поле, наличие радиоактивного источника в непосредственной близости от спектрометра, температурный фактор и т.д.
3. Изменение физико-химического состояния источника с течением времени (диффузия в подложку, возможность осыпания источника, осаждение на поверхность источника различных молекул из окружающей атмосферы, образование кластерной структуры, и т.д.).

2.1. Предварительные вычисления.

Для определения статистической точности, необходимой для достижения чувствительности на примесь тяжелого нейтрино в несколько десятых процента, что на уровне лучших предыдущих измерений, нами были выполнены моделирования спектров ^{241}Pu . Мы не учитывали факторы спектрометров и источника, изменяющие форму β -спектра.

Путем последовательных симуляций нами тестировалась гипотеза, что для заданной суммарной статистики, на определенном энергетическом интервале, и для данного уровня примеси тяжелого нейтрино с конкретной массой, при подгонке полученного спектра к спектру без примеси тяжелого нейтрино, значение χ^2 в 95% случаев будет попадать в область хвоста χ^2 распределения, в котором для данного количества степеней свободы находится 5% от всех событий. Мы исследовали два энергетических региона – от 3 до 9 кэВ и от 2.6 до 20.6 кэВ. Для первого из этих регионов исследовался диапазон масс тяжелого нейтрино от 10.5 до 17.0 кэВ с шагом 0.5 кэВ, а для второго от 5 до 17.0 кэВ также с шагом 0.5 кэВ. Форма β -спектра ^{241}Pu задавалась выражением (1.4.1) (страница 34). Шаг энергетической шкалы выбирался равным 30 эВ. В соответствии с заданной суммарной статистикой, мы генерировали случайным образом и в соответствии с нормальным распределением точек вокруг среднего отклонение от этого среднего, и таким

образом получали симулированный спектр. Общее количество смоделированных спектров для каждого исследуемого значения массы примесного тяжелого нейтрино составляло 10000. На рисунке 4 показан нижний предел на примесь нейтрино, который возможно методом наименьших квадратов определить с 95% вероятностью, из изучения спектра с суммарной статистикой 10^7 и 10^8 событий на участке 3-9 кэВ и 10^7 событий на участке 2.6-20.6 кэВ. На рисунке 5 приводится нижний предел необходимой суммарной статистики для поиска 0.2% примеси тяжелого нейтрино с массой от 11 до 17.5 кэВ на энергетическом отрезке спектра 3-9 кэВ.

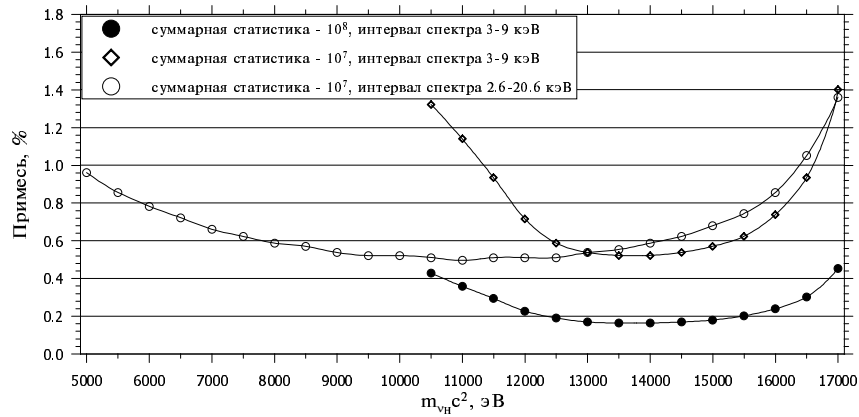


Рис. 4: Нижний предел на примесь тяжелого нейтрино, который можно с 95% C.L. установить методом наименьших квадратов для данного уровня экспериментальной статистики.

Демонстрация изменения β -спектра при наличии примеси тяжелого нейтрино на уровне долей процента показана на рисунке 6.

Проведенные вычисления показали, что для поиска примесей тяжелого нейтрино в диапазоне от 11 до 17 кэВ на уровне, соответствующем наилучшим результатам предыдущих измерений, необходимо набрать по крайней мере до 10^8 событий, связанных с β^- -распадом ^{241}Pu в интервале его спектра от 3 до 9 кэВ. В отличие от этого диапазона масс, для которого интенсивные измерения проводились в период исследований 17 кэВ нейтрино, для более низких значений массы примесного тяжелого нейтрино необходимо меньшее количество событий в спектре, т.к. существующий предел значительно менее строгий.

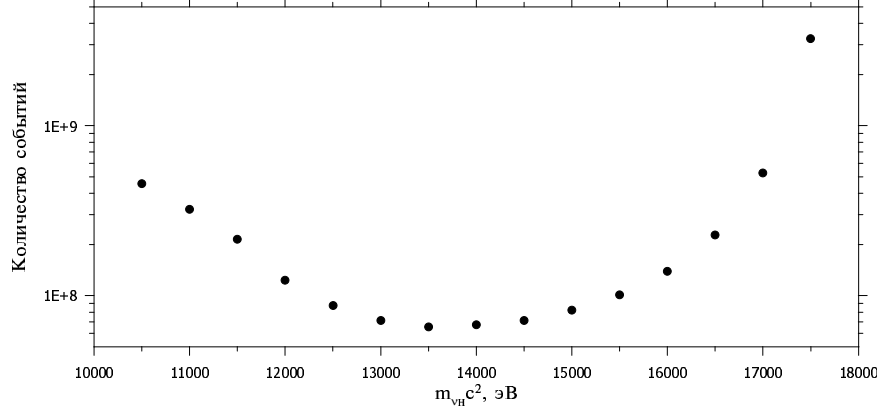


Рис. 5: Нижний уровень экспериментальной статистики, необходимый для поиска на интервале от 3 до 9 кэВ β^- -спектра ^{241}Pu 0.2% примеси тяжелого нейтрино.

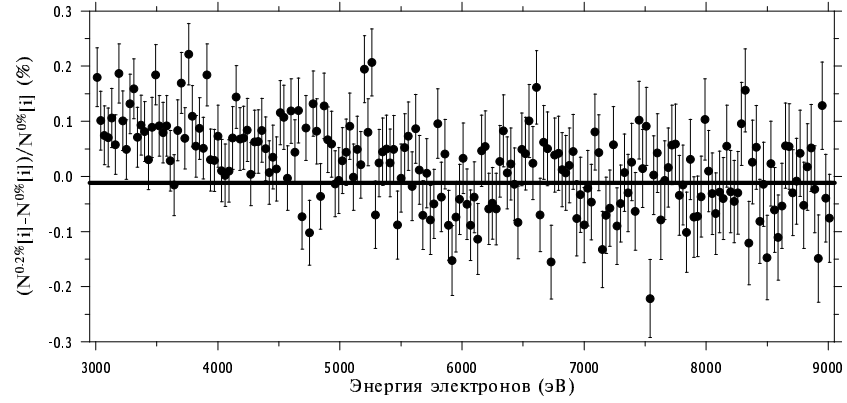


Рис. 6: Отношение одного из симулированных β -спектров ^{241}Pu для 0.2% примеси тяжелого нейтрино с массой $m_{\nu H} = 15 \text{ кэВ}/c^2$ к спектру без примеси. Суммарная статистика в интервале от 3 до 9 кэВ – 10^8 . Сплошной линией показано среднее значение полученного отношения для $E > 5.8 \text{ кэВ}$, где примесь нейтрино с массой $15 \text{ кэВ}/c^2$ не влияет на форму спектра.

2.2. Анализ схемы распада ^{241}Pu .

Отличие формы измеренного β -спектра от теоретической может быть связано с наличием в источнике примесей других радиоактивных изотопов, к которым относятся и дочерний изотопы. Как видно из рисунка 7, более 99% от всех распадов ^{241}Pu приходится на β^- -распад в ^{241}Am .

Что касается возможности α -распада ^{241}Pu в ^{237}U , то на эту ветвь приходится $2.4 \cdot 10^{-5}$ от всех распадов. С точки зрения нашего эксперимента, интерес представляют интенсивности ядерных переходов в ^{237}U , имеющие энергию от $E_{b(i-(\text{под})\text{оболочкиU})}$ до $E_{b(i-(\text{под})\text{оболочкиU})} + E_0(\beta^- ^{241}\text{Pu})$. Учитывая энергии связи электронов E_b в атоме урана из [58] получаем, что мы должны оценить влияние К-конверсионных линий переходов с энергиями от ~ 115.6 кэВ до 136.4 кэВ; L-конверсионных линий переходов с энергиями от ~ 17.2 кэВ до 42.6 кэВ; и конверсию на более высоких подоболочках для переходов с энергией < 27 кэВ. Согласно [58], имеется два ядерных перехода в ^{237}U конверсионные линии которых удовлетворяют вышеприведенным условиям.

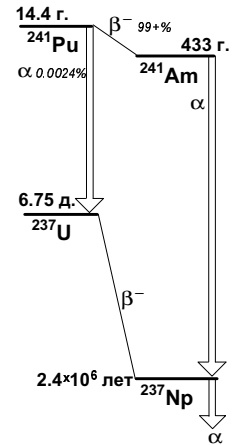


Рис. 7: Схема распада ^{241}Pu (из [58]).

1) *Переход 121.2 кэВ.* Верхний предел на интенсивность К-конверсионной линии данного перехода, имеющей энергию 5.6 кэВ, составляет $5 \cdot 10^{-7}$ от общего количества распадов ^{241}Pu . Положим, что весь спектр данной линии сосредоточен в интервале 5500–5700 эВ (200 эВ), что существенно меньше, чем для реальных линий (имеющих большой низкоэнергетический хвост и уширение, из-за приборного разрешения и естественной ширины атомных уровней). Для идеального β^- -спектра ^{241}Pu в соответствующем интервале находится 1.6% всех событий, поэтому дополнительный счет, связанный с линией К-121.2, будет составлять менее $3.15 \cdot 10^{-5}$ от β^- спектра. Это сравнимо с экспериментальной ошибкой при наборе более 10^9 событий на данном интервале.

2) *Переход 11.4 кэВ.* Данным переходом разряжается уровень через который проходит практически 100% всех распадов. Хотя мультипольность перехода неизвестна, но в силу низкой энергии перехода можно предполагать, что он сильно конвертирован, поэтому верхняя оценка суммарной интенсивности связанных с ним конверсионных линий равна количеству α -распадов ^{241}Pu , т.е. $2.4 \cdot 10^{-5}$ от общего числа распадов. Если предположить, что переход типа $M1$, то наибольшую интенсивность будут иметь M_1 и N_1 конверсионные линии, имеющие энергию ~ 5900 эВ и ~ 9960 эВ, соответственно. При этом доля от полной интенсивности будет составлять [59] для M_1 65% и для N_1 18%. Снова считаем, что все импульсы, связанные с данными линиями, находятся в ± 100 эВ интервале от максимума. Для идеального спектра ^{241}Pu на соответствующие интервалы приходится $7.6 \cdot 10^{-3}$ (5800-6000 эВ) и $4.1 \cdot 10^{-3}$ (9860-10060 эВ) всех событий β^- -спектра. Поэтому дополнительный счет, связанный с линией M_1 -11.4, будут составлять менее $1.5 \cdot 10^{-3}$ от β^- спектра, а для N_1 -11.4 менее $5.3 \cdot 10^{-4}$ в соответствующих энергетических интервалах. Это сравнимо с экспериментальной ошибкой для счета большего чем 10^6 и $4 \cdot 10^6$ на этих интервалах. Первая из этих цифр достижима уже при суммарном счете $3 \cdot 10^7$ в области спектра от 3 до 9 кэВ. Это в несколько раз меньше, чем оценочное количество событий (смотри предыдущий параграф) необходимое нам для поиска тяжелого нейтрино с примесью в несколько десятых процента. Однако в силу различного характера изменений спектра, связанного с примесью тяжелого нейтрино – излом спектра, и с наличием конверсионной линии – локальное увеличение счета, мы можем не заметить влияния возникающих конверсионных линий в дочернем ^{237}U .

3) Что касается *Оже электронов* в уране то начиная с L группы они лежат в области β^- -спектра ^{241}Pu . Однако, их влияние на экспериментальный спектр будет меньше, чем рассмотренных выше конверсионных линий, связанных с ядерным переходом 11.4 кэВ. Это связано с тем, что флюоресцентный и Костер-Кронига выходы увеличиваются с атомным номером, а также с тем, что интенсивность Оже электронов в энергетическом окне $100 \div 200$ эВ составляет в максимальном случае (регион $L_3 M_4 M_5$ линии) менее десяти процентов [60] от суммарной интенсивности, распределенной, на-

пример, для LMM группы, на 6.5 кэВ интервале.

Линия	Интенс., % ^a	Энергия (эВ) ^b
L ₁ N ₁ O ₃	0.1	19992
L ₁ N ₂ N ₅	0.1	19783
L ₁ N ₃ O ₁	0.1	20389
L ₁ N ₄ N ₅	0.4	20240
L ₁ N ₅ N ₅	0.1	20282

Таблица 4: L₁XY-Оже линии урана в области от 19.8 до 20.8 кэВ, имеющие интенсивность большую 0.1% от полной интенсивности L₁-Оже группы.

^a)– К полной интенсивности L₁-Оже группы.

^b)– Получена как разница энергий связи соответствующих атомных уровней в уране [61].

пы (таблица 4). Если предположить, что на каждый акт α-распада ²⁴¹Pu приходится вылет одного L₁-Оже электрона, что является завышенной оценкой, не учитывающей переходы Костера-Кронига и радиационные переходы, то суммарная интенсивность Оже линий в области от 19.8 до 20.8 кэВ равна $1.9 \cdot 10^{-7}$ от общего количества распадов. Это значительно меньше количества событий β⁻ спектра $1.2 \cdot 10^{-4}$, приходящихся на данную область. Количество событий в линиях Оже спектра урана на интервале от 19.8 до 20.8 кэВ будет сравнимо с экспериментальной ошибкой при наборе $4 \cdot 10^6$ событий в этом интервале, что не достижимо в нашем эксперименте.

Дочерние ²⁴¹Am и ²³⁷U распадаются в ²³⁷Np. Относительное количество образовавшегося ²³⁷Np из этих распадов может быть приблизительно оценено по формуле:

$$\frac{N(Am)}{N(U)} = \frac{(1 - e^{-\lambda(^{241}Pu)t}) \cdot (1 - e^{-\lambda(^{241}Am)\Delta t})}{2.4 \cdot 10^{-5} \cdot (1 - e^{-\lambda(^{241}Pu)\Delta t})}, \quad (2.2.1)$$

где $\Delta t \ll T_{1/2}$ и t – время от момента приготовления источника. На рисун-

Необходимой оценки заслуживают только переходы, находящиеся вблизи от граничной энергии β⁻-распада, т.к. на последние 800 эВ приходится всего $6 \cdot 10^{-5}$ от суммарной интенсивности, а на последние 300 эВ всего $3 \cdot 10^{-6}$, что сравнимо с интенсивностью α ветви распада $2.4 \cdot 10^{-5}$. На участках, соответствующий последним 1000 эВ от граничной энергии β⁻-спектра ²⁴¹Pu, согласно [60], попадает несколько L₁XY-Оже линий урана, имеющих интенсивность большую 0.1% от суммарной интенсивности L₁-Оже груп-

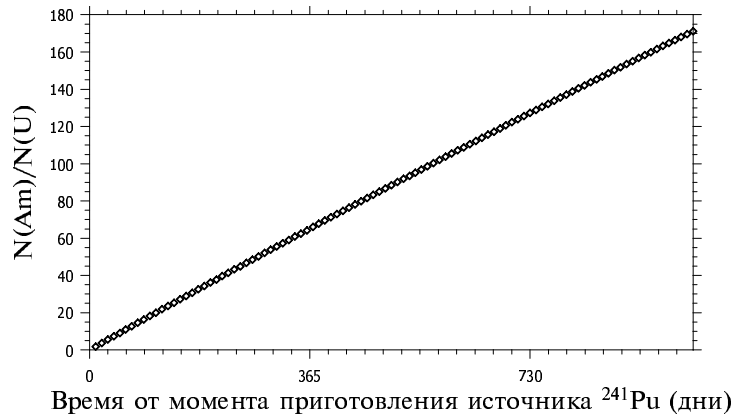


Рис. 8: Зависимость отношения количества распадов в ^{237}Np из ^{241}Am к количеству распадов из ^{237}U с течением времени.

ке 8 представлено поведение полученного отношения. Как видим, количество распадов в ^{237}Np из ^{241}Am значительно превосходит количество распадов из ^{237}U после нескольких десятков дней от момента приготовления радиоактивного источника ^{241}Pu , когда возникает необходимость учета спектра ^{237}Np . Влияние на форму экспериментального спектра электронов дочернего ^{241}Am , который распадается с периодом 433 года на возбужденные состояния ^{237}Np , было учтено в дополнительных измерениях радиоактивного источника ^{241}Am (смотри следующий раздел).

Большой период полураспада ^{237}Np , $2.4 \cdot 10^6$ лет, позволяет не учитывать спектры его дочерних изотопов.

2.2.1. Исследования низкоэнергетического спектра электронов ^{241}Am .

Для корректной процедуры обработки изучаемого спектра ^{241}Pu необходимо учитывать спектр электронов дочернего ^{241}Am , который в данном случае является фоновым. Кроме того, изучение этого спектра является самостоятельной интересной задачей, т.к. ранее он изучался с относительно низким инструментальным разрешением [62, 63]. Из-за этого, а так же из-за сложной структуры "фонового" спектра L-Оже электронов нептуния, некоторые линии этого спектра могли быть идентифицированы как конверсионные линии

или напротив конверсионные линии низкоэнергетических переходов в ^{237}Np могли быть неверно проинтерпретированы как линии Оже. Из-за того, что данные о некоторых ядерных переходах в ^{237}Np были получены из анализа спектра электронов внутренней конверсии, введение некоторых ядерных переходов в схему распада ^{241}Am [64] требует дополнительной проверки.

Нами были выполнены измерения спектра электронов низких энергий из α -распада ^{241}Am в интервале от 2.5 до 22.5 кэВ. С целью учета этого спектра, как фонового при β -распаде ^{241}Pu , были выполнены измерения как на спектрометре ESA-50, так и на ESA-12 (описание спектрометров приводится в разделе 2.3.1.), в аналогичных измерениях спектра ^{241}Pu условиях (Глава 3). Для более тщательного изучения структуры низкоэнергетических электронных линий был использован спектрометр ESA-50, который, позволяет проводить измерения в большем, по сравнению с ESA-12, энергетическом интервале. Эти измерения были проведены при инструментальном разрешении 20 эВ¹. Источник ^{241}Am для электронной спектроскопии был приготовлен методом испарения активности ^{241}Am в вакууме на алюминиевую подложку диаметром 12 мм (диаметр источника 8 мм). Активность приготовленного источника составила 0.148 МБк. Экспериментальный спектр показан на рисунках 9, 10 и 11. Калибровка спектрометра по энергиям была выполнена аналогичным способом, как описано в разделе 2.3.2..

Для обработки спектра, полученного в эксперименте, была использована компьютерная программа BRUNDIBAR [65]. В этой программе для обработки экспериментального спектра форма индивидуальной линии представляется сверткой функции отклика спектрометра (RpF) с лоренцианом, ширина которого равна разнице естественных ширин описываемой линии и линии, выбранной как RpF. При этом функция отклика спектрометра задается в табулированном виде. В нашем случае, в качестве RpF была выбрана конверсионная линия L_3 перехода 33.2 кэВ в ^{237}Np . Однако, данная линия не является достаточно изолированной в измеренном спектре (имеется в ви-

¹Полученные результаты опубликованы в: A. Kovalík, E.A. Yakushev, V.M. Gorozhankin, A.F. Novgorodov and M. Ryšavý. The low-energy electron spectrum from the α -decay of ^{241}Am . J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 2247-2252

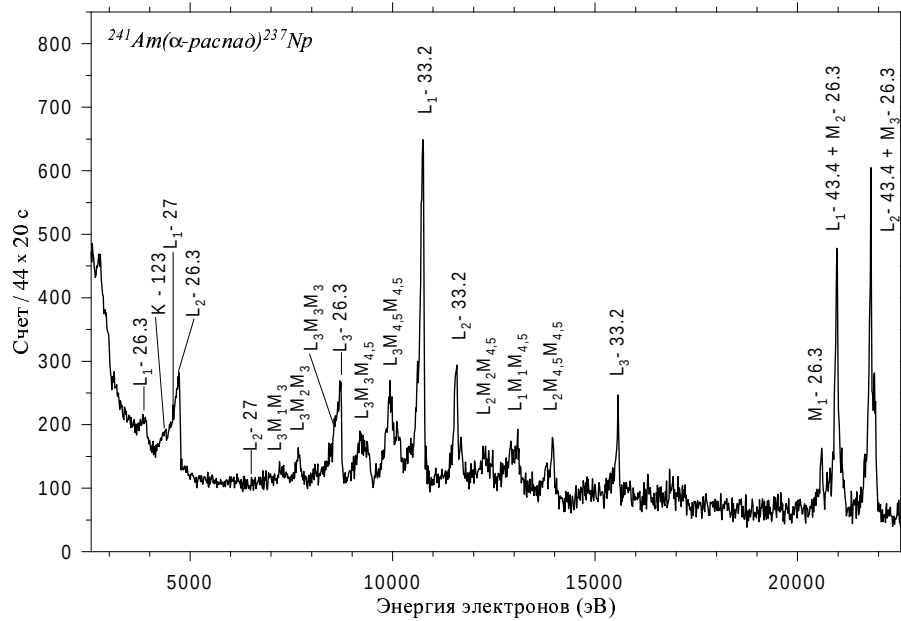


Рис. 9: Низкоэнергетический спектр электронов из α -распада ^{241}Am . Спектр измерен с инструментальным разрешением 20 эВ. Спектр скорректирован на зависимость трансмиссии спектрометра от замедляющего напряжения прилагаемого к радиоактивному источнику. Более детально два участка спектра показаны на рисунках 10 и 11.

ду, наличие влияния на низкоэнергетический хвост линий Оже переходов, смотри рис. 9). Поэтому, низкоэнергетический хвост выбранной линии был изменен. Неопределенность с формой RpF вносит дополнительную величину в систематическую ошибку, которая оценивалась посредством варьирования параметров функции отклика. При обработке полученного нами спектра данные предыдущих экспериментальных работ, а также теоретические данные не использовались. Естественные ширины атомных уровней нептуния, необходимые при обработке, были взяты из компиляций [66, 67]. При определении энергий ядерных переходов из полученных значений для энергий конверсионных линий были использованы данные двух различных таблиц [68, 69] энергий связи электронов в Np . Для интерпретации измеренных данных нами были рассчитаны коэффициенты внутренней конверсии по программе [70]. Ниже приводятся полученные нами результаты вместе

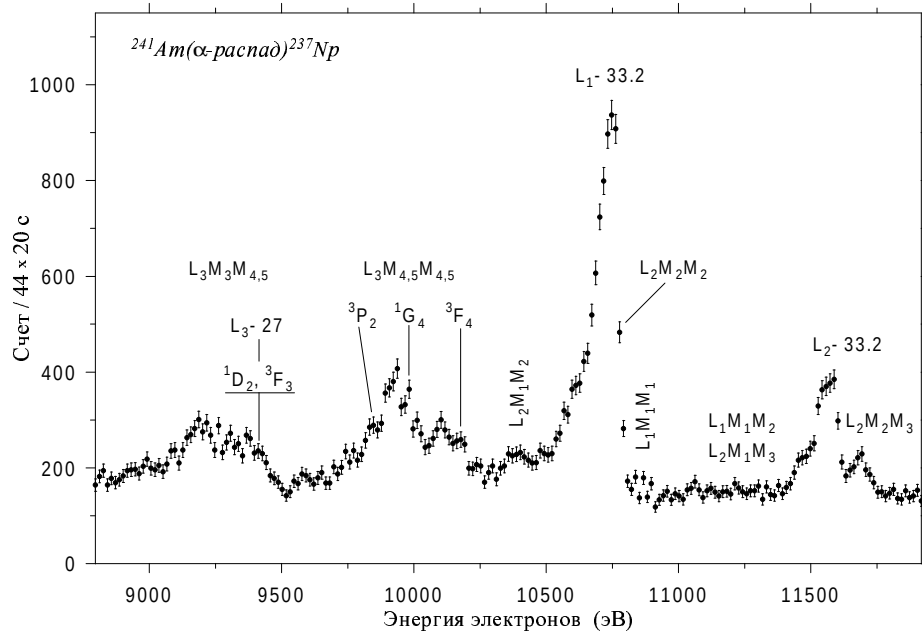


Рис. 10: Часть спектра, показанного на рисунке 9

с экспериментальными ошибками, учитывающими как статистическую неопределенность (стандартное отклонение), так и систематические ошибки.

Переход 26.3 кэВ Шесть линий внутренней конверсии этого перехода, $L_{1,2,3}$ и $M_{1,2,3}$, которые находятся в измеренном нами энергетическом интервале, были обнаружены в спектре (смотри Рис. 9). Была получена величина энергии перехода в 26343.8(17) эВ, что находится в хорошем согласии с 26344.8(2) эВ [71]. В связи со сложной структурой фона, нами были определены только отношения интенсивностей конверсионных линий с $M_{1,2,3}$ -подоболочек: $M_1:M_2:M_3=4.4(4):10.8(12):13.4(7)$.

Переход 27 кэВ Переход 27 кэВ был впервые введен в работе [62], однако не был подтвержден позднее в работе [64]. Как можно видеть из рисунков 9 и 10, L_1 конверсионная линия этого перехода должна находиться на низкоэнергетическом хвосте интенсивной линии L_2 -26.3, а положение L_3 линии совпадает с относительно интенсивным мультиплетом Оже линий $L_3M_3M_5$. При энергиях, соответствующих ожидаемому положению конверсионных ли-

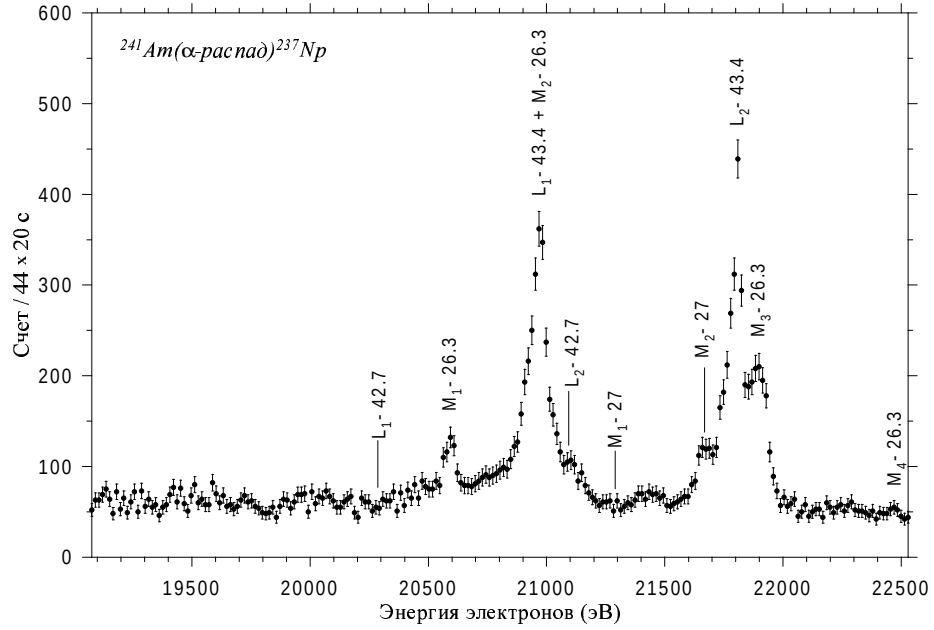


Рис. 11: Высокоэнергетическая часть спектра, показанного на рисунке 9

ний L_2 , M_1 и M_2 , при данном уровне набранной статистики не подтверждается существование искоемых линий.

Переход 33.2 кэВ Как видно из рис. 9, конверсионные $L_{1,2,3}$ линии данного перехода являются одними из наиболее интенсивных в измеренном спектре. Однако, определение относительных интенсивностей для этих линий затруднено влиянием "фоновый" Оже спектра, положение линий которого и их интенсивности неизвестны с достаточной точностью. Поэтому, нами были получены только значения энергий этих линий, из которых мы вычислили значение энергии перехода в 33192.5(25) эВ, что, в пределах погрешности, согласуется со значением 33196(1) eV [64].

Переход 42.7 кэВ В измеренном спектре для данного перехода наблюдается пик только в месте ожидаемой позиции конверсионной линии $L_2-42.7$. Как видно из рис. 11, на месте ожидаемого появления линии $L_1-42.7$ нет никаких признаков существования пика. Из экспериментального значения энергии линии $L_2-42.7$, получена энергия перехода 42704(5) эВ, которая со-

гласуется с величиной 42730(50) эВ [64].

Переход 43.4 кэВ Положение пиков, соответствующих конверсионным линиям L_1 - и L_2 -43.4, близко к положению конверсионных линий M_2 - и M_3 -26.3. На основании найденных энергий конверсионных линий, нами было получено значение энергии перехода в 43420(3) эВ, что согласуется с величиной 43423(10) эВ, из [64]. Полученные интенсивности линий L_1 - и L_2 -43.4 равны $L_1:L_2=9.3(11):17.4(6)$. Из данного отношения, с использованием программы [72], была получена оценка примеси мультипольности E2, $\Delta = 21.2(22)\%$. Величина примеси E2 мультипольности, полученная в предыдущих измерениях 13(2) [63], 17.6(19) [73], 11(4) [74], ниже полученного нами значения.

Переход 123 кэВ Как видно из рисунка 9, K конверсионная линия данного перехода является относительно слабой и кроме того находится на низко-энергетических хвостах линий Оже и переходов Костер-Кронига. Значение энергии, полученное в нашем эксперименте, 123052(7) эВ, не согласуется с принятым значением 123010(20) эВ [64].

Энергии L-Оже переходов Для наиболее интенсивных Оже линий нептуния $L_3M_4M_5(^1G_4)$, $L_3M_5M_5(^3F_4)$ и $L_2M_4M_5(^1G_4)$ нами были получены значения энергий 9994(5), 10186(5) и 13977(5) эВ, соответственно, которые хорошо согласуются с полуэмпирическими значениями 9988, 10185 и 13979 эВ, из [61].

2.3. Электростатические спектрометры ESA-50 и ESA-12.

Для повышения достоверности информации в рамках поставленной задачи исследования нами были использованы два электростатических спектрометра: (i) – ESA-50 [75], созданный в ОИЯИ (Дубна); (ii) – ESA-12 [76], установленный в ИЯФ ЧАН (Чехия). Оба этих прибора основаны на близких принципах, однако отличаются в конструктивных решениях. Такие отличия иногда позволяют устанавливать источники систематических ошибок при измерениях спектров одних и тех же источников.

2.3.1. Принципиальное устройство спектрометров

ESA-50 В этом спектрометре энергетический спектр электронов анализируется посредством двойного цилиндрического зеркала с предварительным замедлением электронов сферическим замедлителем (Рис. 12). Спектрометр предназначен для прецизионного анализа электронных спектров в области энергий 0.2 – 50 кэВ. Использование в качестве энергоанализатора двойного цилиндрического зеркала позволяет уменьшить вклад рассеянных высокоэнергетических и комптоновских электронов, а также электронов с неаксиальными траекториями. В качестве детектора электронов используется каналный электронный умножитель (КЭУ), расположенный во втором фокусе двойного цилиндрического зеркала. Принцип получения дифференциального электронного спектра заключается в том, что электроны, вылетающие из источника с энергией E_0 , замедляются до выбранной для анализа энергии E_a и через коническую щель попадают в цилиндрический анализатор. При этом энергия анализируемых электронов $E_a = E_0 + qU$, где $q=-1$ – заряд электрона, а U – разность потенциалов сферического замедлителя. В детектор попадают электроны с энергией E_a , определяемой напряжением u , заданным на цилиндрическом зеркале. Энергетическое разрешение двойного цилиндрического анализатора для спектрометра ESA-50 равно 3.5 %. Энергетический спектр сканируется изменением замедляющего

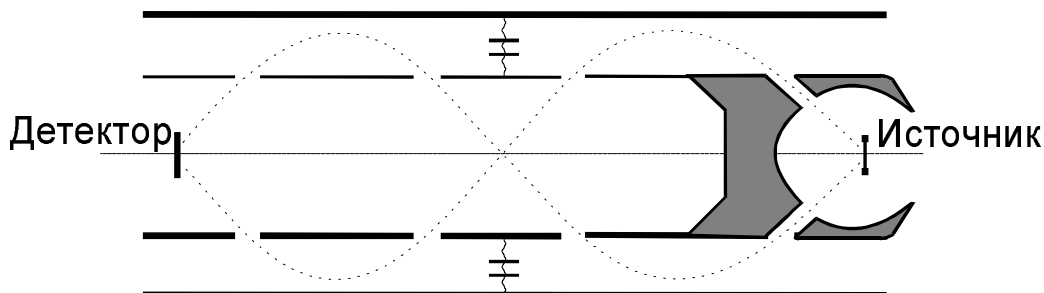


Рис. 12: Принципиальная схема спектрометра *ESA-50*.

напряжения, поэтому, энергия электронов, попадающих в детектор, остается постоянной и нет необходимости учитывать зависимость эффективности детектора от энергии электронов. Трансмиссия сферического замедлителя зависит от энергии электронов и была определена в этой работе. Система управления спектрометром полностью автоматизирована на основе персонального компьютера и блоков в стандарте КАМАК². Непрерывная откачка рабочей камеры спектрометра осуществляется турбомолекулярным ротационным насосом и масляным насосом (со специальным фильтром, уменьшающим проникновение паров масла внутрь спектрометра). Типичное значение вакуума во время измерения $\sim 10^{-10}$ атм.

ESA-12 Спектр электронов, как и на *ESA-50*, анализируется посредством двойного цилиндрического зеркала. Предварительное замедление электронов осуществляется специальной электростатической линзой (Рис. 13). Спектрометр позволяет анализировать электроны с энергией от 0 до 10 кэВ. Энергетическое разрешение анализатора спектрометра *ESA-12* составляет 1.1 %. Сканирование спектра электронов по энергиям осуществляется путем изме-

²П. Петев, В.М. Горожанкин, Ц.Д. Вылов, А. Ковалик, Е.А. Якушев. Новая система автоматизации электростатического β -спектрометра *ESA-50*. XLIX совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 1999, тезисы докладов, с. 172.

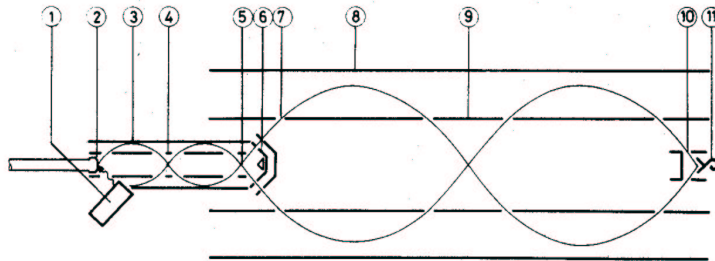


Рис. 13: Принципиальная схема спектрометра *ESA-12*. 1 - рентгеновская трубка, 2 и 5 - допустимое положение радиоактивного источника, 3 и 4 - внешний и внутренний цилиндр транспортной линзы, 6 - замедляющий электрод, 7 и 10 - изменяемые щели, 8 и 9 - внешний и внутренний цилиндр анализатора, 11 - детектор.

нения анализирующего напряжения, при этом $\Delta E/E = \text{const}$. Зависимость эффективности детектора от энергии электронов была экспериментально определена в этой работе. Система управления спектрометром основана на персональном компьютере и двух независимых микрокомпьютерных блоках. Для откачки рабочей камеры применяется насос орбитронного типа с титановыми абсорбаторами. Типичное значение вакуума во время измерения $\sim 10^{-10}$ атм.

2.3.2. Калибровка спектрометров.

Калибровка абсолютной энергетической шкалы спектрометров была выполнена с точностью 2 эВ при помощи конверсионных линий, испускаемых в результате ядерных переходов в ^{169}Tm (образуется в электронном захвате в ^{169}Yb , который был приготовлен идентичным методом как источники ^{241}Pu и ^{241}Am , раздел 2.4.1.): $K-63.12081(4)$ кэВ; M_1- , M_2- , M_3- , N_1- , N_3- $8.41008(21)$ кэВ; L_1- , L_2- , L_3- , M_1- , M_2- , M_3- $20.74378(10)$ кэВ [58] (рис. 14-18). Энергии связи электронов атомных (под)оболочек в тулии, из [66], были использованы для определения энергий калибровочных линий.

Дополнительные исследования были выполнены при помощи конверсион-

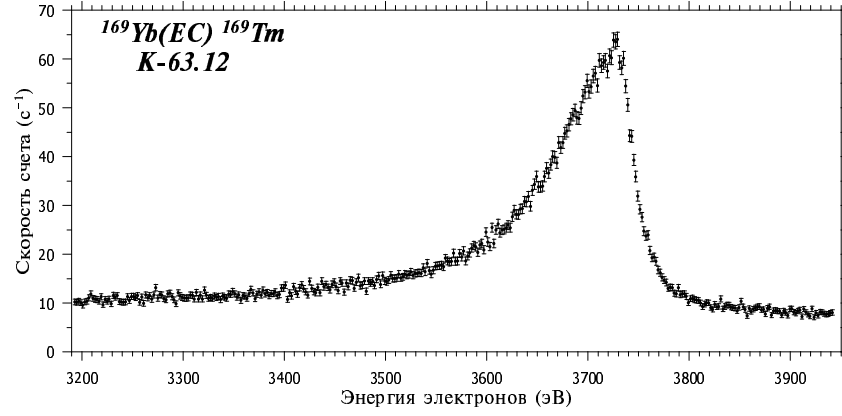


Рис. 14: K конверсионная линия ядерного перехода 63.1 кэВ в ^{169}Tm .

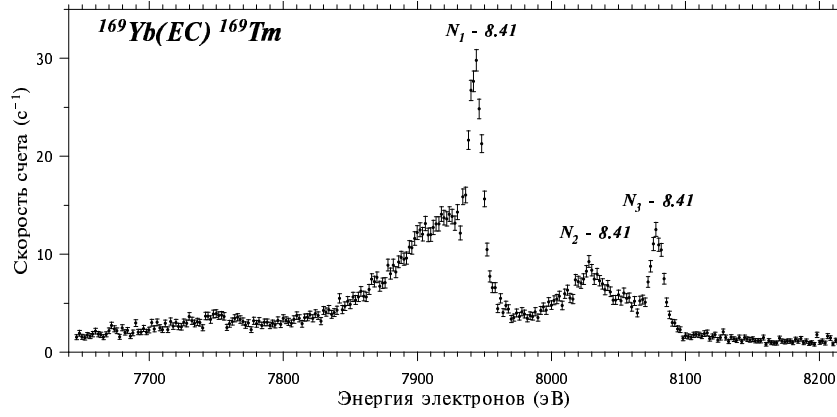


Рис. 15: N конверсионные линии ядерного перехода 8.4 кэВ в ^{169}Tm .

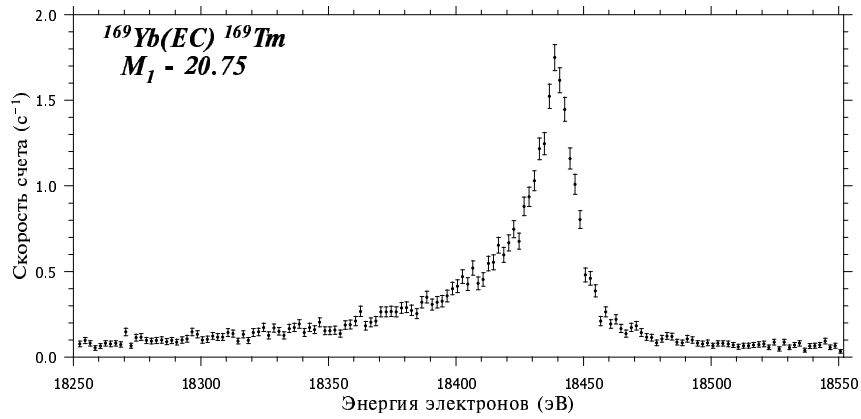


Рис. 16: M_1 конверсионная линия ядерного перехода 20.7 кэВ в ^{169}Tm .

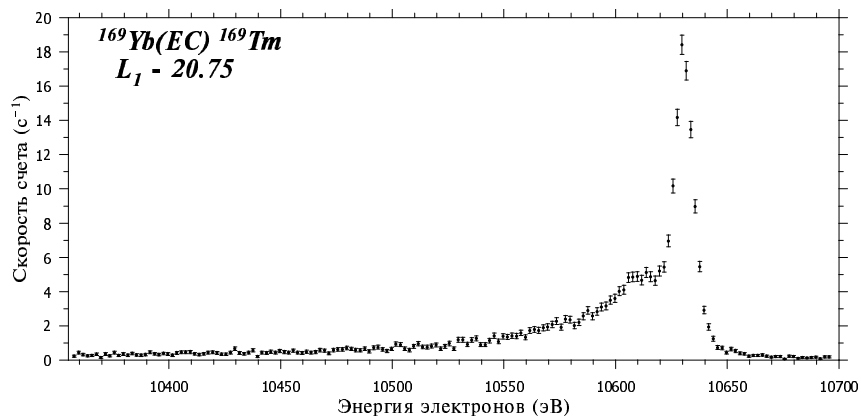


Рис. 17: L_1 конверсионная линия ядерного перехода 20.7 кэВ в ^{169}Tm .

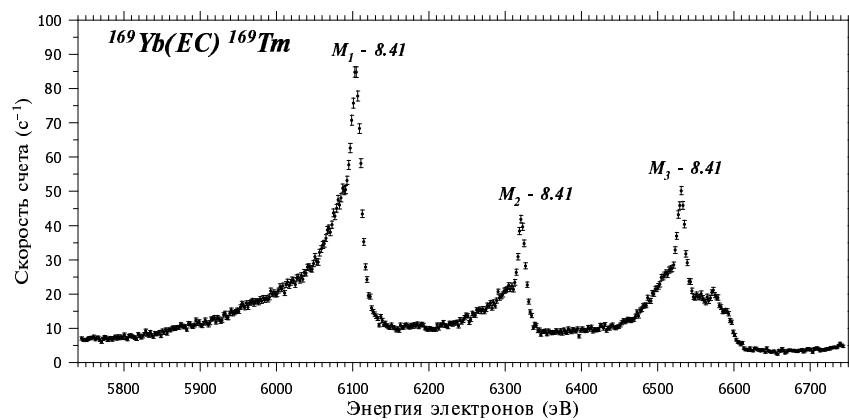


Рис. 18: M_{1-3} конверсионные линии ядерного перехода 8.4 кэВ в ^{169}Tm .

ной линии K-14.4 в $^{57}\text{Co}(\text{EC})^{57}\text{Fe}$ для проверки воспроизводимости энергий в измеряемом аппаратурном спектре и изучения влияния подложек источников. С этой целью нами были приготовлены несколько источников ^{57}Co , термическим испарением в вакууме на подложки из Al, C и Pt. Сдвиг в положении изучаемой конверсионной линии, измеренный на спектрометре ESA-50, с инструментальным разрешением 7 эВ, для источников на подложках из углерода и алюминия составил менее 1 эВ (рис. 19).

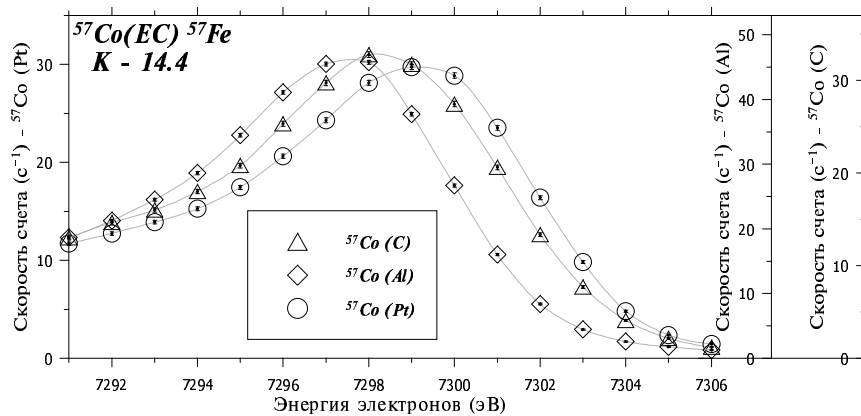


Рис. 19: Влияние подложки радиоактивного источника ^{57}Co на положение конверсионной линии K-14.4 в ^{57}Fe .

В ходе измерений стабильность энергетической шкалы контролировалась путем измерения вышеуказанной линии K-14.4, а также измерениями Оже и конверсионных линий других изотопов, измеряемых в рамках исследований, не имеющих отношения к решению нашей задачи.

2.3.3. Контроль калибровки спектрометра ESA-50.

Дополнительной проверкой калибровки спектрометра в измерениях β^- -спектра ^{241}Pu служило прямое наблюдение $L_{1,2}$ -конверсионных линий ядерного перехода 43 кэВ в ^{237}Np , возникающего при α -распаде дочернего ^{241}Am . Положение максимумов линий, с учетом того, что шаг измерений был 30 эВ, находится в согласии с измерениями, выполненными нами для моноизотопного источника ^{241}Am , при инструментальном разрешении 20 эВ и с более мелкой сеткой сканирования (таблица 5). Такая проверка показала отсут-

Таблица 5: Положение конверсионных линий L_1 и L_2 перехода 43.4 кэВ, возникающего в α -распаде ^{241}Am , в спектре, полученном при измерениях ^{241}Pu и отдельных измерениях ^{241}Am .

Линия	Спектр ^{241}Pu	Спектр ^{241}Am
L_1 -43.4	20980(30) эВ	20991.9(3.4) эВ
L_2 -43.4	21790(30) эВ	21816.7(3.1) эВ

ствие энергетического смещения, возникающего за счет источника, например, из-за накопления поверхностного заряда.

2.3.4. Зависимость трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергий электронов при разрешении 7 эВ.

Для построения зависимости трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергии регистрируемых электронов были использованы дискретные линии конверсионных электронов γ -переходов с энергиями 8.4, 20.7 и 63 кэВ, испускаемых в распаде ^{169}Yb .

К сожалению экспериментальные сведения об интенсивностях конверсионных линий этих переходов отсутствуют, либо не удовлетворяют необходимой точности. В сложившейся ситуации, для получения этих данных мы воспользовались сведениями об интенсивностях и мультипольностях γ -переходов сбалансированной схемы распада ^{169}Yb [77] (табл. 6) и расчетными значениями коэффициентов внутренней конверсии (КВК). Проведя анализ расчетных значений КВК [59, 78, 79, 80] (табл. 7) при помощи созданной нами программы [81], мы пришли к выводу, что относительные расхождения для большинства табличных значений не превышают 5%. Исходя из этого, мы воспользовались для расчета относительных интенсивностей линий вышеперечисленных переходов данными [59], взяв величину 5% в качестве систематической погрешности для них.

Аппаратурные спектры электронов ^{169}Yb (рис. 14, 15, 18 16, 17) были измерены с использованием двух радиоактивных источников активностью ~ 5.2 МБк. Источники были приготовлены термическим испарением в ва-

Таблица 6: Данные по переходам 8.41, 20.75 и 63.12 кэВ в ^{169}Yb .

Энергия перехода, кэВ	I_γ относительные единицы	Мультипольность	δ
8.41	0.93	M1+E2	0.033
20.75	0.53	M1+E2	0.029
63.12	123.5	E1	—

кууме, из препарата высокой удельной активности, на подложку из Al (диаметром 8 мм). Полученные сведения о интенсивностях и энергетическом положении измеренных линий приведены в таблице 8.

Поделив полученные экспериментальные интенсивности линий на соответствующие расчетные мы смогли определить трансмиссию для замедляющего напряжения, соответствующего положению конверсионных линий.

$$k[i] = \frac{I_i^{exp}}{I_i^{calc}} \quad (2.3.1)$$

Значения коэффициентов $k[i]$, как для первого, так и для второго источника, приведены в таблице 9.

Для получения таких коэффициентов для любого замедляющего напряжения в исследуемой области, была проведена интерполяция полученных значений методом наименьших квадратов. В оптике электростатических анализаторов предполагается, что зависимость трансмиссии от энергии подчиняется закону :

$$k[u] = a + \frac{b}{u} \quad (2.3.2)$$

Была проведена минимизация χ^2 - распределения в зависимости от параметров **a** и **b**

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left(a + \frac{b}{u_i} - k[u_i] \right)^2 \quad (2.3.3)$$

Коэффициенты **a** и **b** могут быть получены аналитически:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\sum_{k=1}^M k[u_k] w_k}{\sum_{k=1}^M w_k} - \frac{\sum_{k=1}^M w_k / u_k}{\sum_{k=1}^M w_k} \cdot b \\ b &= \frac{\sum_{k=1}^M k[u_k] w_k \left(1/u_k - \sum_{n=1}^M (w_n / u_n) / \sum_{n=1}^M w_n \right)}{\sum_{k=1}^M w_k \left(1/u_k - \sum_{n=1}^M (w_n / u_n) / \sum_{n=1}^M w_n \right)} \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

Таблица 7: Коэффициенты внутренней конверсии.

Линия	Мультипольность	α_i из [59]	α_i из [79]	α_i из [78]	α_i из [80]
K-63	E1	0.87	0.90		
M ₁ -8.4	M1	116.7	123.1	121.1	124.9
M ₁ -8.4	E2	388.9	396.6	393.4	400.1
M ₂ -8.4	M1	12.16	12.46	12.42	12.73
M ₂ -8.4	E2	28351	29267	28908	29444
M ₃ -8.4	M1	1.972	2.019	1.977	2.023
M ₃ -8.4	E2	41635	42780	41867	42919
N ₁ -8.4	M1	27.49	29.90		30.35
N ₁ -8.4	E2	87.45	91.80		92.76
N ₂ -8.4	M1	2.747	2.904		2.970
N ₂ -8.4	E2	6404	6819		6866
L ₁ -20.7	M1	35.89	37.61	37.14	
L ₁ -20.7	E2	22.45	22.45	21.78	
M ₁ -20.7	M1	7.957	8.328	8.170	
M ₁ -20.7	M1	4.041	4.051	3.918	

Результаты фитирования представлены на рис. 20. Как видим, предположение о поведении трансмиссии вида (2.3.2) подтвердилось. Полученный результат³ позволяет определять относительные интенсивности электронов на большом энергетическом интервале, измеряемом спектрометром ESA-50.

³Опубликован в: V.M. Gorozhankin, V.G. Kalinnikov, A. Kovalík, A.A. Solnyshkin, A.F. Novgorodov, N.A. Lebedev, N.Yu. Kotovskij, E.A. Yakushev, M.A. Mahmoud and Ryšavý. The problem of the anomaly in the ¹⁵⁸Er beta decay solved. J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 22 (1996) 377-386

Таблица 8: Расчетные интенсивности (I_e^{calc}) и экспериментально измеренные площади (S_e^{exp}) конверсионных линий. Данные для источников 1 и 2 не нормированы относительно друг друга.

Энергия перех., кэВ	Линия	Энергия ЭВК, эВ	S_e^{exp} измер. ист. 1	S_e^{exp} измер. ист. 2	I_e^{calc}
63.12	K	3731	201(4)	203(5)	112.6
8.41	M ₁	6103	127(4)	130(4)	116.4
8.41	M ₂	6320	46(2)	44(3)	41.6
8.41	M ₃	6526	49(3)	49(3)	45.3
8.41	N ₁	7938	26(3)	25(3)	28.28
8.41	N ₂	8073	8(1)	8(1)	9.70
20.74	L ₁	10628	11.8(10)	11.7(10)	10.42
20.74	M ₁	18437	1.4(1)	1.4(1)	4.57

2.3.5. Зависимости трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергии электронов при разрешении 65 эВ.

Основные измерения изучаемых спектров ^{241}Pu были выполнены на спектрометре ESA-50 с инструментальным разрешением 65 эВ. В этом случае, на цилиндрическом анализаторе разность потенциалов составляет 1005 В, что может приводить к провисанию электрического поля через щели, соединяющие цилиндрический анализатор и сферический замедлитель, что повлечет изменение поведения трансмиссии сферического замедлителя. Надо сказать, что методика, примененная для определения такой зависимости для разрешения 7 эВ, не подходит для разрешения 65 эВ, т.к. в этом случае изучение конверсионных линий низких энергий не представляется возможным, из-за перекрытия линий в спектре. Для получения зависимости от энергии трансмиссии спектрометра при разрешении 65 эВ мы использовали уже известное поведение трансмиссии для энергий электронов больших 3.7 кэВ при разрешении 7 эВ. Идея заключается в сравнении экспериментального спектра ^{241}Pu , полученного при разрешении 65 эВ, со спектром, полученным при

Таблица 9: Значения коэффициентов $k[i] = \frac{S_e^{exp}}{I_{calc}^*}$ для линий ЭВК в ^{169}Tm , а также ошибки в их определении.

Энергия перех., кэВ	Линия	Энергия ЭВК, эВ	Замед. напряж., В	$\frac{S_e^{exp}}{I_{calc}^*}$	$\Delta \frac{S_e^{exp}}{I_{calc}^*}$	$\frac{S_e^{exp}}{I_{calc}^*}$	$\Delta \frac{S_e^{exp}}{I_{calc}^*}$
				источник 1		источник 2	
63.12	K	3731	3540	1.44	0.07	1.45	0.02
8.41	M ₁	6103	5912	0.88	0.05	0.89	0.02
8.41	M ₂	6320	6129	0.88	0.05	0.85	0.04
8.41	M ₃	6526	6335	0.88	0.05	0.87	0.04
8.41	N ₁	7938	7747	0.73	0.04	0.71	0.05
8.41	N ₂	8073	7892	0.62	0.07	0.60	0.10
20.74	L ₁	10628	10437	0.49	0.04	0.48	0.03
20.74	M ₁	18437	18246	0.26	0.06	0.26	0.07

разрешении 7 эВ, и скорректированным с учетом известного, для этого случая, поведения трансмиссии спектрометра. Важно заметить, что при таком анализе теоретическая форма β^- -спектра ^{241}Pu не учитывается, а следовательно искомое поведение трансмиссии от неё зависеть не будет. Результат такого сравнения представлен на рисунке 21.

Отклонение в поведении трансмиссии, от поведения (2.3.2), по всей видимости связано с наличием у такой зависимости постоянной компоненты от энергии, для данного приборного разрешения, но увеличивающейся при увеличении разрешения, и имеющей природу в провисании поля между анализатором и замедлителем.

2.3.6. Эффективность регистрации КЭУ на ESA-12.

Спектрометр ESA-12 требует учета зависимости эффективности регистрации различных по энергиям анализируемых электронов канальным умножителем. Для получения детальной информации о такой зависимости нами был изучен непрерывный β^- -спектр ^{63}Ni от источника, полученного вакуумным термическим напылением в ЛЯП ОИЯИ. Искомая зависимость была

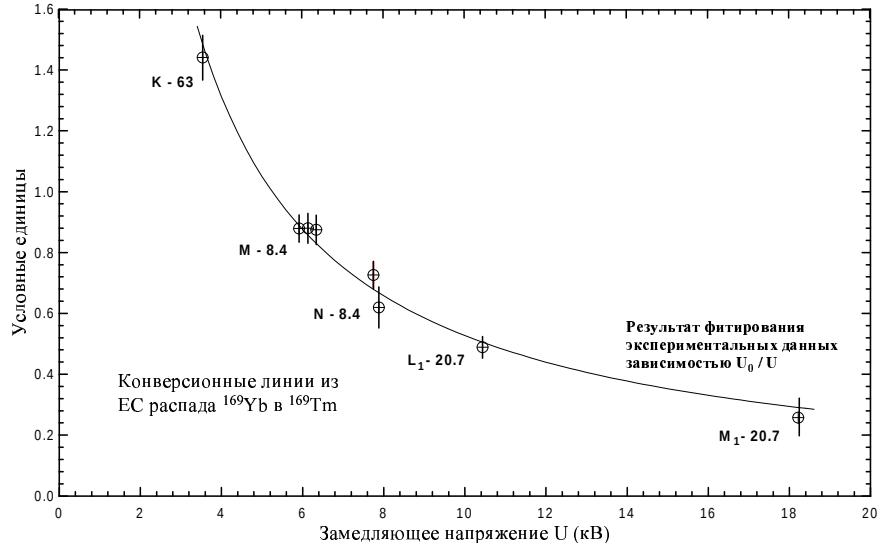


Рис. 20: Зависимость трансмиссии спектрометра *ESA-50*, от напряжения на замедлителе, при постоянном напряжении анализа, равном 100 В (инструментальное разрешение 7 эВ).

определена из сравнения экспериментального спектра со спектром полученным путем Монте-Карло (MC) симуляций измеряемого источника. Нами было обнаружено, что в энергетическом регионе 3.5–8.3 кэВ, кривая эффективности может быть записана как линейно убывающая функция от $\ln E$ (рис. 22)⁴.

$$\eta = p - q \ln E \quad (2.3.5)$$

где E – кинетическая энергия электронов в эВ. Коэффициенты p и q были определены с ошибкой 0.7% и 0.9%, соответственно. Величины p и q сильно скоррелированы, поэтому отношение $q/p = -0.0885 \pm 0.013$, определяющее значение η , имеет ошибку 1.5%. Несколько дополнительных точек, подтверждающих (2.3.5), было получено из измерений конверсионных линий К-63 и L-21.7 из распада ^{169}Yb и К-14.4 из распада ^{57}Co , по методике, описанной при установлении зависимости трансмиссии от энергии, для спектрометра

⁴O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, A.F. Novgorodov, N. Dragounová and J. Řízek. Search for an admixture of heavy neutrinos in the β -decay of ^{241}Pu . J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1839-1858

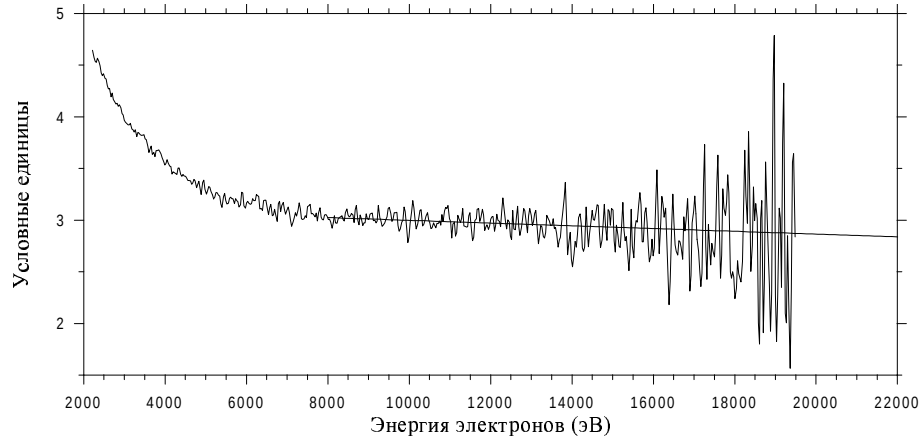


Рис. 21: Изменение трансмиссии спектрометра в зависимости от энергии анализируемых электронов для разрешения спектрометра 65 эВ.

ESA-50. Кроме того, были изучены низкоэнергетические хвосты вышеуказанных конверсионных линий из эксперимента в сравнении с полученными МС симуляциями для реальных источников. Заметим, что если нейтрино с массой, соответствующей изучаемому региону β -спектра ^{241}Pu существует, то оно конечно будет влиять на форму β -спектра ^{63}Ni , однако, благодаря разнице в граничных энергиях, отклонение в изучаемом регионе будет меньше 10^{-4} для 1% примеси тяжелого нейтрино.

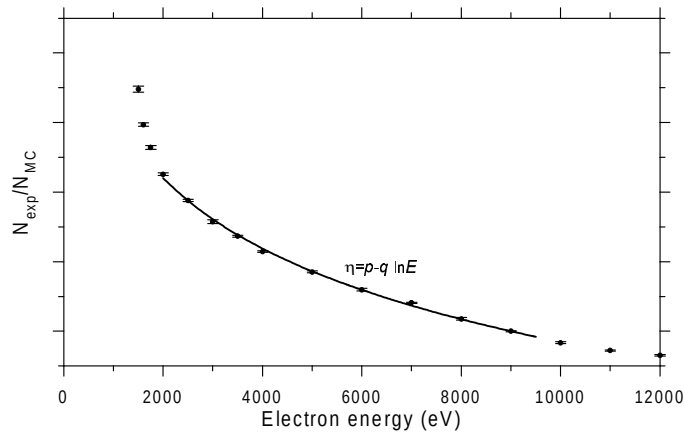


Рис. 22: Изменение эффективности КЭУ спектрометра ESA-12 в зависимости от энергии анализируемых электронов.

2.3.7. Измерения фона спектрометра ESA-50.

Было выполнено 4 цикла измерения фона без источника, при тех же условиях, как для измерения спектра ^{241}Pu . Общее время набора статистики составило 465 секунд на канал. В сумме по всем 653 каналам было зафиксировано 4961 импульс. Вид полученного фона представлен на рис. 23. Полученное среднее значение фона составило 0.0163(2) импульса за одну секунду. Это значение хорошо согласуется со значениями фона, полученного из анализа спектра электронов ^{241}Pu , для энергий 21.6–21.8 кэВ : 0.019(2).

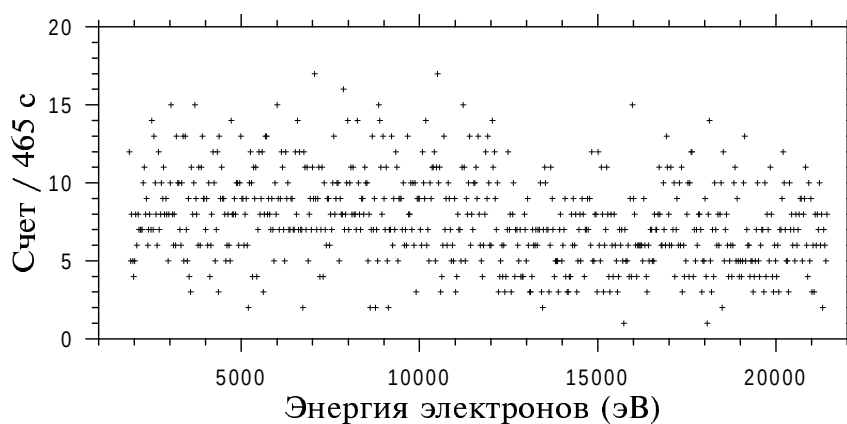


Рис. 23: Спектр фона, полученный на спектрометре ESA-50.

2.3.8. Измерения фона спектрометра ESA-12.

Исследования фона проводились в течении всего эксперимента. Причиной такого внимания к фону была проверка того, что активность не покидает источник и что собственный фон КЭУ не изменяется с течением времени.

Было проведено три больших серии измерений фона спектрометра, каждая продолжительностью несколько дней. Измерения проводились без источника внутри спектрометра и с заземленными электродами. На рисунке 24 представлено поведение суммарной скорости счета по всем каналам для фоновых измерений. Из данного рисунка видно, что изменения суммарной скорости счета за более чем три года измерений не превышают 3 процента (около 2% если брать среднее по отдельным сериям), что свидетельствует о

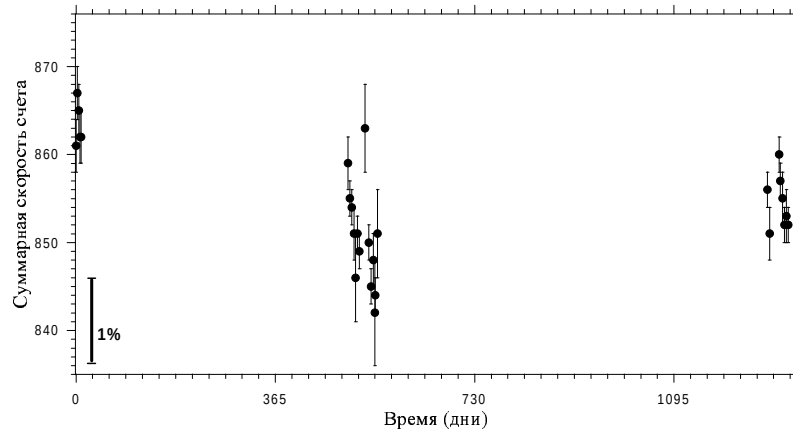


Рис. 24: Изменение фона спектрометра *ESA-12* с течением времени.

высокой стабильности работы канального умножителя и всей электроники. Спад скорости счета на величину $\sim 2\%$ во второй серии измерений по всей видимости связан с изменением (улучшением) вакуума внутри спектрометра, т.к. до начала этих измерений спектрометр более недели находился при атмосферном давлении. "Выпадение" одного из измерений из общей зависимости, в этой серии, произошло после кратковременной остановки работы спектрометра. Причиной такого поведения может являться немгновенное восстановление рабочих характеристик КЭУ при его повторном включении.

Нужно также заметить, что анализ поведения фона также не выявил какой либо периодичности или резких изменений в более коротких временных интервалах (несколько часов). Среднее значение фона без источника составило $0.446(4) \text{ с}^{-1}$.

Дополнительно, нами были выполнены измерения фона в случае, когда радиоактивный источник находился внутри спектрометра, а все электроды были заземлены. Мы наблюдали увеличение фона, которое составило $0.050(1) \text{ с}^{-1}$ на 1 МБк ^{241}Pu и $0.083(8) \text{ с}^{-1}$ на 100 кБк ^{241}Am . Принимая во внимание, что КЭУ чрезвычайно слабо чувствителен к γ -лучам, можно прийти к заключению, что увеличение фона связано с рассеянными внутри спектрометра электронами.

2.4. Радиоактивные источники, учет влияния рассеяний на β -спектр.

2.4.1. Приготовление источников.

Исследование электронов с энергиями в несколько кэВ накладывает определенные критерии на качество используемых в измерениях радиоактивных источников. Основными критериями качества источника в данном случае являются следующие:

- Активность источника должна быть достаточной для набора необходимой для анализа статистики за разумное время.
- Малая толщина (по сравнению с средним значением длины пробега между неупругими рассеяниями электронов в веществе источника), для уменьшения влияния потерь энергии в источнике на форму измеряемого спектра.
- Однородность источника, для корректного учета функции потерь.
- Уменьшение влияния подложки.
- Чистота источника, по отношению к примеси других изотопов.
- Стабильность источника в вакууме и на воздухе, которая означает, что активность не должна выходить из источника или диффундировать в подложку.

Материал, который использовался для приготовления источника для измерений β -спектра ^{241}Pu , содержал примесь других изотопов плутония. Отношение активностей $^{239,240,242,244}\text{Pu}$ к ^{241}Pu составляло менее $3 \cdot 10^{-6}$ и поэтому не могло приводить к заметному изменению формы изучаемого нами β^- -спектра в пределах планируемой погрешности.

Имеющаяся активность ^{241}Pu очищалась от дочернего ^{241}Am и концентрировалась на колонке (40×2 мм), заполненной анионообменной смолой Aminex A-27. Плутониевая фракция была элюирована с 2 М HCl в пяти каплях, которые были помещены на тефлоновую подложку и высушены. Сухой остаток был растворен в 40 мкл раствора 0.1 Н Na_2SO_4 и 0.01 Н H_2SO_4 и

перенесен на танталовую лодочку, предварительно отожженную в вакууме 10^{-8} атм., при температуре 1500°C . Источники ^{241}Pu были приготовлены термическим (1800°C) испарением в вакууме ($\sim 10^{-8}$ атм.) на вращающиеся (2000 оборотов/с) подложки в виде дисков, диаметром 8 мм. Предварительно, подложки очищались под воздействием ультразвука в спирте. Для проведения исследований нами были приготовлены несколько источников ^{241}Pu различной толщины активного слоя. Основной целью этого была минимизация ошибок при учете рассеяний в веществе источников.

Для корректного учета спектра дочернего ^{241}Am ($T_{1/2} = 433$ года), был приготовлен радиоактивный источник, параметры которого (толщина, подложка, распределение по подложке) были близкими к источникам ^{241}Pu .

Данные по всем приготовленным источникам представлены в таблице 10. Информация о активности источников была получена на основании α - и γ -спектроскопии их спектров.

Таблица 10: *Информация о источниках, использовавшихся для измерений.*

Название	Источник, Подложка		Дата приг.	Нач. активность и колич. атомов	
Pu(1)	^{241}Pu	C ¹⁾	27.08.93	6.5(2) МБк	$4.2 \cdot 10^{15}$
Pu(2)	^{241}Pu	Al	27.08.93	1.9(2) МБк	$1.2 \cdot 10^{15}$
Pu(3)	^{241}Pu	C ²⁾	22.05.96	2.8(2) МБк	$1.8 \cdot 10^{15}$
Am	^{241}Am	C ²⁾		99(3) кБк	$1.9 \cdot 10^{15}$

1) – шероховатая поверхность подложки.

2) – пиролитический углерод, поверхность гладкая на молекулярном уровне (проверено на электронном микроскопе).

2.4.2. α - и γ - спектрометрия.

До основных исследований, мы провели исследования источников, приготовленных для электронной спектроскопии, при помощи α - и γ - полупроводниковой спектрометрии. Спектр γ -лучей был получен на ENERTEC Shlumberger HpGe детекторе с чувствительным объемом 97.5 см^3 и с разрешением 1.3 кэВ для энергии 122 кэВ. Абсолютная эффективность регистрации

γ -излучения в фиксированной геометрии (расстояние между криостатом детектора и источником 70 мм) была установлена в измерениях калибровочных источников ^{241}Am , ^{133}Ba и ^{154}Eu .

Для определения абсолютной активности, приготовленных нами для исследований радиоактивных источников ^{241}Pu и ^{241}Am , мы измерили интенсивность γ -лучей, возникающих при α -распаде данных изотопов. Известно, что на один акт распада ^{241}Am и ^{241}Pu приходится вылет $0.359(4)$ и $1.85(2) \cdot 10^{-6}$ γ -квантов с энергий 59.6 и 148.6 кэВ, соответственно [82, 83]. Измеряя интенсивность γ -линии 59.6 кэВ получили количество атомов ^{241}Am в обоих источниках. Количество атомов ^{241}Pu было получено как из интенсивности дочернего ^{241}Am , так и из интенсивности линии 148.6 кэВ, указанной выше. Оба результата согласовались в пределах 4%.

Топография распределения ^{241}Pu на круглом источнике диаметром 8 мм была исследована специальными измерениями γ -линии 59.6 кэВ. Коллиматор, представляющий собой отверстие диаметром 1 мм, просверленное в пластинке толщиной 8 мм, передвигался с шагом 1 мм по диаметру источника. Полученные результаты подтвердили круговую симметрию распределения активности на поверхности, что и ожидалось из вращения подложки при термическом напылении на нее ^{241}Pu . В радиальном направлении количество активности уменьшалось с расстоянием от центра. Интенсивность на периферии источника составляла около 80%, от интенсивности в центре.

В качестве независимого исследования однородности источников ^{241}Pu и ^{241}Am мы провели измерения их α -спектров. В отсутствии в распаде ^{241}Pu дискретных излучений такое тестирование особенно полезно. Для таких исследований был использован $\text{Si}(\text{Li})$ детектор площадью 12 мм^2 и толщиной 100 мкм. Величина ширины α -линии 5486 кэВ ^{241}Am на полувысоте служила для оценки качества источника. Для полученных нами, испарением в вакууме, источников она составила 12 кэВ, в то время как для калибровочных источников, полученных "жидкостной химией", было получено значение 14–15 кэВ.

Начальная активности источников ^{241}Pu и источника ^{241}Am были (смотри Табл. 10) распределены на поверхности площадью 50 мм^2 . Оценки для

средних толщин радиоактивных слоев дали 1.7 нм (3.4 мкг/см²), 0.49 нм (0.96 мкг/см²), 0.74 нм (1.4 мкг/см²) и 1.3 нм (1.5 мкг/см²) для источников Pu(1), Pu(2), Pu(3) и Am (таблица 10), соответственно. Необходимо отметить, что длина среднего пробега между неупругими столкновениями в твердом теле, для электронов с энергиями 0.1–10 кэВ, находится в интервале 1.5–5 нм.

Относительные интенсивности γ -лучей с энергией 59.9 кэВ и 148.6 кэВ, измеряемые по ходу эксперимента, позволили нам контролировать соответствие изменения количества атомов ^{241}Am и ^{241}Pu их периодам полураспада. В течении более трех лет проведения эксперимента, получаемые интенсивности согласовывались с кривой распада со стандартным отклонением 1.3%. Нами не было получено указаний о том, что часть ^{241}Pu или ^{241}Am покинула источник.

Изучение α -спектра наших источников дало нам дополнительную возможность для поиска радиоактивных примесей в нашем источнике. Кроме ожидаемых α -линий ^{241}Pu и ^{241}Am , мы также наблюдали линию с энергией 5186 кэВ, соответствующую распаду ^{240}Pu ($T_{1/2} = 6563$ лет). Отношение активностей $^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}$ составляло $2.5 \cdot 10^{-6}$. Принимая во внимание схему распада $^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{236}\text{U}$ мы пришли к заключению, что Оже и Костер-Кронига электроны из распада ^{240}Pu имеют интенсивность не оказывающую заметного влияния на форму изучаемого β^- -спектра ^{241}Pu .

2.4.3. Рассеяния и энергетические потери.

Для описания рассеяния электронов в изучаемых радиоактивных источниках было использовано MC моделирование индивидуальных упругих и неупругих столкновений. Эта модель известна как одно из основных приближений, описывающих экспериментальную ситуацию с хорошей точностью [84], в особенности для энергий от ~ 0.1 до ~ 10 кэВ. В этом энергетическом интервале широко используемые MC симуляции, основанные на так называемом "condensed history" приближении (GEANT, EGS4, ETRAN), являются существенно менее точными.

В настоящих вычислениях, упругие столкновения описывались с помо-

щью релятивистских полных и дифференциальных электрон-атомных сечений упругого рассеяния, представленных в таблицах Рилея (Riley et al.) [85]. Для малых углов рассеяния мы определили четыре дополнительных сечения для углов 0.1° , 0.2° , 0.3° и 0.4° . Такие величины были получены путем интерполирования величин из Рилея для углов в 0° и 0.5° с использованием функциональной зависимости, как в Резерфордской формуле:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Theta} \propto \frac{1}{(1 - \cos \Theta + \xi)^2} \quad (2.4.1)$$

Параметр экранировки, ξ , был определен из отношения величин $\frac{d\sigma_{el}}{d\Theta}$ [85] для 0° и 0.5° . Полное сечение упругого рассеяния, σ_{el} , определяется из свободного пробега между упругими столкновениями, $\lambda_{el} = (N\sigma)^{-1}$, где N – число рассеивающих центров на единицу объема.

Распределение потери энергии W в неупругих столкновениях было определено из дифференциальных сечений неупругих рассеяний (величина обратная длине свободного пробега для неупругих столкновений (DIMFP)) $\frac{d(1/\lambda_{in})}{dW}$. Значения таких величин обычно доступны только для энергетических потерь до 100 эВ. Мы использовали предположение [86] о поведении этой зависимости как $1/W^2$ для экстраполяции к большим энергиям. Условие для получения реалистичных результатов можно записать как:

$$W_{av} = S\lambda_{in}, \quad (2.4.2)$$

где W_{av} и S – значения энергетических потерь и замедляющей способности, соответственно. Принимая S и λ_{in} из литературы, условие 2.4.2 можно выполнить выбором точки, в которой происходит сшивание $1/W^2$ и DIMFP функции [86]. Угловое распределение для неупруго рассеянных электронов было взято в виде [87]:

$$\frac{d\sigma}{d\Theta_{in}} \propto \frac{1}{(\Theta_{in}^2 + \Theta_E^2)} \quad (2.4.3)$$

где $\Theta_E = W/2E$, E – энергия до столкновения.

Необходимые данные, описывающие рассеяния электронов в плутонии, до настоящего времени в литературе не публиковались. Поэтому, мы определили их, основываясь на определенных экстраполяциях и аналогиях, из данных для урана [85, 88, 89].

Для контроля статистической корректности наших МС симуляций мы детально протестировали несколько наших вычислений для 10^8 частиц. Моделировались как электроны, выпускаемые в узком угловом интервале, так и электроны, испущенные в половине полного телесного угла. Энергетическое окно выбиралось от 2 до 100 эВ. Каких-либо нерегулярностей в сериях последовательных симуляций, впрочем как и для первой производной полученных спектров, не наблюдалось. МС симуляции были выполнены на персональном компьютере. Типичное количество просимулированных электронных траекторий для каждого рассматриваемого случая составило 10^8 .

Для одного из случаев нами были проведены сравнения наших результатов с полученными при помощи программы LEEPS [90], основанной на детально разработанной физической модели. Результаты проведенного Д. Лилекистом (D. Liljequist) расчета энергетического распределения для электронов с энергией 3.7 кэВ, изотропно испущенных с поверхности алюминиевой подложки, оказались в хорошем согласии с полученными нами.

2.4.4. МС симуляции β -спектров.

Используя приближения, описанные в предыдущем разделе, нами были выполнены вычисления эффекта влияния рассеяния электронов в используемых нами источниках на форму их β -спектра. Начальное энергетическое распределение выпускаемых электронов определялось из уравнения (1.4.1), в котором величина примеси тяжелого нейтрино a была приравнена нулю.

Мы предполагали следующие исходные параметры для каждого конкретного источника ^{241}Pu (смотри Рис.25): бесконечно толстая подложка (Al или C), плоско-параллельный слой ^{241}Pu и сверху углеродные соединения толщиной 3 нм⁵. Подложки для использованных в этой работе источников имели толщины не менее 100 мкм, в то время как для электронов с энергией 20 кэВ в Al и C средний пробег составляет менее 5 мкм, что делает наше предположение о бесконечно толстой подложке обоснованным.

В ходе МС симуляций учитывались упругие и неупругие рассеяния электронов во всех трех зонах источников. Покидающие поверхность источников электроны сортировались по принадлежности к одному из десяти равных

⁵ Данное значение получено в результате многочисленных сопоставлений МС и экспериментальных спектров различных радиоактивных источников, измеренных на спектрометре ESA-12.

интервалов телесного угла. Для сравнения с данными из эксперимента, мы выбрали интервал $0.7 < \cos \Theta < 0.8$, где Θ – угол между направлением вылета электрона и нормалью к поверхности источника. Такое значение угла соответствует диаграмме вылета электронов, регистрируемых используемыми спектрометрами.

Загрязняющие поверхность углеродные соединения - 3 нм
^{241}Pu - 1.7 нм
Подложка из углерода

Рис. 25: Схематическая модель источника ^{241}Pu .

соответствует идеальному источнику нулевой толщины, без подложки и каких либо загрязняющих слоев. Роль различных частей реального источника ^{241}Pu на изменение формы его β -спектра демонстрируется на рисунке 26⁶.

Для оценки влияния эффекта, связанного с ненулевой примесью тяжелого нейтрино, на полученное отношение N_{MC}/N_{th} , были выполнены дополнительные вычисления. Из предположения о 1% примеси нейтрино с массой 17 кэВ/ c^2 (это значительно больше найденного ранее предела для нейтрино с такой массой) мы повторили описанные выше вычисления N_{MC}/N_{th} . Было установлено, что относительные изменения N_{MC}/N_{th} по сравнению с полученным для нулевой примеси составили менее 0.05% в регионе 3-9 кэВ, где влияние на форму спектра примеси нейтрино с указанной выше массой должно быть наиболее велико. Аналогично, относительные изменения в интервале стандартных отклонений для известного значения граничной энергии 20.82(20) кэВ [82, 4], составили только $\pm 0.06\%$.

2.4.5. Достоверность МС симуляций.

Для проверки применимости, для изучаемых нами реальных источников, описанного выше метода по вычислению рассеяний (упругих и неупругих) в веществе источников, особенно в области энергий ниже 10 кэВ, мы расшири-

⁶Этот результат нами опубликован в: O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, A.F. Novgorodov, N. Dragounová and J. Řízek. Search for an admixture of heavy neutrinos in the β -decay of ^{241}Pu . J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1839-1858

Результирующий эффект, связанный с влиянием рассеяний электронов на форму β -спектров, задается выражением $N_{MC}(E)/N_{th}(E)$, где N_{MC} описывает форму β -спектра, полученную с учетом рассеяний в реальном источнике и N_{th} дается выражением (1.4.1) для $a = 0$, что

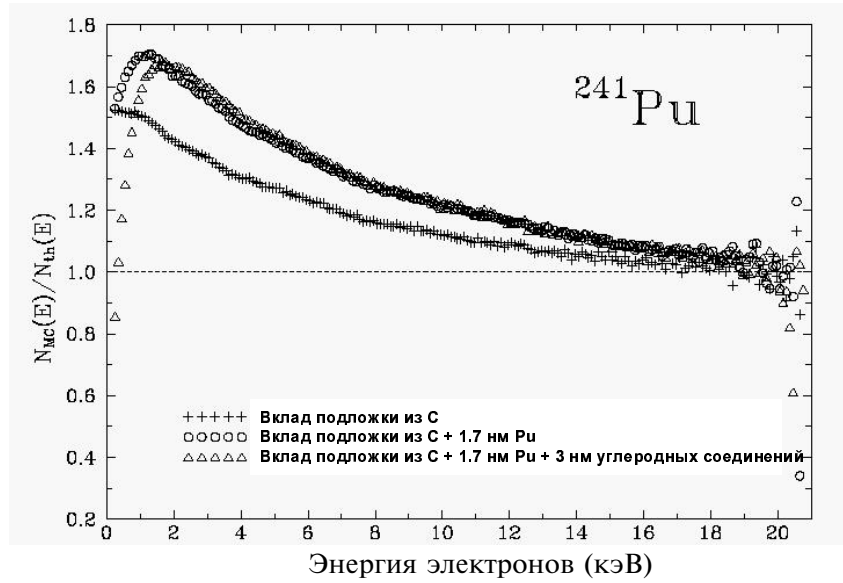


Рис. 26: Отношение смоделированных β -спектров для источника 1 ^{241}Pu , к идеальной форме β -спектра, задающейся уравнением (1.4.1). Демонстрируется влияние подложки источника, радиоактивного слоя и загрязняющего слоя углеродных соединений. Спектры соответствуют геометрии электростатического спектрометра ESA-12, в котором регистрируются электроны, вылетающие из источника под углом 41° к нормали его поверхности.

ли наши исследования спектров ^{241}Pu с двумя дополнительными источниками. Эти источники отличались от источника 1 количеством радиоактивных атомов, а также типом подложки (Al вместо C) или в шероховатости поверхности подложки источника. Спектры дополнительных источников измерялись на спектрометре ESA-12 аналогичным образом, как и источник 1. Для МС симуляций мы приняли прежнюю модель источника (гладкая подложка, равномерный слой ^{241}Pu , соответствующий его активности, и 3 нм углеродных соединений на поверхности). Мы также взяли прежний угловой интервал для вылетающих β -частиц.

Нами было выполнено сравнение отношений экспериментальных спектров, полученных для разных источников, с отношением спектров полученных МС моделированием для следующих комбинаций: (i) Источник 1 ^{241}Pu и источник 3 на другой углеродной подложке, имеющей иную степень шеро-

ховатости; (ii) Источник 1 ^{241}Pu и источник на подложке из Al. Как видно из рис. 27, для энергий выше 3 кэВ, отношения измеренных и смоделированных спектров согласуются в рамках статистической неопределенности 0.5% для обеих комбинаций.

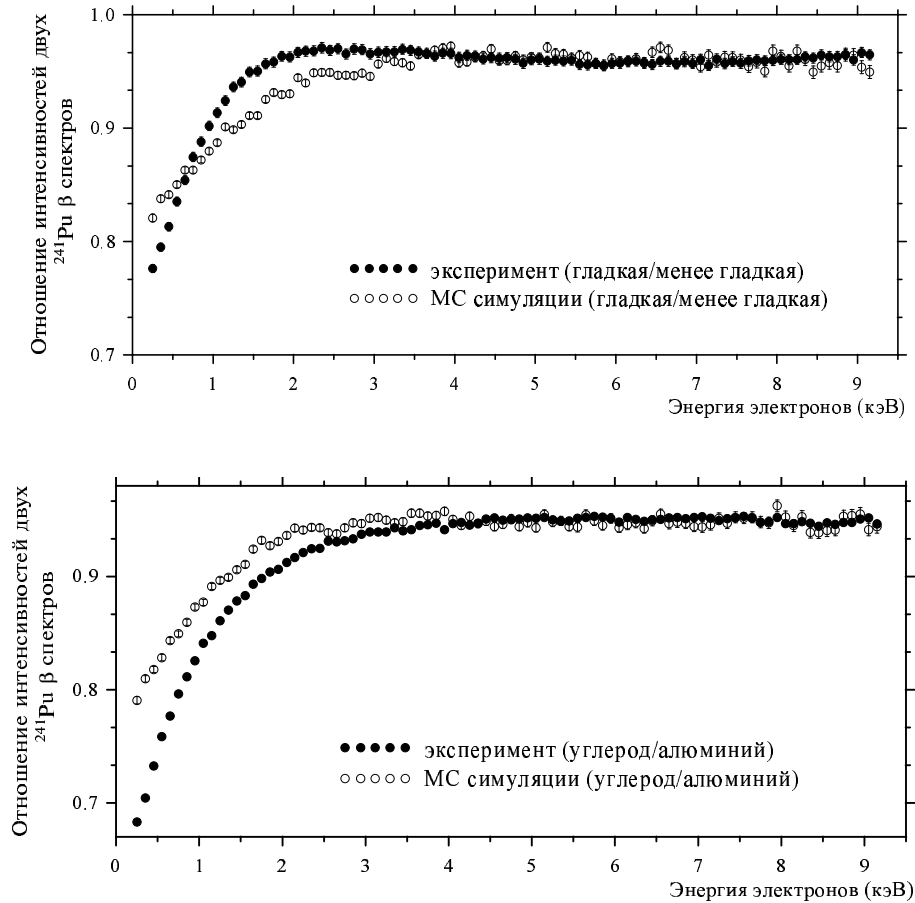


Рис. 27: Отношение интенсивностей β -спектров ^{241}Pu , полученных из эксперимента и MC симуляций для источников на различных подложках и разной активности.

Кроме этого, мы выполнили более чувствительный тест, по сравнению с описанным выше⁷. Нами был приготовлен высококачественный источник ^{169}Yb и проведены измерения К-конверсионной линии перехода 63 кэВ в

⁷O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, J. Frána, D. Vénos. Improved methods of measurement and analysis of conversion electron and β -particle spectra. Applied Radiation and Isotopes 52 (2000) 387-391

^{169}Tm , имеющей энергию 3.7 кэВ. Измерения выполнялись на электростатическом спектрометре ESA-50 с инструментальным разрешением 7 эВ. После этого на источник ^{169}Yb был нанесен, путем термического испарения в вакууме, слой активности ^{241}Pu . Толщина этого слоя была определена методом идентичным с основными источниками ^{241}Pu и оказалась равной 0.38 нм. На рисунке 28 мы видим значительное уширение линии и увеличение низкоэнергетического хвоста после напыления. Используя, описанный выше, метод симуляций рассеяний, нам удалось воспроизвести форму линии как до напыления, так и после с хорошей точностью. В этих вычислениях мы предполагали: (i) структура источника до напыления на него дополнительного слоя ^{241}Pu – бесконечно толстая Al подложка источника плюс слой углеродных соединений сверху (3 нм); (ii) структура после напыления ^{241}Pu – та же подложка, плюс слой ^{241}Pu , плюс более толстый слой углеродных соединений (6 нм); (iii) толщиной ^{169}Yb пренебрегали; (iv) естественная ширина К-конверсионной линии итербия 30 эВ.

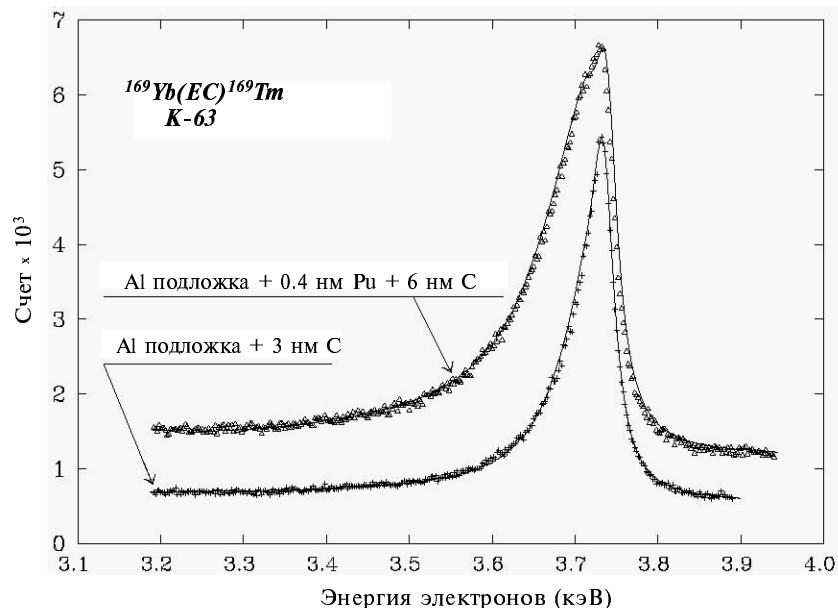


Рис. 28: Форма конверсионной линии K-63 из распада ^{169}Yb до и после напыления дополнительного слоя ^{241}Pu . Точками обозначены экспериментальные значения и сплошными линиями результат MC симуляций.

2.5. Выводы.

В начале этой главы было указано, что для получения достоверных результатов на примесь тяжелого нейтрино необходимо выполнить два условия – статистическая достаточность и учет систематических факторов. Что касается статистики, то как было показано в разделе 2.1. для получения результата на уровне лучших предыдущих измерений в области масс тяжелого нейтрино от 12 до 17 кэВ/с² необходимо набрать по крайней мере 10⁸ событий на интервале от 3 до 9 кэВ (область измерений на спектрометре ESA-12), а в области масс тяжелого нейтрино ниже 12 кэВ/с² достаточно на порядок меньшего количества на более широком энергетическом интервале (измерения на ESA-50). Приготовленные для измерений радиоактивные источники ²⁴¹Pu имели активность (раздел 2.4.1.) от 1.9 до 6.5 МБк. В случае средней вероятности детектирования вылетевшего из источника электрона на уровне $5 \cdot 10^{-3}$ (приблизительная средняя величина для спектрометра ESA-50, при разрешении 65 эВ). Получаем, что в случае одновременной регистрации всего β -спектра необходимо ~ 1000 секунд измерений для набора статистики 10⁷ и > 10000 секунд для регистрации 10⁸ событий. В спектрометрах ESA-50 и ESA-12 спектр сканируется последовательными шагами. Оценочное значение времени измерения на спектрометре ESA-50, составило > 10 дней при разрешении 65 эВ, а для спектрометра ESA-12 > 100 дней. Это длительные измерения требующие тщательного учета контроля стабильности параметров измерений. Методы такого контроля приведены в разделе 3.2.3.

Большая часть второй главы была посвящена описанию выполненных исследований систематических эффектов, изменяющих форму экспериментального β -спектра ²⁴¹Pu. Подведем итог всей полученной информации:

1. В схеме распада ²⁴¹Pu имеется слабая ветвь α -распада на возбужденные ядерные состояния ²³⁷U. Проведенный в разделе 2.2. анализ показал возможность не учитывать в нашем случае спектры электронов Оже урана и коверсионные линии ядерных переходов в ²³⁷U.
2. Для учета спектра электронов, связанных с α -распадом дочернего ²⁴¹Am, были выполнены специальные измерения (раздел 2.2.1.).

3. Для уменьшения влияния аппаратного фактора было принято решение проводить измерения β -спектров ^{241}Pu на двух различных спектрометрах.
4. Абсолютная калибровка энергетической шкалы спектрометров была выполнена с точностью ~ 2 эВ (раздел 2.3.2.). Калибровка контролировалась в ходе всех измерений, в том числе и используя линии спектра дочернего ^{241}Am (раздел 2.3.3.).
5. Зависимости трансмиссии спектрометра ESA-50 и эффективности регистрации спектрометра ESA-12 от энергии анализируемых электронов были получены в разделах 2.3.4., 2.3.5., 2.3.6.
6. Значения фонов было получено в разделе 2.3.7. и 2.3.8. Для спектрометра ESA-12, на котором измерения выполнялись в течении длительного времени, были выполнены многократные измерения фона, которые показали высокую стабильность работы канального умножителя и всей электроники.
7. Особое внимание было уделено влиянию самих источников на форму измеряемых спектров. С этой целью было приготовлено три радиоактивных источника ^{241}Pu на различных подложках и разной активности (раздел 2.4.1.). Наличие в приготовленных источниках примесей других радиоактивных изотопов контролировалось их γ - и α -спектрометрией, которая дополнительно использовалась и для контроля над источниками с течением времени. Для учета влияния на форму β -спектра упругих и неупругих рассеяний в радиоактивных источниках были использованы Монте-Карло симуляции (раздел 2.4.4.), достоверность которых на уровне экспериментальных ошибок в измерениях ^{241}Pu , была проверена при помощи сравнений смоделированного и измеренного спектра К-63 кэВ конверсионной линии перехода в ^{169}Tm (раздел 2.4.5.).

Глава 3

Экспериментальное изучение β^- -спектра ^{241}Pu , анализ и результаты.

3.1. Измерения.

3.1.1. Измерения на спектрометре ESA-50.

Из всех приготовленных для измерений источников, основные измерения на спектрометре ESA-50 были проведены с источником ^{241}Pu на углеродной подложке, гладкой на молекулярном уровне – Pu(3) (смотри Табл. 10). Измерения были выполнены сразу после приготовления источника и продолжались 20 дней. Измерения выполнялись с инструментальным разрешением 65 эВ. Спектр сканировался в диапазоне 2–22 кэВ с шагом 30 эВ. Общее время измерения в каждом канале составило 2260 сек. Измерения проводились в последовательных циклах с экспозицией от 95 до 160 сек в каждой точке. Позднее, примерно через два года после приготовления источника, измерения были повторены с временем набора 1090 сек на канал. Дополнительно были выполнены измерения при инструментальном разрешении 7 эВ. Из-за уменьшения светосилы при улучшении разрешения, в этих измерениях время экспозиции в каждой точке составило 4108 сек, а шаг сканирования был

увеличен до 50 эВ. Первое измерение, которое было выполнено сразу после приготовления источника, использовалось при анализе, а все остальные спектры были необходимы главным образом для установления параметров спектрометра. Вид аппаратного спектра ^{241}Pu , измеренного после приготовления источника (без коррекции на изменение трансмиссии и функцию потерь) представлен на рис. 29. Общее количество зарегистрированных событий в течении этого измерения, составило $\sim 1.5 \times 10^7$.

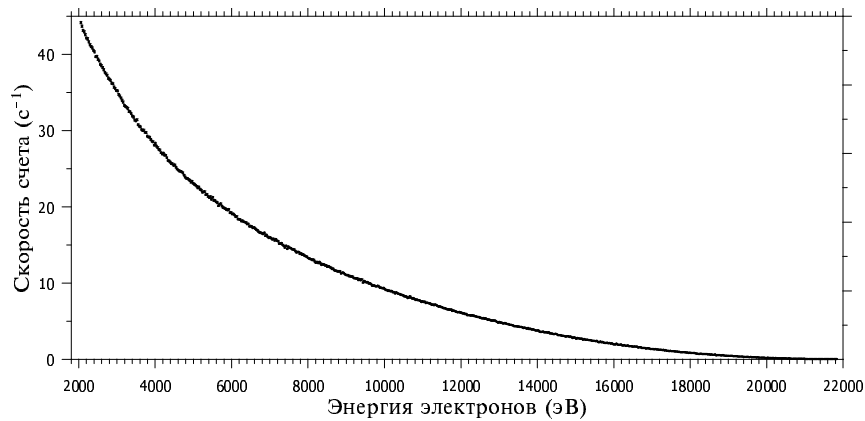


Рис. 29: Спектр ^{241}Pu , полученный на спектрометре ESA-50 с инструментальным разрешением 65 эВ. Статистические ошибки, из-за своей малости, сливаются в точки.

3.1.2. Измерения на спектрометре ESA-12.

β -спектры ^{241}Pu измерялись в энергетическом диапазоне от 0.2 до 9.2 кэВ с шагом 5 эВ. Схема сканирования спектров отличалась от схемы сканирования для спектрометра ESA-50 и заключалась в прохождении всего измеряемого интервала с выбранным шагом и экспозицией 1 сек. в каждой точке. При этом рабочие напряжения измерялись и записывались в файл, вместе с информацией о количестве зарегистрированных импульсов. Такой подход позволяет более корректно производить выборку по энергиям при малом времени экспозиции в каждой точке (в ESA-50 для этого служит введение мертвого времени, необходимого для стабилизации напряжения после его изменения). Из анализа модельных β -спектров было установлено,

что нам необходимо набрать по крайней мере 10^8 импульсов, связанных с β -спектром ^{241}Pu , для достижения чувствительности на примесь тяжелого нейтрино, сравнимой с предыдущими измерениями. Надо отметить, что измеряемая на ESA-12 область спектра соответствует массам смешанного нейтрино в диапазоне $\sim 12\text{--}20\text{ кэВ}/c^2$, а эта область была тщательно изучена при поиске 17 кэВ нейтрино. По этой причине, полное время измерения составило 5700 часов. Измерения источника ^{241}Pu прерывалось измерениями спектров ^{241}Am , а также измерениями фона. Примеры полученных спектров: для источника 1 ^{241}Pu , для ^{241}Am и фоновый спектр, показаны на рис. 30.

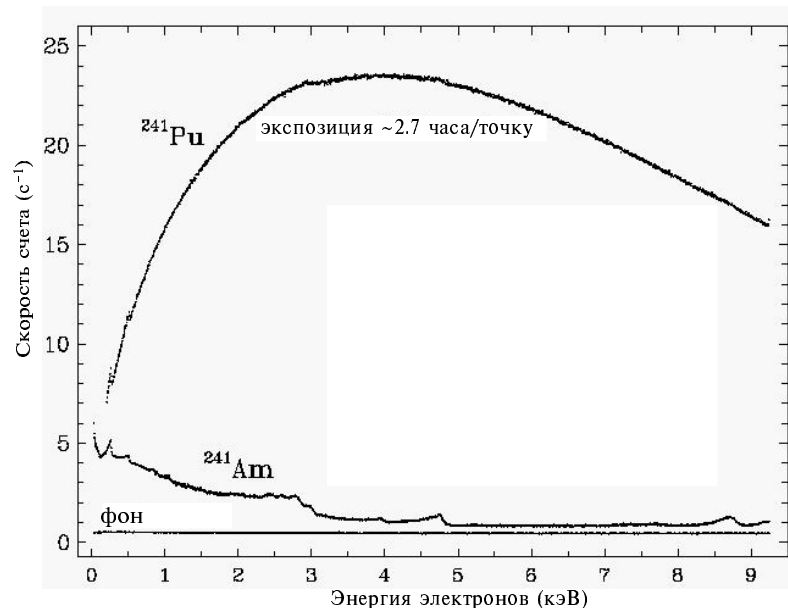


Рис. 30: Экспериментальные спектры, полученные на электростатическом спектрометре ESA-12.

3.2. Анализ полученных результатов.

3.2.1. Выбросы в спектрах на спектрометре ESA-12.

В ходе просмотра спектров, полученных на первых стадиях измерений, было обнаружено существование точек, для которых количество импульсов значительно превышало среднее значение. В то же время, для типичной серии измерений на спектрометре ESA-12, продолжающейся ~ 60 часов, и в которой общее зарегистрированное количество событий было больше, чем 2×10^5 , количество выбросов не превышало нескольких десятков. Было установлено, что выбросы всегда появлялись в часы пик рабочих дней, ни разу во время выходных дней. Выбросы не были регулярными и никогда не возникали один сразу за другим. Все это строго указывает, что происхождение выбросов не связано с физическими явлениями в изучаемых источниках, а носит внешний характер. Поэтому нами был выработан критерий для исключения таких выбросов при обработке экспериментальных спектров. Этот критерий заключался в том, что точка не учитывается при анализе, если вероятность такого количества событий по пуассоновскому распределению меньше 10^{-8} . Такой критерий можно подтвердить следующим аргументом: в некотором конкретном измерении фона нами было получено 70781 событие, в которых мы нашли 13 выбросов. Данные должны давать пуассоновское распределение со значением ~ 0.75 . Мы построили два экспериментальных распределения, одно из всех событий и второе из событий без выбросов. χ^2 тест показал, что первое распределение не так хорошо согласуется с пуассоновским распределением, как распределение из которого были исключены выбросы. В ходе эксперимента количество выбросов значительно уменьшилось. Для примера, в течении четырех последних месяцев непрерывных измерений было обнаружено только три выброса.

3.2.2. Линии обнаруженные в β -спектре.

Как видно из рисунка 30, представляющего экспериментальные спектры, полученные на спектрометре ESA-12, наряду с непрерывным спектром электро-

нов из β распада ^{241}Pu , также имеются несколько слабых линий. Было установлено, что линии с энергиями около 260 и 500 эВ представляют собой KLL-линии Оже электронов углерода и кислорода, покрывающих поверхность источника. Начальная вакансия на К оболочке возникает за счет неупругих рассеяний электронов из β -распада в загрязняющем поверхность источника слое.

Слабая линия в районе около 3 кэВ имеет отношение к дочернему ^{241}Am . Даже после вычитания, зависящего от времени спектра дочернего ^{241}Am , дающего незначительный фон для энергий выше 3 кэВ, образование в районе около 3 кэВ, соответствующее сильному изменению в интенсивности электронного спектра ^{241}Am , сохранилось (рис. 31). Это может указывать на недостаточное вычитание фонового спектра, связанное с неизвестными систематическими отклонениями при определении абсолютных активностей для радиоактивных источников ^{241}Pu и ^{241}Am . Однако, большая коррекция на фон ^{241}Am не только не привела к исчезновению вышеуказанного пика, но привела к появлению дополнительных особенностей в спектре ниже 3 кэВ. Мы пришли к заключению, что данная особенность в спектре связана с незначительным различием источников ^{241}Pu и ^{241}Am , использовавшихся для наших исследований, вероятно связанная с различием в их толщинах. Нужно также отметить, что для спектров, полученных с источником сразу после его приготовления, на спектрометре ESA-50, никаких особенностей в диапазоне энергий 2.5–3 кэВ не обнаружено.

Рассмотрим возможную причину образования вышеуказанной особенности. Допустим, что некоторый спектр имеет следующий вид:

$$N = \begin{cases} 100 & E < 2800 \text{ кэВ} \\ 0 & 2800 \text{ кэВ} < E < 2860 \text{ кэВ} \\ 80 & 2860 \text{ кэВ} < E < 2890 \text{ кэВ} \\ 0 & E > 2890 \text{ кэВ} \end{cases} \quad (3.2.1)$$

Пусть также некое воздействие на спектр (например, энергетические потери) действует таким образом, что правая граница остается неизменной, а амплитуда линий изменяется в два раза, при сохраняющейся площади ли-

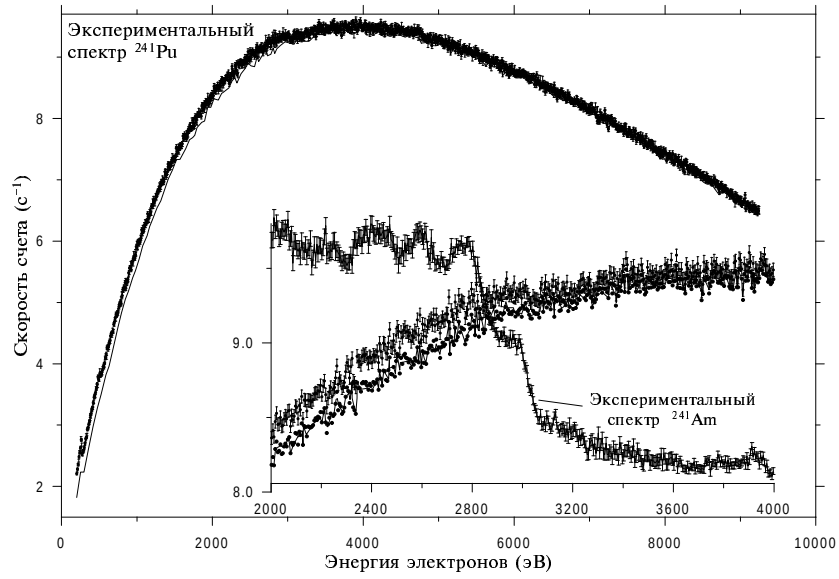


Рис. 31: Экспериментальный спектр ^{241}Pu , полученный на спектрометре ESA-12 (источник 3), до и после вычитания спектра дочернего ^{241}Am . На вставке представлена область, где после вычитания спектров остается линии подобная особенность, а также вид экспериментального спектра ^{241}Am в этой области. Для спектра после вычитания ошибки не указаны.

ний. Тогда, как очевидно, спектр будет иметь следующий вид:

$$N = \begin{cases} 50 & E < 2800 \text{ кэВ} \\ 0 & 2800 \text{ кэВ} < E < 2830 \text{ кэВ} \\ 40 & 2830 \text{ кэВ} < E < 2890 \text{ кэВ} \\ 0 & E > 2890 \text{ кэВ} \end{cases} \quad (3.2.2)$$

То что мы не приводим значение левой границы означает, что эта граница отстоит от правой на величину много большую инструментального разрешения. Возьмем теперь свертку таких спектров с функцией отклика спектрометра ESA-12 (смотри стр. 93) и вычтем друг из друга. Такая ситуация условно соответствует вычитанию из спектра полученного с более тонким источником, спектра для более толстого источника. Как видим из рисунка 3.2.2., возможно появление особенности, в виде линии, при вычитании двух спектров измененных по разному в результате разной толщины (и следовательно разной функции потерь).

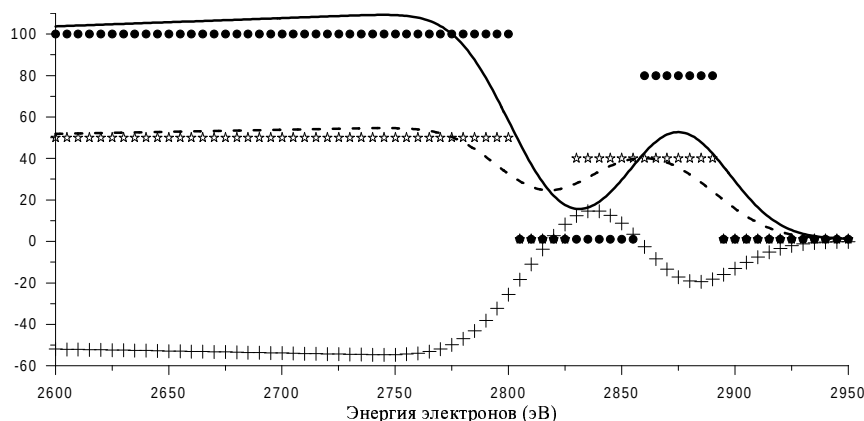


Рис. 32: Моделирование образования линии подобной особенности в спектре для разного его изменения функцией, подобной реальной функцией потерь. Сплошная линия и кружки представляют спектр 3.2.1 и его свертку с функцией отклика (гауссиан - $\sigma = 15$ эВ), прерывистая линия и звездочки спектр 3.2.2 и его свертку с функцией отклика, крестиками представлен результат вычитания спектров, представленных сплошной и прерывистой линией.

3.2.3. Контроль стабильности параметров измерений.

Соответствие изменений β -спектра ^{241}Pu его периоду полураспада.

Аппаратурный спектр радиоактивных β -источников может значительно изменяться с течением времени, как с изменением состава источника, например накоплением дочернего изотопа, или образования при плохом вакууме углеродной пленки поверх источника, окисление источника, так и изменением физических свойств источника, например диффузии части активности в подложку, изменение на поверхности источника, изменение структуры источника. Дополнительно, при α -распаде энергии α -частиц может быть достаточно для вырывания из источника атомов радиоактивного вещества, что может приводить к "улетучиванию" источника. Изменение спектра дочернего ^{241}Am предсказуемо. То, что источники не "испаряются", т.е. их интенсивность распада изменяется в соответствии с их временем жизни было установлено посредством α - и γ -спектроскопии. Дополнительно мы проанализировали соответствие изменения β -спектров, измеренных на спектрометре ESA-12, периоду полураспада ^{241}Pu . Для этого из измеренных спектров

был вычтен спектр дочернего ^{241}Am и фон КЭУ. Результат представлен на рисунке 33. Как видим, долговременные изменения интенсивности β^- спектра ^{241}Pu происходят в соответствии с кривой распада. Относительно большие ошибки в полученных значениях связаны с неопределенностями фона и фонового спектра дочернего ^{241}Am .

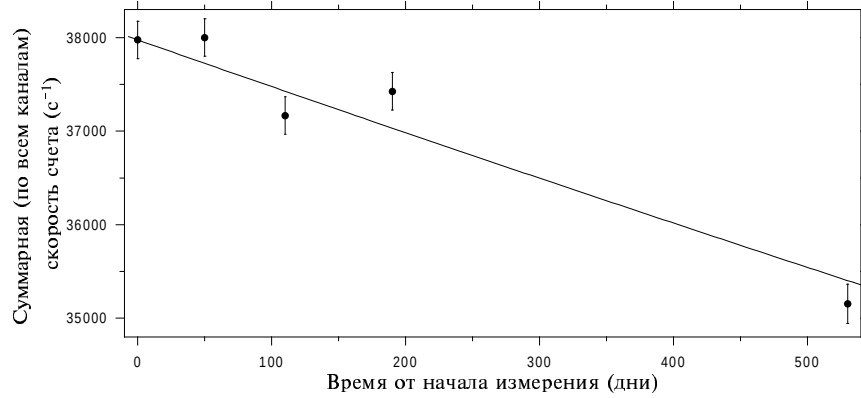


Рис. 33: Поведение, с течением времени, суммарной, по всем каналам, скорости счета для измерений β -спектра ^{241}Pu на спектрометре ESA-12. Линия соответствует изменению с $T_{1/2}=14.35$ лет.

Статистические методы контроля стабильности

Для анализа повторяемости формы получаемых в измерениях β -спектров, нами был применен специальный статистический метод¹. Этот метод заключается в определении матрицы:

$$\chi_{ij}^2 = 1/v \sum_{k=1}^n f(Y_i(k), Y_j(k), \sigma_{i,j}(k)) \quad (3.2.3)$$

где $Y_i(k)$ счет в i спектре в точке k , σ_{ij} - учитывает величины стандартных отклонений $Y_i(k)$ и $Y_j(k)$, f какая-либо предопределенная функция и v - число степеней свободы. Если один или несколько столбцов матрицы имеют систематическое отклонение от 1, то это означает, что данные спектры не

¹О. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, J. Frána, D. Vénos. Improved methods of measurement and analysis of conversion electron and β -particle spectra. Applied Radiation and Isotopes 52 (2000) 387-391

совместимы с остальными. Сравнение спектров часто показывает, что только один или несколько из них не соответствуют остальным. Удаление таких спектров из суммарного спектра, предназначенного для анализа, позволяет улучшить качество такого спектра без существенного изменения в статистической точности. Кроме того, такое рассмотрение позволяет выявить из общей массы спектры, требующие специального изучения на предмет каких-либо, не связанных с изучаемым спектром, изменений.

Нами было проведено такое сравнение для всех полученных спектров, как на ESA-12 так и ESA-50. Для проверки чувствительности метода, полученные экспериментально спектры ^{241}Pu сдвигались друг относительно друга по энергиям. Эффект становился заметен уже при сдвиге на 10 эВ. Это дало дополнительную возможность контроля стабильности энергетической шкалы. С другой стороны, при помощи этого метода нам удалось установить, что спектры, измеренные через несколько лет после приготовления источника, (естественно, после учета дочернего ^{241}Am) не согласуются с полученными сразу после приготовления, смотри рис 34. Детальный анализ показал, что различия связаны с низкоэнергетической областью спектра (ниже 4 кэВ). Причиной, возможно, является частичная диффузия ^{241}Pu в подложку, а также изменения в структуре источника, связанные с накоплением дочернего ^{241}Am .

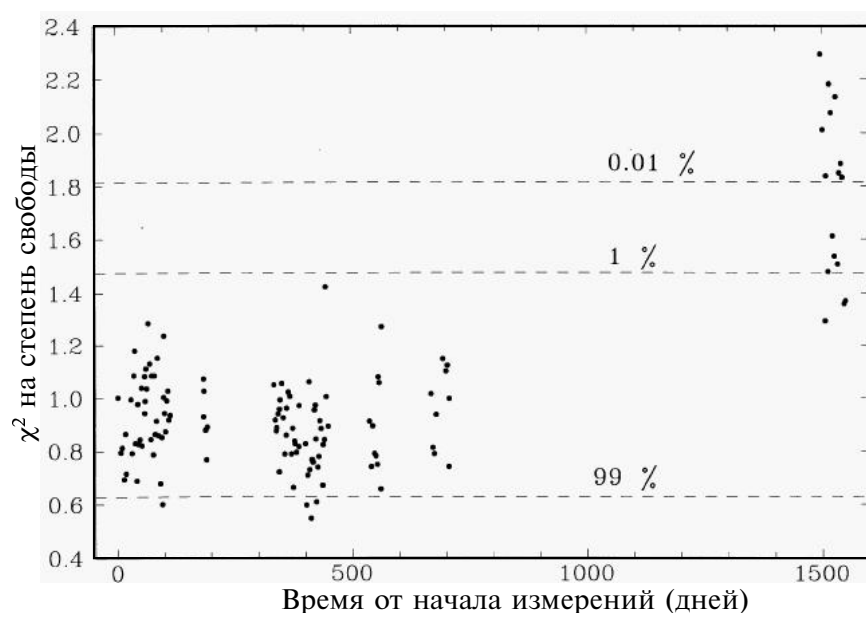


Рис. 34: Результат статистического теста (смотри текст) совместимости 129 β -спектров ^{241}Pu , измеренных в течении 4 лет на спектрометре ESA-12. Каждая точка соответствует значению χ^2 , из сравнения конкретного спектра с суммой всех оставшихся.

3.3. Результаты.

3.3.1. Граничная энергия β -спектра из измерений на спектрометре ESA-12.

Используя полученные результаты для основного и дополнительного источников на углеродной подложке мы построили график Ферми-Кюри. Для определения граничной энергии была использована область энергий выше 3 кэВ. Для более низких энергий отклонение от прямолинейной зависимости связано с неполным учетом энергетических потерь в источнике, как и было установлено из сравнения различных МС симуляций потерь для различных ^{241}Pu источников (раздел 2.4.5.). Экстраполяция прямой линии, определенной методом наименьших квадратов (рис. 35), до пересечения с осью энергий, дала величину $E_{max} = 20.7(3)$ кэВ² в полном соответствии с принятым значением 20.82(20) кэВ [34, 4].

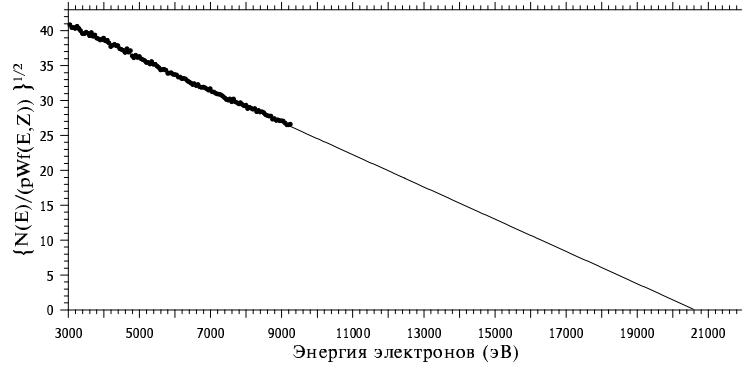


Рис. 35: График Ферми-Кюри экспериментального β спектра ^{241}Pu , полученного на спектрометре ESA-12.

²O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, A.F. Novgorodov, N. Dragounová and J. Řízek. Search for an admixture of heavy neutrinos in the β -decay of ^{241}Pu . J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1839-1858

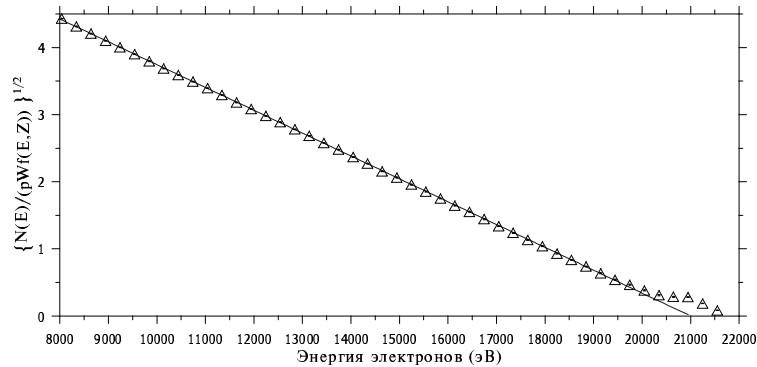


Рис. 36: График Ферми-Кюри экспериментального спектра ^{241}Pu , измеренного на спектрометре ESA-50. Экспериментальный спектр изображен треугольниками и результат фитирования прямой линией.

3.3.2. Граничная энергия β -спектра из измерений на спектрометре ESA-50.

При фитировании МНК экспериментального β^- -спектра, в области энергий от 8 до 20 кэВ, прямой линией в координатах Ферми, наилучшее значение χ^2 было получено для $E_{\text{max}} = 21000(30)$ эВ, что находится в согласии с предыдущими результатами. Данное значение отличается от результата анализа спектра для энергий 20–22 кэВ, где мы обнаружили, что получаемая величина граничной энергии на 1 кэВ больше значения 20.8 кэВ. Нами был проведен всесторонний поиск систематических явлений приводящих к отклонению в результате. Однако, оказалось, что возникающий избыток счета выше, определенной другими измерениями, E_{max} , не связан ни со сдвигом энергетической шкалы, ни с влиянием дочернего ^{241}Am . Замеченный избыток проявлялся во всех циклах измерений. Наблюдаемый эффект может быть связан с провисанием полей на конических щелях соединяющих анализатор и замедлитель. Конструктивное отличие двух спектрометров ESA-12 и ESA-50 заключается в том, что у первого на таких щелях присутствует специальные аксиальные ребра, уменьшающие провисания полей и также, дополнительно, препятствующие проникновению рассеянных и имеющих неаксиальные траектории электронов в анализатор.

3.3.3. Анализ экспериментального спектра, полученного на спектрометре ESA-50, методом двойной разности.

Учитывая, неопределенность с полученной экспериментально формой трансмиссии сферического замедлителя для инструментального разрешения 65 эВ, было решено анализировать полученный на спектрометре ESA-50 β -спектр только при помощи метода двойных разностей [91]. Метод состоит в построении функции:

$$S[i] = N[i - 1] + N[i + 1] - 2N[i], \quad (3.3.1)$$

которая при постоянном интервале энергий для всех i , в пределах этого интервала к нулю, дает вторую производную изучаемой функции.

Для спектра ^{241}Pu , полученного на спектрометре ESA-12, выполнение анализа, основанного на исследовании поведения $S[i]$, является проблематичным, главным образом из-за остаточных явлений в спектре, после вычитания фонового спектра, дочернего ^{241}Am , полученного в измерениях со слегка отличающимся источником.

Для спектров, полученных на спектрометре ESA-50, со свежим источником ^{241}Pu , влияние дочернего ^{241}Am было определено как пренебрежимо малое и поэтому такой анализ становится возможным. На рисунке 37 представлен вид спектра двойных разностей, полученный из экспериментального β^- -спектра ^{241}Pu . Как видим, нет указаний на наличие излома β^- -спектра, соответствующего примеси тяжелого нейтрино. Для оценки чувствительности данного метода к гипотетической примеси тяжелых нейтрино в нашем спектре мы провели моделирование спектров с примесью. На рисунке 37, представлен вид ожидаемого поведения величины 3.3.1 для $a = 1\%$, $m_{\nu H} = 5 \text{ кэВ}/c^2$ и одинаковой статистической точности с экспериментальным β^- -спектром, в месте ожидаемого появления "скачка". Было установлено, что отклонения, способные быть обнаружены в нашем спектре ^{241}Pu , дают верхний предел на массу тяжелого нейтрино в $\sim 1\%$ в интервале масс 5-15 $\text{кэВ}/c^2$ (95% C.L.). Это подтверждает результат, полученный в измерениях [92] (выполнявшихся одновременно с нашими), в которых верхний

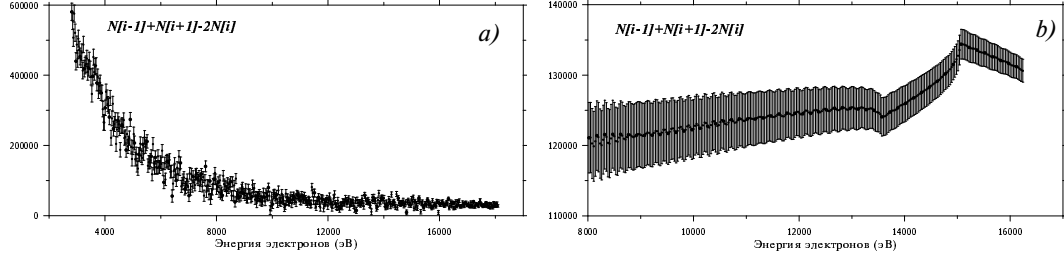


Рис. 37: Поведение второго дифференциала для экспериментального (а) и полученного расчетом с 1% примесью тяжелого нейтрино с $m_{\nu H} = 5$ кэВ/с² (b). $N[i]$ – экспериментальный счет. Шаг соответствует шагу из эксперимента и составляет 30 эВ. Значения расчетного спектра показаны с ошибками, которые соответствуют статистике при нормировке расчетного спектра к экспериментальному при энергии $E_0 - m_{\nu H}$.

предел на примесь нейтрино в диапазоне масс 5-15 кэВ/с² был определен на уровне нескольких десятых процента, но из изучения β^- -спектра ^{63}Ni .

3.3.4. Процедура описания экспериментального β^- -спектра ^{241}Pu , полученного на спектрометре ESA-12.

В рамках наших исследований, мы не учитывали массу обычного электронного антинейтрино, не превышающую нескольких эВ. В этом случае идеальная форма β -спектра, не включающая факторы источника или спектрометра, дается выражением 1.4.1 (Глава 1, страница 34). Ферми функция была получена с использованием программы [93]. Формфактор ядра был определен [94] в рамках одночастичной модели Нильссона. Радиационные поправки были вычислены в соответствии с выражением данным в [95]. В результате проведенных вычислений оказалось, что для исследуемого β -распада ^{241}Pu , два последних эффекта изменяют форму спектра не более чем на 0.1%.

Изменения формы β -спектра в результате рассеяния электронов и энергетических потерь внутри радиоактивного источника учитывались посредством MC симуляций. В разделе 2.4.4., мы ввели функцию коррекции, $P(E) = N_{MC}(E)/N_{th}(E)$. В принципе, эта функция должна также зависеть и от a и E_{max} . Мы обнаружили, как описывалось ранее, что в нашем

случае влияние этих факторов пренебрежимо мало.

Окончательно, мы также учли, что аппаратурный β -спектр искажен также спектрометром, и результирующий спектр есть результат свертки спектра радиоактивного источника и функции отклика спектрометра.

$$R(E, E') \propto \exp \left\{ - \left(\frac{E - E'}{c} \right)^2 \right\} \quad (3.3.2)$$

Где c для спектрометра ESA-12 в силу того, что спектрометр работает в режиме $\Delta E/E = \text{const}$, является линейной функцией от энергии.

Полученная таким образом форма β -спектра, $N_{cal}(E)$, которая должна сравниваться с экспериментально полученной, за вычетом фона и незначительного количества фонового спектра дочернего ^{241}Am , дается выражением:

$$N_{cal}(a, E) = A \times \int_0^\infty N_{th}(a, E') \times P(E') \times R(E, E') dE' \quad (3.3.3)$$

Для нахождения верхнего предела на возможную примесь тяжелого нейтрино, a в уравнении (1.4.1), был использован метод наименьших квадратов. Мы минимизировали функционал:

$$L(A, a, b) = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \{ N_{exp}(E_i) - N_{cal}(E_i) - b \}^2 \quad (3.3.4)$$

где b – коррекция на фон. Надо заметить, что даже в случае когда фон изучен достаточно тщательно, остается некоторая неопределенность, связанная с факторами источника. Вот почему мы взяли b в качестве параметра фитирования. $N_{exp}(E_i)$ – счет в канале i .

При анализе спектров значение граничной энергии было зафиксировано 20.82 кэВ. Из найденных фитированием величин a , верхний предел был установлен в соответствии с общепринятой методикой [96]. Для установления возможного эффекта, связанного с неопределенностью в величине граничной энергии, мы повторили, описанную выше процедуру для различных E_{max} . Оказалось, что для E_{max} , отличающегося от принятого значения 20.82 кэВ на величину большую 50 эВ, фитируемые параметры A и b изменялись с $m_{\nu H}$ много больше, чем это определено их стандартными отклонениями (приведены в таблице 11). Такое поведение является нефизичным и поэтому E_{max}

не может иметь значения сильно отличающегося от 20.82 кэВ. В интервале изменений ± 50 эВ, изменения верхнего предела были пренебрежимо малы.

3.3.5. Результаты анализа спектра ^{241}Pu , полученного на спектрометре ESA-12.

Функционал (3.3.4) был минимизирован по трем параметрам – нормировочная константа A , примесь тяжелого нейтрино a и коррекция фона b . Масса нейтрино варьировалась в интервале $14 \text{ кэВ} < m_{\nu H} c^2 < 17 \text{ кэВ}$ с шагом 0.25 кэВ. Результаты³ фитирования представлены в таблице 11. Определенный верхний предел на примесь тяжелого нейтрино, вместе с найденными параметрами фитирования a , представлен на рис. 38. Из результатов, пред-

Таблица 11: Результаты фитирования экспериментальных данных МНК по 916 степеням свободы.

$m_{\nu H} c^2$ (кэВ)	A	a (%)	b	χ^2
13.75	11.92 ± 0.06	0.005 ± 0.242	0.218 ± 0.132	1.064
14	11.93 ± 0.04	-0.012 ± 0.173	0.209 ± 0.097	1.064
14.25	11.91 ± 0.03	0.064 ± 0.133	0.250 ± 0.074	1.064
14.5	11.92 ± 0.03	0.050 ± 0.109	0.241 ± 0.060	1.064
14.75	11.93 ± 0.02	-0.041 ± 0.095	0.197 ± 0.051	1.064
15	11.93 ± 0.02	-0.039 ± 0.087	0.200 ± 0.041	1.064
15.25	11.93 ± 0.02	-0.046 ± 0.082	0.199 ± 0.036	1.063
15.5	11.93 ± 0.02	-0.045 ± 0.081	0.202 ± 0.036	1.063
15.75	11.93 ± 0.02	-0.094 ± 0.083	0.192 ± 0.033	1.062
16	11.93 ± 0.01	-0.148 ± 0.089	0.186 ± 0.031	1.061
16.25	11.92 ± 0.01	-0.169 ± 0.100	0.191 ± 0.029	1.060
16.5	11.91 ± 0.02	-0.214 ± 0.119	0.194 ± 0.028	1.060
16.75	11.91 ± 0.02	-0.216 ± 0.154	0.203 ± 0.027	1.062
17	11.91 ± 0.03	-0.102 ± 0.233	0.213 ± 0.026	1.064

³O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, A.F. Novgorodov, N. Dragounová and J. Řízek. Search for an admixture of heavy neutrinos in the β -decay of ^{241}Pu . J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1839-1858

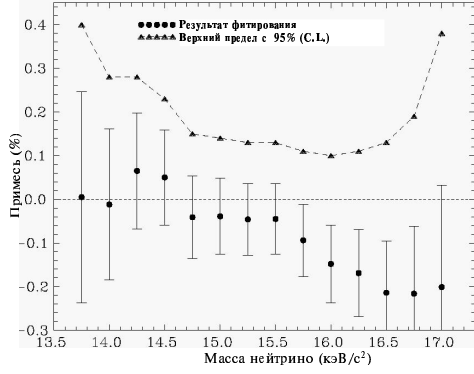


Рис. 38: Значения (со стандартными отклонениями) и верхний предел на примесь тяжелого нейтрино в интервале масс 14-17 кэВ/с², полученные из анализа β -спектра ^{241}Pu , измеренного на спектрометре ESA-12.

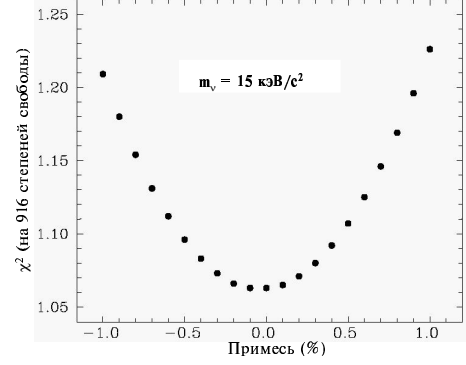


Рис. 39: Зависимость χ^2 от величины примеси (на 916 степеней свободы).

ставленных в таблице 11, видно, что параметры A и b практически не зависят от $m_{\nu H}$, что показывает физическую обоснованность фита. Когда порог для примеси гипотетического нейтрино находится вблизи энергетических границ интервала фитирования ясно видно увеличение верхнего предела (смотри Рис. 38). Аналогичная ситуация наблюдалась также и в предыдущих работах, а также и в предварительных симуляциях.

Мы также проанализировали плавность спектра используя метод предложенный в [97]. При этом изучается поведение отклонений для $a = 0$ и $a = 1\%$. Результаты, полученные для $m_{\nu H} = 15$ кэВ/с², представлены на рис. 40. Ясно видно, что для $a = 0$ поведение отклонений статистически корректно, а для $a = 1\%$ возникает горб с энергией электронов $E = E_{\text{max}} - m_{\nu H}c^2$. Для других $m_{\nu H}$, в изучаемом интервале, ситуация повторяется – во всех случаях фит с нулевой примесью выглядит предпочтительнее. Дополнительным аргументом в пользу статистической правильности фита служит поведение χ^2 от a , изображенная на рис. 39.

Мы провели сравнение наших результатов с результатами из [97, 98], в которых оценка на верхний предел примеси дается с 95% C.L., как и в нашей работе. Дополнительно мы произвели перерасчет наших результатов к

99% C.L. для сравнения с результатами из [99]. Как видно из рис. 41 имеется взаимное согласие полученных результатов. Заметим, что как показано в таблице 12, эти результаты были получены в изучении различных ядер, имеющих разные значения E_{max} и при помощи отличающихся спектрометров.

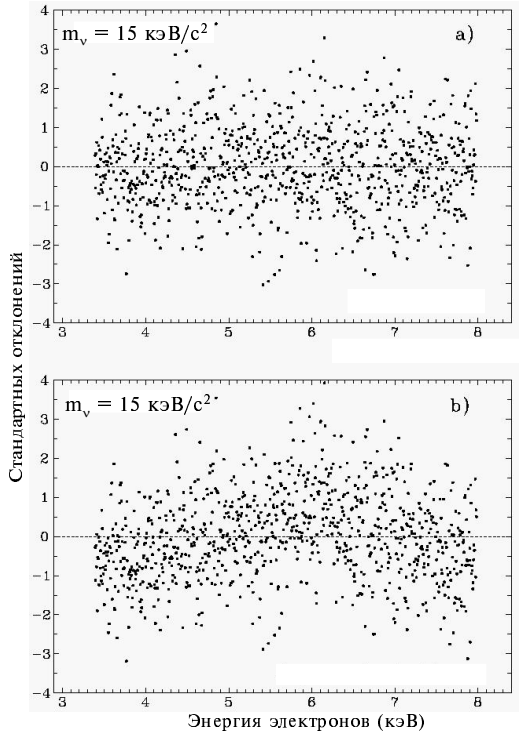


Рис. 40: Отклонения при фитировании с нулевой (a) и 1% (b) примесью.

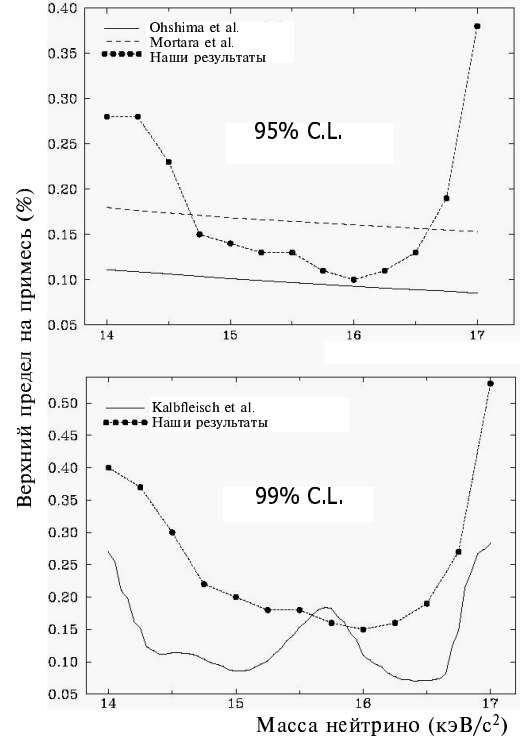


Рис. 41: Сравнение полученного нами верхнего предела на примесь тяжелого нейтрино с лучшими результатами предыдущих исследований. Ohshima et al. – [97], Mortara et al. – [98], Kalbfleisch et al. – [99].

Таблица 12: Четыре экспериментальные работы, получившие наилучший предел на примесь тяжелого нейтрино с массами от 14 до 17 кэВ/c². Полученные пределы показаны на рис. 41.

β источник	тип перехода	E_m^{ax} (кэВ)	тип источника	Спектрометр	Ссылка
$^{63}_{28}\text{Ni}$	разрешенный	67	твёрдотельный	магнитный	[97]
$^{36}_{1}\text{S}$	разрешенный	167	твёрдотельный	ППД	[98]
^3_1H	разрешенный	8.6	газообразный	пропорциональный	[99]
$^{24}_{94}\text{Pu}$	1 ^{го} запрета	0.8	твёрдотельный	электростатический	эта работа

3.4. Выводы.

Результаты, полученные на спектрометре ESA-12, продемонстрировали возможность корректной обработки β -спектров без введения феноменологических параметров, даже в случае поиска таких тонких эффектов, как возможная примесь тяжелого нейтрино. Использование при измерениях двух различных спектрометров позволило найти систематические эффекты, связанные с измерениями на спектрометре ESA-50, и избежать неверной интерпретации экспериментальных результатов.

Установленный верхний предел на примесь нейтрино с массой покоя между 14 и 17 кэВ/с² на спектрометре ESA-12 составил 0.40% с 95% доверительной вероятностью, наименьший предел был получен для $m_{\nu H} = 16$ кэВ/с² и составил 0.10% (95% C.L.). И для нейтрино с массой покоя от 5 до 14 кэВ/с² верхний предел примеси тяжелого нейтрино был получен на спектрометре ESA-50, из анализа экспериментального спектра ^{241}Pu методом вторых разностей, и составил 1% с 95% уровнем доверительной вероятности. Что касается систематической ошибки полученных результатов, то мы считаем, что полученное соответствие формы β^- экспериментального спектра ^{241}Pu , после всех выполненных коррекций, теоретической форме, говорит о отсутствии неучтенных систематических эффектов на уровне доступном для изучения при данной экспериментальной статистике. Аналогичные выводы можно сделать и по результатам анализа методом вторых разностей экспериментального спектра, полученного на спектрометре ESA-50. Этот метод позволяет не учитывать некоторые из систематических эффектов изменяющих форму β^- спектра. При наличии систематических эффектов, имитирующих примесь тяжелого нейтрино на заявленном уровне, это имело бы явное влияние на вид полученного спектра двойных разностей.

Заключение

Результаты проведенных исследований можно свести к следующим:

- Впервые для поиска примеси тяжелых нейтрино использован β -спектр ^{241}Pu . Исследования спектра выполнены на двух электростатических спектрометрах. Полученный верхний предел на примесь нейтрино с массой покоя от 14 до 17 кэВ/с² составил 0.40%, и для нейтрино с массой покоя от 5 до 14 кэВ/с² 1% с 95% уровнем доверительной вероятности (наименьший предел в 0.10% получен для массы 16 кэВ/с²). Определено значение граничной энергии β -распада ^{241}Pu 20.7 ± 0.3 кэВ, подтверждающее принятое значение 20.82 ± 0.2 кэВ.
- Учет рассеяний электронов в источнике позволил анализировать экспериментальные спектры ^{241}Pu без введения феноменологических поправок. Было показано, что метод симуляций рассеяний, основанный на знании индивидуальных сечений упругих и неупругих столкновений, позволяет описывать форму β -спектров и конверсионных линий реальных источников с хорошей точностью вплоть до энергий ~ 3 кэВ.
- Экспериментально получены зависимость трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергии электронов в диапазоне 3–20 кэВ и зависимость эффективности регистрации электронов канальным умножителем для спектрометра ESA-12.
- Изучен низкоэнергетический спектр электронов, испускаемых при α -распаде ^{241}Am . Определены энергии переходов в ^{237}Np : 26343.8 ± 1.7 , 33192.5 ± 2.5 , 42704 ± 5 , 43420 ± 3 , и 123052 ± 7 эВ. Также определены относительные интенсивности конверсионных линий этих переходов. Значения энергий 9994 ± 5 , 10186 ± 5 и 13977 ± 5 эВ были получены для доминирующих Оже переходов в Np: $L_3M_4M_5(^1G_4)$, $L_3M_5M_5(^3F_4)$ и $L_2M_4M_5(^1G_4)$, соответственно.

Полученные результаты были опубликованы в следующих работах:

1. O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, A.F. Novgorodov, N. Dragounová and J. Řízek.
Search for an admixture of heavy neutrinos in the β -decay of ^{241}Pu .
J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1839-1858
2. A. Kovalík, E.A. Yakushev, V.M. Gorozhankin, A.F. Novgorodov and M. Ryšavý.
The low-energy electron spectrum from the α -decay of ^{241}Am .
J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 2247-2252
3. П. Петев, В.М. Горожанкин, Ц.Д. Вылов, А. Ковалик, Е.А. Якушев.
Новая система автоматизации электростатического β -спектрометра ESA-50.
XLIX совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Санкт-Петербург, 1999, тезисы докладов, с. 172.
4. V.M. Gorozhankin, V.G. Kalinnikov, A. Kovalík, A.A. Solnyshkin, A.F. Novgorodov, N.A. Lebedev, N.Yu. Kotovskij, E.A. Yakushev, M.A. Mahmoud and Ryšavý
The problem of the anomaly in the ^{158}Er beta decay solved.
J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 22 (1996) 377-386
5. O. Dragoun, A. Špalek, M. Ryšavý, A. Kovalík, E.A. Yakushev, V. Brabec, J. Frána, D. Vénos.
Improved methods of measurement and analysis of conversion electron and β -particle spectra.
Applied Radiation and Isotopes 52 (2000) 387-391

В заключение считаю своим долгом выразить глубокую благодарность научному руководителю, кандидату физико-математических наук В.М. Горожанкину за руководство и помощь в выполнении проведенных исследований.

Я также сердечно благодарен А. Ковалику, который много сделал для моего образования и понимания физической картины мира, а также за постоянную готовность к сотрудничеству.

Неоценимое участие в проведенных исследованиях оказали О. Драгоун (которому я также благодарен за ценные дискуссии), В. Брабец, А. Шпалек, М. Рышавы, А.Ф. Новгородов, Н.А. Лебедев, Д.В. Филосовов.

Я также выражаю благодарность остальным членам нашей экспериментальной группы: А. Минковой, П. Петеву и М. Махмуду, и другим сотрудникам Отдела ядерной спектроскопии и радиохимии, помогавшим в исследованиях.

Особо хочу выразить благодарность руководству ЛЯП ОИЯИ и ИЯФ АН Чешской Республики за предоставленную возможность проведения исследований.

Я также признателен Маме, родственникам и друзьям за постоянную поддержку.

Литература

- [1] D.E. Groom et al, Review of particle physics, The European Physical Journal C15, (2000), 1. Доступно на (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [2] K. Assamagan et al., Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. Phys. Rev., D53, (1996), 6065-6077.
- [3] ALEPH Collaboration, An upper limit on the tau-neutrino mass from three-prong and five-prong tau decays. Eur. Phys. J., C2, (1998), 395-406.
- [4] К.Н. Шлягин, β -спектр Pu^{241} , Изв. АН СССР, Серия Физическая, 20, 8, (1956), 891-895.
- [5] S. Schönert et al., in: Electroweak Physics Beyond the Standard Model, J.W.F. Valle and J. Velasco, eds. (World Scientific, Singapore, 1992).
- [6] G. Steigman et al., On the nucleosynthesis bound to the number of neutrino flavors. Phys. Lett., B176, (1986), 33.
- [7] G. Gelmini, Neutrino in cosmology, in *Neutrinos*, под редакцией H.V. Klapdor, Springer-Verlag, Berlin, (1988), 313.
- [8] J. Yang et al., Primordial nucleosynthesis: a critical comparison of theory and observation. The Astrophysical Journal, 142, (1984), 414.
- [9] F. Boehm and P. Vogel, Physics of massive neutrinos. Cambridge University Press, Cambridge, second ed., (1992), 222.
- [10] W. Marciano and A.I. Sanda, Exotic decay of the muon and heavy leptons in gauge theories. Phys.Lett., B67, (1977), 303.
- [11] M. Honda et al., Calculation of the flux of atmospheric neutrinos. Phys. Rev., D52, (1995), 4985-5005.

- [12] Y. Fukuda et al., Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range. Phys. Lett., B335, (1994), 237-245.
- [13] D. Casper et al., Measurement of atmospheric neutrino composition with IMB-3. Phys. Rev. Lett., 66, (1991), 2561-2564;
R. Becker-Szendy et al., The electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux. Phys. Rev., D46, (1992), 3720-3724.
- [14] K. Daum et al., Determination of the atmospheric neutrino spectra with the FREJUS detector. Z. Phys., C66, (1995), 417-428.
- [15] M. Aglietta et al., Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment. Europhys. Lett., 8, (1989), 611-614.
- [16] W.W.M. Allison et al., Measurement of the atmospheric neutrino flavor composition in SOUDAN-2. Phys. Lett., B391, (1997), 491-500.
- [17] Y. Fukuda et al., Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. Phys. Rev. Lett., 81, (1998), 1562-1567.
- [18] J. Bahcall, Solar neutrino. I. Theoretical. Phys.Rev.Lett., 12, (1964), 300-302;
R. Davis Jr, Solar neutrino. II. Experimental, Phys.Rev.Lett., 12, (1964), 303.
- [19] J.N. Bahcall, Solar neutrinos: Where we are, where we are coing. Nucl. Phys. B, 48, (1997), 309-316.
- [20] С.П. Михеев и А.Ю. Смирнов, Ядерная физика, 42, (1986), 913.
- [21] B. Pontecorvo, Inverse β process. Chalk River Report, PD205, (1946).
- [22] Г. Клабдор-Клайнгротхаус, А. Штаудт, Неускорительная физика элементарных частиц. Москва, Наука, (1997).
- [23] E. Eskut at al., A search for muon-neutrino $\rightarrow$ tau-neutrino oscillation. Phys. Lett., B424, (1998), 202-212.
- [24] J. Altegoer et al., A search for neutrino(mu) $\rightarrow$ neutrino(tau) oscillations using the NOMAD detector. Phys. Lett., B431, (1998), 219-236.
- [25] A. Romosan et al., High statistical search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation in the small mixing angle regime. Phys.Rev.Lett. 78, (1997), 2912.

- [26] C. Athanassopoulos et al., Evidence for anti-muon-neutrino $\rightarrow$ anti-electron-neutrino oscillations from the LSND experiment at LAMPF. *Phys. Rev. Lett.*, 77, (1996), 3082-3085.
- [27] C. Athanassopoulos et al., Evidence for muon-neutrino $\rightarrow$ electron-neutrino oscillations from pion decay in flight neutrinos. *Phys. Rev.*, C58, (1998), 2489-2511.
- [28] <http://www.neutrino.lanl.gov/LSND/DNP.html>, Evidence for neutrino oscillation from the LSND experiment.
- [29] M. Koshiba, Observational neutrino astrophysics. *Phys. Rep.*, 220, (1992), 229-381.
- [30] R.M. Bionta et al., Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova SN1987A in the Large Magellanic Cloud. *Phys. Rev. Lett.*, 58, (1987), 1494.
- [31] P. Galeotti et al., Neutrino observations from supernova SN1987A. *Helv. Phys. Acta*, 60, (1987), 619-628.
- [32] P.J. Kernan and L.M. Krauss, Yet another paper on SN1987A: Large angle oscillations and the electron-neutrino mass. *Nucl. Phys.*, B437, (1995), 243.
- [33] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Double beta and dark matter search – Window to new physics beyond the Standard model of particle physics. E-preprint hep-ex/9901021, (1999).
- [34] A.H. Wapstra and G. Audi, Atomic mass evaluation. *Nucl. Phys.*, A432, (1985), 1.
- [35] K.E. Bergkvist, A high-luminosity, high-resolution study of the end-point behaviour of the tritium β -spectrum. basic experimental procedure and analysis with regard to neutrino mass and neutrino degeneracy. *Nucl. Phys.*, B39, (1972), 317-370.
- [36] A. Picard et al., A solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons. *Nucl. Instr. Meth.*, B63, (1992), 345-358.
- [37] R.G.H. Robertson et al., Limit on anti-electron-neutrino mass from observation of the beta decay of molecular tritium. *Phys. Rev. Lett.*, 67, (1991), 957-960.

- [38] E. Holzschuh, M. Fritschi and W. Kundig, Measurements of the electron-neutrino mass from tritium beta decay. Phys.Lett., B287, (1992), 381-388.
- [39] H. Kawakami et al., New upper bound on the electron anti-neutrino mass. Phys. Lett., B256 ,(1991), 105-111.
- [40] W. Stoeffl, The tritium beta spectrum and the neutrino mass. Bull. Am. Phys. Soc., 37, (1992), 1286.
- [41] Ch. Weinheimer et al., Improved limit on the electron anti-neutrino rest mass from tritium beta decay. Physics Letters, B300, (1993), 210-216.
- [42] Ch. Weinheimer et al., High precision measurement of the tritium β spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass. Phys. Lett., B460, (1999), 219.
- [43] A.I. Belesev et al., Results of the Troitsk experiment on the search for the electron anti-neutrino rest mass in tritium beta decay. Phys.Lett., B350, (1995), 263-272.
- [44] D.I. Britton et al., Improved search for massive neutrinos in $\pi^+ \rightarrow e^+$ neutrino decay. Phys. Rev., D46, (1992), 885-887.
- [45] J.J. Simpson, Evidence of heavy neutrino emission in beta decay. Phys. Rev. Lett., 54, (1985), 1891-1893.
- [46] V.M. Datar et al., Search for a heavy neutrino in the beta-decay of ^{35}S . Nature (London), 318, (1985), 547-548.
- [47] T. Altzitzoglou et al., Experimental search for a heavy neutrino in the beta spectrum of ^{35}S . Phys. Rev. Lett., 55, (1985), 799-802.
- [48] A. Apalikov et al., Searches for heavy neutrino in beta decay. JETP Lett., 42, (1985), 289.
- [49] T. Ohi et al., Search for heavy neutrinos in the beta decay of S-35. AN Evidence against the 17-keV heavy neutrino. Phys. Lett., 160B, (1985), 322-324.
- [50] H. Markey and F. Boehm, Search for admixture of heavy neutrinos with masses between 5-keV and 55-keV. Phys. Rev., C32, (1985), 2215-2216.
- [51] D.W. Hetherington et al., Upper limits on the mixing of heavy neutrinos in the beta decay of Ni-63. Phys. Rev., C36, (1987), 1504-1513.

- [52] J.J. Simpson and A. Hime, Evidence of the 17-keV neutrino in the beta spectrum of S-35. *Phys. Rev.*, D39, (1989), 1825-1836; A. Hime and J.J. Simpson,
Evidence of the 17-keV neutrino in the beta spectrum of H-3. *Phys. Rev.*, D39, (1989), 1837-1850.
- [53] A. Hime and N.A. Jelley, New evidence for the 17-keV neutrino. *Phys. Lett.*, B257, (1991), 441-449.
- [54] B. Sur et al., Evidence for the emission of a 17-keV neutrino in the beta decay of C-14. *Phys. Rev. Lett.*, 66, (1991), 2444-2447.
- [55] F.E. Wietfeldt and E.B. Norman, The 17 keV neutrino. *Physics Report*, 273, (1996), 149-197.
- [56] P. Selvin, Is there a massive neutrino? *Science*, 251, (1991), 1426-1429.
- [57] K. Zuber and H.V. Klapdor-Kleingrothaus, The end of the 17-keV neutrino? *Phys. Bl*, 49, (1993), 125-126.
- [58] C.M. Lederer and V.S. Shirley, *Tables of isotopes*, 7th edn (New York: Wiley), (1978).
- [59] Рассчитано нами в модели поверхностных токов, без учета дырки в оболочке, образующейся в результате конверсии, основываясь на программе, описанной в И.М. Банд, М.Б. Тржасовская. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-лучей на К, L и M оболочках $10 \leq Z \leq 104$, Ленинград, ЛИЯФ, (1978).
- [60] M.H. Chen, B. Crasemann and H. Mark, Relativistic radionless transition probabilities for atomic K- and L- shells. *Atomic data and nuclear data tables*, 24, (1979), 13-37.
- [61] F.P. Larkins, Semiempirical Auger-electron energies for elements $10 \leq Z \leq 100$. *At. Data. Nucl. Data. Tables*, 20, (1977), 311.
- [62] П.С. Самойлов, Новые данные о распаде ^{241}Am . *Изв. Акад. Наук* 23, (1959), 1416-1430.
- [63] Л.Н. Кодратьев и Е.Ф. Третьяков, Конверсионные электроны, сопровождающие α -распад Am^{241} и схема уровней Np^{237} . *Изв. Акад. Наук*, 30, (1966), 386-393.

- [64] Y.A. Akovali, Nucl. Data Sheets, 74, (1995), 461.
- [65] A. Kovalík et al., The K and LMX Auger spectra of krypton from the ^{83}Rb decay. J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom., 58, (1992), 49.
- [66] K.D. Sevier, Low energy electron spectroscopy. (New York: Wiley), (1972), 220.
- [67] J.L. Campbell and T. Papp, X-Ray Spectrom., 24, (1995), 307.
- [68] K.D. Sevier, Low energy electron spectroscopy. (New York: Wiley), (1972), 323.
- [69] J.A. Bearden and A.F. Burr, Reevaluation of X-ray atomic energy levels. Rev. Mod. Phys., 39, (1967), 125-142.
- [70] O. Dragoun and M. Ryšavý, Systematic errors in the tables of theoretical total internal conversion coefficients. J.Phys. G.: Nucl. Part. Phys., 18, (1992), 1991.
- [71] R.G. Helmer, Gamma-ray energies for calibration from the decay of ^{161}Tb , $^{172}\text{Hf}+^{172}\text{Lu}$, and ^{241}Am . Nucl. Instrum. Meth., A330, (1993), 434-438.
- [72] M. Ryšavý and O. Dragoun, A computer program for determination of nuclear parameters from internal conversion experiments. Comput. Phys. Commun., 19, (1980), 93.
- [73] J.L. Wolfson and J.J.H. Park, Low energy gamma-ray transitions in Np^{237} following of α -decay of Am^{241} . Can. J. Phys., 42, (1964), 1387-1410.
- [74] T. Yamazaki and J.M. Hollander, Energy levels of ^{237}Np . Nucl. Phys., 84, (1966), 505-533.
- [75] Ц. Вылов, А. Минкова, А.Х. Иноятов, Электростатический бета - спектрометр в области энергий 0.5 - 50 кэВ. Препринт ОИЯИ Р6 - 82 - 918, 1982, 13; Ch. Briançon, B. Legrand, R.J. Walen. Nucl.Instr. and Meth., 221, (1984), 547-557.
- [76] D. Varga et al., Nucl. Inst. Methods, 192, (1982), 277.
- [77] Nuclear Data Sheets, 64, 2, (1991), 505.
- [78] R.S. Hager and E.C. Zeltzer, Internal conversion tables. K-,L-,M- shell conversion coefficients for $Z=30$ to $Z=103$. Nucl. Data., A4, (1968), 1-235.

- [79] F. Rösels, H.M. Fries, K. Alder and H.C. Pauli, Internal conversion coefficients for all atomic shells. Atomic data and Nuclear data tables, 21, (1978), 91-289.
- [80] O. Brabec, M. Ryšavý et, A. Špalek Internal conversion coefficients in the Hartree-Fock atomic model. Calculations and experiment for ^{199}Hg . Z. Phys., A281, (1977), 347-353.
- [81] N. Coursol et al., Analysis of internal conversion coefficients. Applied Radiation and Isotopes, 52, (2000), 557-567.
- [82] R.B. Firestone et al., Table of isotopes. 8th edn, (New York: Wiley), (1998).
- [83] Y.A. Ellis-Akovali, Nucl. Data Sheets, 44, (1985), 407.
- [84] R. Shimizu and Z-J. Ding, Monte Carlo modelling of electron–solid interactions. Rep. Prog. Phys., 55, (1992), 487-531.
- [85] M.E. Riley, C.J. MacCallum and F. Biggs, Theoretical electron–atom elastic scattering cross sections: Selected elements, 1 keV to 256 keV. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 15, (1975), 443-476.
- [86] A. Špalek and O. Dragoun, The effect of electron back scattering on the shape of the ^{63}Ni beta–ray spectrum. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 19, (1993), 2071-2077.
- [87] A. Špalek, Surf. Interface Anal., 15, (1990), 739.
- [88] C. Wehenkel and B. Gauthe, Optics Commun., 11, (1974), 64.
- [89] E.A. Bakulin et al., Characteristic energy losses of electrons in U and UO_2 . Sov. Phys-Solid State, 16(9), (1974), 2568-2571.
- [90] J.M. Fernández-Varea, et al., Monte Carlo simulation of 0.1-100 keV electron and positron transport in solids using optical data and partial wave methods. Nucl. Instrum. Methods, B108, (1996), 35-50.
- [91] M.A. Mariscotti, A method for automatic identification of peaks in the presence of background and its applications to spectrum analysis. Nucl. Inst. Meth., 50, (1967), 309-320.
- [92] E. Holzschuh et al., Search for heavy neutrinos in the β –spectrum of ^{63}Ni . Phys. Lett., B451, (1999), 247-255.
- [93] V. Brabec and M. Ryšavý, Effect of the Fermi function on the results of the beta spectrum evaluations. Europhys. Lett., 21, (1993), 811-816.

- [94] J. Řízek, M. Ryšavý and V. Brabec, Czech. J. Phys., 45, (1995), 477.
- [95] A. Sirlin, General properties of the electro-magnetic corrections to the beta decay of a physical nucleon. Phys. Rev., 164, (1967), 1767-1775.
- [96] C. Caso et al., Particle Data Group, Eur. Phys. J., C3, (1998), 1.
- [97] T. Ohshima et al., No 17-keV neutrino: Admixture < 0.073 -percent (95-percent C.L.). Phys. Rev., D47, (1993), 4840-4856.
- [98] J.L. Mortara et al., Evidence against a 17-keV neutrino from S-35 beta decay. Phys. Rev. Lett., 70, (1993), 394-397.
- [99] G.R. Kalbfleisch and M.Y. Bahran, Experimental limits on heavy neutrinos in tritium beta decay. Phys. Lett., B303, (1993), 355-358.