

Я-499

ЯКУШЕВ

Евгений Александрович

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

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем имени В.П. Дзепова Объединенного института ядерных исследований (Дубна).

Научный руководитель:
Кандидат физико-математических наук

Горожанкин В.М.

Официальные оппоненты:
Доктор физико-математических наук
Кандидат физико-математических наук


Пенионжкевич Ю.Э.
Кузьминов В.В.

Ведущая организация – Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва.

Защита состоится " 22 августа 2001 г. в " 10 часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) по адресу 141980, Московская обл., г. Дубна, ОИЯИ, конференц-зал ЛЯП.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " 22 августа 2001 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
Доктор физико-математических наук, профессор  Батусов Ю.А.

Актуальность проблемы. Одним из наиболее интригующих вопросов современной физики является вопрос о наличии у нейтрино массы покоя. Хотя верхний предел на массу нейтрино считается малым, ~ 1 эВ или даже меньше¹, ограничения из прямых кинематических экспериментов на массу мюонного нейтрино составляет 170 кэВ², а для тау нейтрино 18.2 МэВ³. 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 спектроскопии. Более того, кинематические исследования такого рода могут быть использованы для поиска так называемых стерильных нейтрино.

При поиске примеси тяжелого нейтрино с массой $m_{\nu H}$ в β -спектре с граничной энергией E_{max} , осуществляется поиск дополнительной ветви β -распада с граничной энергией $E_{max} - m_{\nu H}c^2$. Корректность процедуры анализа во многом определяется точностью, с которой известна функция отклика системы – источник плюс энергоанализатор с детектором (RpF). Систематические ошибки могут имитировать или напротив приводить к исчезновению возможного эффекта, связанного с примесью тяжелого нейтрино, как например было в случае 17 кэВ нейтрино⁴. В большинстве предыдущих работ определение RpF выполнялось дополнительными измерениями электронов дискретных спектров с близкими к изучаемой области β -спектра энергиями. Предполагается, что потери энергии электронами в обоих источниках близки и поэтому форма, например, конверсионной линии используется как RpF. 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 линий может быть недостаточно для адекватного отображения такой зависимости. В некоторых из предыдущих работ согласие между экспериментальными и рассчитанными теоретически β -спектрами было получено только после введения физически необоснованных дополнительных корректирующих функций.

Учитывая все вышесказанное, представляется актуальным проведение экспериментов по поиску примеси тяжелых нейтрино с учетом как аппаратных эффектов, искажающих форму экспериментально измеряемых спектров, так и разработка методов определения функции потерь в твердотельных радиоактивных источниках для β -частиц низких энергий.

Цели диссертационной работы

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.

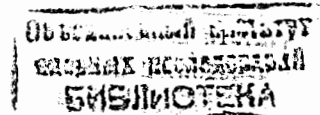
2. Изучение β -спектра ^{241}Pu на двух различных электростатических спектрометрах и анализ релевантности MC симуляций рассеяний электронов в реальных

¹D.E. Groom et al, The European Physical Journal C15, (2000), 1.; Экспериментальные ограничения на массу электронного антинейтрино составляют менее 3 эВ из работ: V.M. Lobashev et al., Nucl.Phys.Proc.Suppl., 91 (2001), 280.; и Ch. Weinheimer et al., Phys. Lett., B460, (1999), 219.

²K. Assamagan et al., Phys. Rev., D53, (1996), 6065-6077.

³ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J., C2, (1998), 395-406.

⁴F.E. Wietfeldt and E.B. Norman, Physics Report, 273, (1996), 149-197.



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 .

Направление исследований. 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 [1]. Определили функцию потерь, основываясь на экспериментально полученных основных характеристиках спектрометров [1,2], и MC симуляциях процессов упругого и неупругого рассеяния в источниках [1,3].

Методы исследований

1. Для исследований низкоэнергетических электронных спектров нами были использованы два электростатических спектрометра: (i) – ESA-50, созданный в ОИЯИ (Дубна)⁵; (ii) – ESA-12, созданный в ИЯФ ЧАН (Чехия)⁶. Для анализа повторяемости формы получаемых в измерениях спектров был применен специальный статистический метод [3].

2. Для определения зависящих от энергии характеристик электростатических спектрометров и для калибровки абсолютной энергетической шкалы были измерены спектры электронов радиоактивных источников ^{169}Yb , ^{57}Co , ^{63}Ni [1,2].

3. Для определения параметров, использовавшихся при исследованиях радиоактивных источников ^{241}Pu и ^{241}Am , применялась α - и γ -полупроводниковая спектрометрия [1,4].

4. Для описания рассеяния электронов в изучаемых радиоактивных источниках было использовано MC моделирование индивидуальных упругих и неупругих столкновений [1].

Достоверность и обоснованность. Для получения достоверной информации, в рамках поставленной задачи исследования, нами были использованы два электростатических спектрометра: ESA-50 и ESA-12. Использование двух спектрометров позволяет устанавливать источники систематических ошибок при измерениях спектров одних и тех же радиоактивных источников. Нами были экспериментально изучены характеристики этих спектрометров. Калибровка абсолютной энергетической шкалы была выполнена с точностью 2 эВ в измерениях спектров низкоэнергетических электронов радиоактивных источников ^{169}Yb и ^{57}Co .

Для проверки применимости метода вычисления энергетических потерь в веществе источников, особенно в области энергий ниже 10 кэВ, мы использовали в исследованиях три источника ^{241}Pu . Эти источники отличались количеством радиоактивных атомов, а также типом подложки. Для проверки релевантности использованного метода мы также провели измерения К-конверсионной линии перехода 63 кэВ в ^{169}Tm , имеющей энергию 3.7 кэВ, до и после нанесения на него тонкого

⁵Ch. Briancón, B. Legrand, R.J. Walen. Nucl.Instr. and Meth., 221, (1984), 547-557.

⁶D. Varga et al., Nucl. Inst. Methods, 192, (1982), 277.

слоя ^{241}Pu . Нам удалось воспроизвести форму линии как до напыления, так и после с хорошей точностью.

То, что интенсивность использовавшихся в исследованиях радиоактивных источников изменялась в соответствии с периодом полураспада ^{241}Pu было установлено посредством α и γ -спектроскопии. Для анализа повторяемости формы, получаемых в измерениях спектров, был применен специальный статистический метод. Это дало дополнительную возможность контроля стабильности энергетической шкалы.

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.

На защиту выносятся:

1. Проведение анализа экспериментального спектра ^{241}Pu и определение верхнего предела на примесь тяжелого нейтрино в диапазоне масс 5–17 кэВ/ c^2 [1].

2. Определение функциональной зависимости от энергии трансмиссии электростатического спектрометра ESA-50 [2] и эффективности канального умножителя на спектрометре ESA-12 [1].

3. Разработка и реализация MC вычислений рассеяний низкоэнергетических электронов в реальных радиоактивных источниках и проверка их достоверности [1,3].

4. Измерения и результаты анализа низкоэнергетического спектра электронов, возникающего при распаде ^{241}Am [4].

Научная новизна. Впервые для поиска примеси тяжелых нейтрино использован спектр ^{241}Pu , ранее, за исключением ^{177}Lu ($Z=71$)⁷, все попытки поиска тяжелых нейтрино из анализа β -спектров были ограничены $Z<30$.

Впервые при поиске примеси тяжелых нейтрино в β -спектрах без введения феноменологических поправок построена функция отклика системы, включающей как радиоактивный источник, так и энергоанализатор с детектором.

Практическая полезность. Полученные результаты продемонстрировали возможность корректной обработки β -спектров без введения феноменологических параметров, даже в случае поиска таких тонких эффектов, как возможная примесь тяжелого нейтрино.

Полученные данные по энергиям некоторых ядерных переходов в ^{237}Np , возникающих при α -распаде ^{241}Am , имеют важное метрологическое значение, т.к. изотоп ^{241}Am широко используется в качестве калибровочного источника.

Апробация работы. Работа была апробирована на XLIX сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра и на семинарах по физике низких энергий ЛЯП ОИЯИ.

⁷S. Schönert et al., Electroweak Physics Beyond the Standard Model, (World Scientific, Singapore, 1992).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Объем диссертации 109 страниц. Диссертация содержит 41 рисунок и 12 таблиц. Список литературы включает 99 наименований.

Во введении дается обоснование важности проведения исследований β -спектров для поиска примеси тяжелых нейтрино. Сформулированы цели работы и обоснован выбор, в качестве предмета исследования, спектра радиоактивного источника ^{241}Pu .

Первая глава "Современное состояние физики массы нейтрино." В этой главе дается краткий обзор по современному состоянию физики нейтрино, особенно физики нейтринной массы.

Первый раздел главы посвящен общим аспектам нейтринной физики, начиная от истории открытия нейтрино до современного теоретического взгляда на проблему массы нейтрино.

Во втором разделе рассматриваются вопросы, связанные с нейтринными осцилляциями. Массовые состояния фермионов, в общем случае, не совпадают с состояниями, связанными со слабым взаимодействием. Если определить цвета для лептонов ($l = e, \mu, \tau$), тогда нейтринные слабые состояния могут быть записаны как: $|\nu\rangle = \sum_i U_{li} |\nu_i\rangle$, 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:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

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 $L = ct$: $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \times \sin^2(\pi L/L_v)$, где $L_v = 4\pi E/\Delta m^2$ – длина вакуумных осцилляций, зависящая от энергии нейтрино E и разности квадратов масс ν_2 и ν_1 , $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Параметрами нейтринных осцилляций являются угол смешивания θ и Δm^2 . 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 от ускорителей 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 θ в интервале между 10^{-3} и $1 \text{ эВ}^2/c^4$. Исследуя солнечные нейтрино можно дойти до $\theta \sim 10^{-11} \text{ эВ}^2/c^4$. 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 полученным из предполагаемого потока.

Третий раздел главы посвящен экспериментам, в которых пределы на массу нейтрино устанавливаются из безосцилляционных рассмотрений. Одним из путей определения свойств нейтрино является регистрация нейтрино, образующихся при

взрыве сверхновых звезд. Измерения различия во времени распространения нейтрино с разными энергиями от сверхновой звезды до Земли дает информацию о массе нейтрино. Из анализа нейтринного сигнала, зарегистрированного 23 февраля 1987 года от вспышки сверхновой в Большом Магелановом Облаке, получена верхняя граница на массу нейтрино $m_\nu < 20 \text{ эВ}^8$.

В случае, когда ядро имеет энергетическую возможность распасться с изменением $Z \rightarrow Z+2$ и не имеет возможности перехода $Z \rightarrow Z+1$, то может происходить двойной β -распад. Предел на вероятность $0\nu\beta\beta$ распада накладывает жесткие ограничения на верхний предел майорановской массы нейтрино и на сегодняшний день составляет $< 0.42 \text{ эВ}/c^2$ (90% C.L.)⁹.

Большинство экспериментов по прямому определению верхних пределов массы нейтрино основаны на изучении кинематики процессов распада с участием нейтрино. Так массу ν_μ можно определить из кинематически простого распада: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, ограничения на массу ν_τ из исследований τ -распада, а массу ν_e из β^- распада атомных ядер.

В четвертом разделе главы рассматривается возможность смешивания различных массовых состояний нейтрино, которое становится возможным, если нейтрино имеет ненулевую массу. В этом случае, если $m_2 \gg m_1$ и разность масс больше 100 эВ, то β -спектр представляет собой суперпозицию отдельных компонентов энергетически разрешенных каналов:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN(E, m_1)}{dE} \cos^2 \theta + \frac{dN(E, m_2)}{dE} \sin^2 \theta \quad (2)$$

Основные результаты по поиску примеси тяжелых нейтрино в β -спектрах были получены после того, как в 1985 году Дж. Симпсон заявил о наличии эффекта, связанного с существованием тяжелого (17 кэВ) нейтрино¹⁰. К настоящему времени, с точки зрения фундаментальной физики, 17 кэВ нейтрино более не интересно, т.к. есть убедительные доказательства против его существования. С другой стороны, поиск примеси тяжелых нейтрино из кинематики β -распада остается актуальной проблемой, как с точки зрения поиска именно примеси тяжелого нейтрино (в том числе стерильного нейтрино), так и в свете важности исследования правильного учета систематических эффектов, например изучение рассеяний β -частиц в веществе радиоактивного источника.

Вторая глава "Методические вопросы." 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 методов приготвления и исследования свойств радиоактивных источников, используемых в спектроскопии. Описывается процедура учета влияния рассеяния электронов в веществе источника на β -спектр ^{241}Pu .

Для достижения поставленной цели по поиску примеси тяжелых нейтрино из анализа β^- -спектра ^{241}Pu наряду с статистической точностью необходима демонстрация понимания систематических эффектов на уровне полученного предела (или

⁸P.J. Kernan and L.M. Krauss, Nucl. Phys., B437, (1995), 243.

⁹H.V. Klapdor-Kleingrothaus, E-preprint hep-ex/9901021, (1999).

¹⁰J.J. Simpson, Phys. Rev. Lett., 54, (1985), 1891-1893.

значения) нейтринной примеси. Основными источниками искажающих факторов, заведомо изменяющих формы экспериментальных спектров, в нашем случае являются:

1. Спектры дочерних изотопов и фона.
2. Рассеяния электронов в веществе источника.
3. Зависимость трансмиссии спектрометра и эффективности детектирующей системы от энергии регистрируемых электронов.

В первом разделе главы проведена оценка статистической точности, необходимой для достижения чувствительности на примесь тяжелого нейтрино в несколько десятых процента. Нами были выполнены моделирования реальных спектров ^{241}Pu с примесью гипотетического тяжелого нейтрино. Проведенные вычисления показали, что для поиска примесей тяжелого нейтрино в диапазоне масс от 11 до 17 кэВ/ c^2 на уровне, соответствующем лучшим результатам предыдущих измерений, необходимо набрать по крайней мере 10^8 событий, связанных с β^- -распадом ^{241}Pu в интервале энергий 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. имеющейся предел существенно менее строгий.

Во втором разделе главы проводится анализ схемы распада ^{241}Pu . Отличие формы измеренного β^- -спектра от теоретического может быть связано с наличием в источнике примесей других радиоактивных изотопов, к которым относятся и дочерние изотопы. Как видно из рисунка 1 более 99% от всех распадов ^{241}Pu приходится на β^- -распад в ^{241}Am .

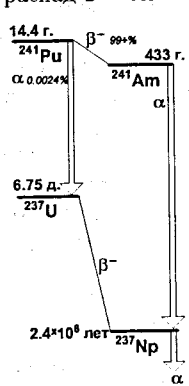


Рис. 1: Схема распада ^{241}Pu

Что касается возможности α -распада ^{241}Pu в ^{237}U , то на эту ветвь приходится $2.4 \cdot 10^{-5}$ от всех распадов. Нами проанализировано влияние конверсии ядерных переходов в ^{237}U и Оже электронов в уране, на аппаратную форму β^- -спектра ^{241}Pu . Показано, что спектр электронов низких энергий, связанный с ветвью α -распада ^{241}Pu , не будет оказывать существенного влияния на получаемый предел примеси тяжелого нейтрино.

Влияние на форму экспериментального спектра электронов дочернего ^{241}Am , который распадается с периодом 433 года на возбужденные состояния ^{237}Np , было учтено путем независимых измерений радиоактивного источника ^{241}Am . Кроме того, изучение этого спектра является самостоятельной интересной задачей, т.к. ранее он изучался с относительно низким инструментальным разрешением. Нами были проведены 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, при аналогичных измерениям β^- -спектра ^{241}Pu условиях. Для более тщательного изучения структуры низкоэнергетических электронных линий был использован спектрометр ESA-50, при инструментальном разрешении 20 эВ. Определены следующие энергии переходов в ^{237}Np : 26343.8(17), 33192.5(25), 42704(5), 43420(3), и 123052(7) эВ. Зна-

чения 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.

Третий раздел главы посвящен спектрометрам, использованным в измерениях. Для получения достоверной информации, в рамках поставленной задачи исследования, нами были использованы два электростатических спектрометра: (i) – ESA-50. ОИЯИ (Дубна); (ii) – ESA-12. ИЯФ ЧАН (Чехия). В этих приборах энергетический спектр электронов анализируется посредством двойного цилиндрического зеркала с предварительным замедлением электронов сферическим замедлителем в ESA-50 и специальной электростатической линзой в ESA-12. Спектрометры предназначены для анализа электронных спектров в области энергий 0.2 – 50 кэВ для ESA-50 и 0.1 – 12 кэВ для ESA-12. Хотя ESA-12 позволяет проводить измерения в более узком энергетическом интервале, он имеет лучшие параметры стабильности, необходимые для длительных измерений. По нашему замыслу мы решили дополнить длительные измерения области, соответствующей массам тяжелого нейтрино 13–17 кэВ, на спектрометре ESA-12, измерениями области масс ниже 13 кэВ на спектрометре ESA-50.

В спектрометре ESA-50 спектр электронов сканируется изменением замедляющего напряжения. Трансмиссии замедлителя зависит от энергии электронов. Для приборного разрешения 7 эВ зависимость трансмиссии была определена сравнением полученных экспериментально значений интенсивностей конверсионных линий, возникающих в распаде ^{169}Yb , с их расчетными значениями. В оптике электростатических анализаторов предполагается, что трансмиссия должна падать обратно пропорционально энергии электронов. Наши измерения это подтвердили. Основные измерения на спектрометре ESA-50 были выполнены при инструментальном разрешении 65 эВ, что определялось необходимым уровнем статистической точности. Для такого разрешения анализирующее напряжение равно 1005 В, что может приводить к заметному провисанию полей на щелях, соединяющих замедлитель и анализатор, при этом вид функции трансмиссии может измениться. Для нахождения поведения трансмиссии в этом случае мы сравнили экспериментальный спектр ^{241}Pu , полученный с разрешением 7 эВ и скорректированный на известную в этом случае трансмиссию, с экспериментальным спектром того же источника, полученным при разрешении 65 эВ. Результат подтвердил наши опасения, касающиеся отличия в поведении трансмиссии при инструментальных разрешениях 65 эВ и 7 эВ.

На спектрометре ESA-12 сканирование спектра происходит изменением напряжения анализа. Для него необходимо учитывать зависимость эффективности детектора от энергии регистрируемых электронов. Для определения такой зависимости мы сравнили экспериментальный и полученный МС симуляциями β^- -спектр ^{63}Ni . Оказалось, что кривая эффективности может быть записана как линейно убывающая функция логарифма энергии (в области 3–9 кэВ).

Калибровка абсолютной энергетической шкалы спектрометров была выполнена с точностью 2 эВ при помощи конверсионных электронов, испускаемых в распаде ^{169}Yb : 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. Для определения энергий калибровочных линий были использованы энергии связи электронов атомных оболочек в тулии¹¹ Дополнительные исследования были выполнены при помощи конверсион-

¹¹K.D. Sevier, Low Energy Electron Spectroscopy. (New York: Wiley), (1972), 220.

ной линии K-14.4 в распаде ^{57}Co для изучения влияния подложек источников. С этой целью нами были приготовлены несколько радиоактивных источников ^{57}Co на подложках из Al, C, Pt. Полученные результаты убедительно показали, что сдвиг в положении изучаемой конверсионной линии, измеренной на спектрометре ESA-50 с инструментальным разрешением 7 эВ, для источников на различных подложках составил менее 1.5 эВ.

Нами были выполнены измерения фона спектрометров ESA-50 и ESA-12. На спектрометре ESA-50 было выполнено 4 цикла измерений фона без источника сразу по окончании измерения спектра ^{241}Pu , в тех же условиях. Полученное среднее значение фона составило 0.0163(2) импульса за одну секунду. Величина согласуется со значениями фона, полученными из анализа спектра электронов ^{241}Pu , для энергий 21.6–21.8 кэВ : 0.019(2).

Измерения фона спектрометра ESA-12 проводились в течении всего эксперимента. Было проведено три больших серии измерений фона спектрометра, каждая продолжительностью несколько дней. Измерения проводились без источника внутри спектрометра. Полученные изменения интенсивности фонового счета за более чем три года измерений не превышают 3 процента (около 2% если брать среднее по отдельным сериям), что свидетельствует о высокой стабильности работы канального умножителя и всей электроники. Среднее значение фона без источника составило $0.446(4) \text{ c}^{-1}$.

Четвертый раздел главы посвящен описанию методов приготовления и исследования свойств радиоактивных источников, используемых в электронной спектроскопии. Описывается процедура учета влияния на β -спектр рассеяния электронов в веществе источника.

Для проведения исследований нами были приготовлены три источника ^{241}Pu . Основной целью этого была минимизация ошибки при учете рассеяний в веществе источников. Имеющаяся активность ^{241}Pu очищалась от дочернего ^{241}Am и концентрировалась на колонке, заполненной анионообменной смолой Amiplex A-27. Плутониевая фракция была элюирована с 2 M HCl в пяти каплях, которые были помещены на тефлоновую подложку и высушены. Сухой остаток был растворен в 40 мкл раствора 0.1 N Na_2SO_4 и 0.01 N H_2SO_4 и перенесен на танталовую лодочку. Источники ^{241}Pu для электронной спектроскопии были приготовлены термическим испарением в вакууме ($\sim 10^{-8}$ атм.) на подложки в виде дисков, диаметром 8 мм. Для корректного учета спектра дочернего ^{241}Am был приготовлен его моноизотопный радиоактивный источник, параметры которого были близкими к источникам ^{241}Pu .

Мы провели исследования приготовленных источников при помощи α - и γ -полупроводниковой спектроскопии. Спектр γ -лучей был получен на HpGe детекторе с чувствительным объемом 97.5 см³ и с разрешением 1.3 кэВ для энергии 122 кэВ. Абсолютная эффективность регистрации в данной геометрии (расстояние между криостатом детектора и источником 70 мм) было установлено измерением калибровочных источников ^{241}Am , ^{133}Ba и ^{154}Eu . Детальный анализ спектра γ -лучей в регионе 20–1700 кэВ не выявил примеси каких либо других элементов.

Для определения абсолютной активности, приготовленных нами для исследований радиоактивных источников ^{241}Pu и ^{241}Am , мы измерили интенсивность γ -лучей, испускаемых при α -распаде данных изотопов.

Средняя толщина слоя радиоактивных источников была установлена в предположении, что активность распределена по поверхности равномерно и не содержит каких-либо дополнительных примесей. Было установлено, что толщина слоев ^{241}Pu для трех различных радиоактивных источников составляет 1.7 нм, 0.49 нм и 0.74 нм, и для ^{241}Am 1.3 нм. Необходимо отметить, что длина среднего пробега между неупругими столкновениями в твердом теле для электронов с энергией 0.1–10 кэВ находится в интервале 1.5–5 нм.

Относительные интенсивности γ -лучей, измеряемые по ходу эксперимента, позволили нам контролировать соответствие изменения количества атомов ^{241}Am и ^{241}Pu известным временам распада. 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 активности ^{241}Pu или ^{241}Ac 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 $^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}$, составляла $2.5 \cdot 10^{-6}$. Принимая во внимание схему распада $^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{236}\text{U}$ мы пришли к заключению, что электроны из распада ^{240}Pu не могут оказывать заметного влияния на форму изучаемого β -спектра ^{241}Pu .

Для описания рассеяния электронов в изучаемых радиоактивных источниках было использовано MC моделирование индивидуальных упругих и неупругих столкновений. В настоящих вычислениях, упругие столкновения описывались с помощью релятивистских полных и дифференциальных электрон-атомных сечений упругого рассеяния, представленных в таблицах Рилей¹². Полное сечение упругого рассеяния σ_{el} определяется из свободного пробега между упругими столкновениями, $\lambda_{el} = (N\sigma_{el})^{-1}$, 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) $\frac{d(1/\lambda_{in})}{dW}$. Угловое распределение для неупруго рассеянных электронов было взято в виде¹³: $\frac{d\sigma}{d\Theta_{in}} \propto \frac{1}{(\Theta_{in}^2 + \Theta_E^2)}$ где $\Theta_E = W/2E$, E -энергия электрона до столкновения.

Используя описанные приближения нами были выполнены вычисления эффекта влияния рассеяния электронов в используемых нами источниках на форму их β -спектра. Начальное энергетическое распределение испускаемых электронов определялось из уравнения, определяющего форму β -спектра, без учета возможной примеси тяжелого нейтрино. Мы предполагали следующую модель для каждого конкретного источника ^{241}Pu : бесконечно толстая подложка (Al или C), плоско-параллельный слой ^{241}Pu и сверху углеродные соединения толщиной 3 нм¹⁴. В ходе MC симуляций учитывались рассеяния и энергетические потери электронами во всех трех зонах источников.

¹²M.E. Riley, C.J. MacCallum and F. Biggs, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 15, (1975), 443-476.

¹³A. Špalek, Surf. Interface Anal., 15, (1990), 739.

¹⁴Данное значение получено в результате многочисленных сопоставлений MC и экспериментальных спектров различных радиоактивных источников, измеренных на спектрометре ESA-12.

Результирующий эффект, связанный с влиянием рассеяний электронов на форму β -спектров задается выражением $P(E) = N_{MC}(E)/N_{th}(E)$, где N_{MC} описывает форму β -спектра, полученную с учетом рассеяний в реальном источнике, и N_{th} дается выражением, соответствующим 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 2. 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 мы повторили описанные выше вычисления N_{MC}/N_{th} .

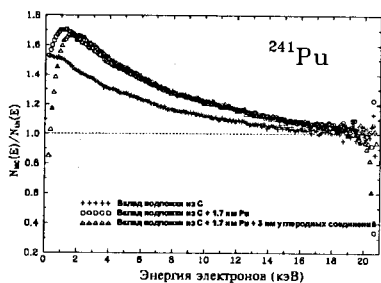


Рис. 2: Отношение MC β -спектров для источника ^{241}Pu , к идеальной форме β -спектра. Демонстрируется влияние подложки источника, радиоактивного слоя и загрязняющего слоя углеродных соединений

Было установлено, что относительные изменения в этом отношении 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.

Для проверки применимости, для изучаемых нами реальных источников, описанного выше метода описания рассеяний в веществе источников, особенно в области энергий ниже 10 кэВ, мы использовали спектры двух дополнительных источников ^{241}Pu . Эти источники отличались количеством радиоактивных атомов, а также типом подложки (Al вместо C) или в шероховатости поверхности подложки источника. Нами было выполнено сравнение отношений экспериментальных спектров для разных источников с отношением спектров полученных MC моделированием. Для энергий выше 3 кэВ, отношения измеренных и расчетных спектров согласовывались в рамках статистической неопределенности. Кроме этого мы выполнили более чувствительный тест, по сравнению с описанным выше. Нами был приготовлен высококачественный источник ^{169}Yb и проведены измерения K-конверсионной линии перехода 63 кэВ в ^{169}Tm до и после напыления на него тонкого слоя ^{241}Pu (0.38 нм). Как видно из рисунка 3, нам удалось воспроизвести форму линии как до напыления, так и после с большой точностью.

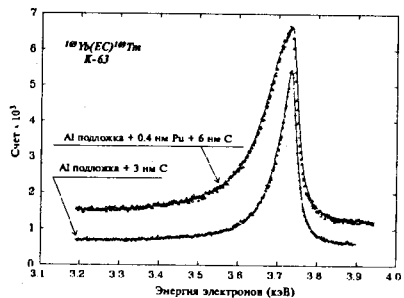


Рис. 3: Форма конверсионной линии K-63 из распада ^{169}Yb до и после напыления дополнительного слоя ^{241}Pu . Точками обозначены экспериментальные значения и сплошными линиями результат MC симуляций

В заключении второй главы подводится итог полученной информации, связанной как с необходимой для целей исследований статистической точностью, так и систематическими эффектами, искажающими экспериментальную форму β -спектра ^{241}Pu .

Третья глава "Экспериментальное изучение β -спектра ^{241}Pu , анализ и результаты." посвящена экспериментальной методике измерений β -спектра ^{241}Pu на электростатических спектрометрах ESA-50 и ESA-12. Проводится анализ экспериментальных спектров, приводятся полученные результаты и их сравнение с предшествующими исследованиями.

Первый раздел посвящен измерениям. На спектрометре ESA-50 измерения были выполнены сразу после приготовления одного из источников ^{241}Pu 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. Как обычно, измерения включали несколько циклов сканирования всего спектра с экспозицией от 95 до 160 сек в каждой точке.

На спектрометре ESA-12 β -спектры ^{241}Pu измерялись в энергетическом диапазоне от 0.2 до 9.2 кэВ с шагом 5 эВ. Отличие схемы сканирования спектра заключалось в прохождении всего измеряемого интервала с выбранным шагом и экспозицией 1 сек. в каждой точке. Полное время измерения составило 5700 часов. В аппаратных спектрах, полученных на спектрометре ESA-12, на непрерывном β -спектре наблюдались 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 K оболочке возникает за счет неупругих рассеяний электронов из β -распада в загрязняющем поверхность источника слое.

В третьей главе проводится анализ стабильности измерений. Для анализа повторяемости формы, получаемых в измерениях β -спектров, нами был применен специальный статистический метод. Этот метод заключается в определении матрицы:

$$\chi_{ij}^2 = 1/v \sum_{k=1}^n f(Y_i(k), Y_j(k), \sigma_{ij}(k)) \quad (3)$$

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 совместимы с остальными. Нами было проведено такое сравнение для всех полученных спектров, как на ESA-12 так и ESA-50. При помощи этого метода нам удалось установить, что формы спектров, измеренных через ~ 4 года после приготовления источника, не согласуются с полученными сразу после приготовления. Детальный анализ показал, что различия связаны с низкоэнергетической областью спектра. Причиной, возможно, является частичная диффузия ^{241}Pu в подложку, а также изменения в структуре источника, связанные с накоплением дочернего ^{241}Am . Спектры этой серии в дальнейшем анализе не использовались.

Результаты анализа экспериментальных β -спектров ^{241}Pu , полученных на спектрометре ESA-50.

Учитывая неопределенность с полученной экспериментально формой трансмиссии сферического замедлителя для инструментального разрешения 65 эВ, было решено анализировать измеренный на спектрометре ESA-50 β -спектр только при помощи метода двойных разностей. Метод состоит в построении функции: $S[i] = N[i - 1] + N[i + 1] - 2N[i]$, которая при постоянном интервале энергий для всех i , в пределе 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 из него спектра дочернего ^{241}Am , измеренного 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. В полученном из экспериментального β -спектра ^{241}Pu спектре двойных разностей мы не наблюдали наличия излома, соответствующего примеси тяжелого нейтрино. Для оценки чувствительности данного метода к гипотетической примеси тяжелого нейтрино в нашем спектре мы провели моделирование спектров с примесью. 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 кэВ/ c^2 (95% С.Л.).

Результаты анализа экспериментальных β -спектров ^{241}Pu , полученных на спектрометре ESA-12.

В рамках наших исследований, мы не учитывали массу обычного электронного антинейтрино, не превышающую нескольких эВ, но включили примесь, a , гипотетического тяжелого нейтрино с некоторой массой $m_{\nu H}$. Идеальная форма β -спектра, не включающая искажающие факторы источника и спектрометра, дается выражением:

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

где E и E_{max} кинетическая и граничная энергия β -частицы с массой покоя m_e , A' - амплитуда, $x = E_{max} - E - m_{\nu H} c^2$, и

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{для } x > 0 \\ 0 & \text{для } x \leq 0 \end{cases}, \quad (5)$$

Функция $F'(E, Z)$ включает в себя функцию Ферми¹⁵, ядерный форм-фактор и фактор радиационных поправок для конкретного β -перехода. Форм-фактор ядра был определен¹⁶ в рамках одночастичной модели Нильссона. Радиационные поправки были вычислены в соответствии с выражением данным в¹⁷. В результате проведенных вычислений оказалось, что для исследуемого β -распада ^{241}Pu два последних эффекта изменяют форму спектра не более чем на 0.1%.

Мы также учли полученную в Главе 2 функцию отклика, включающую как факторы источника, так и энергоанализатора с детектором. Полученная форма β -спектра ^{241}Pu сравнивалась методом наименьших квадратов с экспериментальной,

¹⁵V. Brabec and M. Ryšavý, Europhys. Lett., 21, (1993), 811-816.

¹⁶J. Řízek, M. Ryšavý and V. Brabec, Czech. J. Phys., 45, (1995), 477.

¹⁷A. Sirlin, Phys. Rev., 164, (1967), 1767-1775.

за вычетом фона и спектра дочернего ^{241}Am . Параметрами фитирования являлись величина примеси (a), амплитуда (A), и коррекция на фон (b). Надо заметить, что даже в случае когда фон изучен достаточно тщательно, остается некоторая неопределенность, связанная с факторами источника. Значение граничной энергии было зафиксировано 20.82 кэВ. Из найденных фитированием величин a , верхний предел был установлен в соответствии с общепринятой методикой¹⁸. Для установления возможного эффекта, связанного с неопределенностями в граничной энергии, мы повторили описанную выше процедуру для различных E_{max} . Оказалось, что для E_{max} , отличающегося > 50 эВ от 20.82 кэВ, фитируемые параметры A и b изменялись с $m_{\nu H}$ много больше, чем это определено их стандартными отклонениями. 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.

Масса нейтрино варьировалась в интервале 14 кэВ $< m_{\nu H} c^2 < 17$ кэВ с шагом 0.25 кэВ. Результаты фитирования представлены в таблице 1.

Таблица 1: 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

Аргументом в пользу статистической правильности найденного фита служит поведение χ^2 от a , приведенное на рис. 4.

Мы провели сравнение наших результатов с результатами из¹⁹, в которых оценка на верхний предел примеси дается с 95% С.Л., как и в нашей работе. Дополнительно мы произвели перерасчет наших результатов к 99% С.Л. для сравнения с результатами²⁰. Как видно (Рис. 5) имеется взаимное согласие полученных результатов. Заметим, что эти результаты были получены в изучении различных ядер, имеющих разные значения E_{max} и при помощи отличающихся спектрометров.

¹⁸C. Caso et al., Eur. Phys. J., C3, (1998), 1.

¹⁹T. Ohshima et al., Phys. Rev., D47, (1993), 4840-4856., и J.L. Mortara et al., Phys. Rev. Lett., 70, (1993), 394-397.

²⁰G.R. Kalbfleisch and M.Y. Bahran, Phys. Lett., B303, (1993), 355-358.

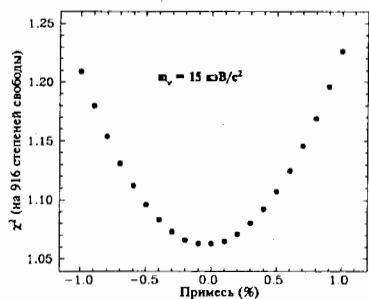


Рис. 4: χ^2 в зависимости от величины примеси (на 916 степеней свободы)

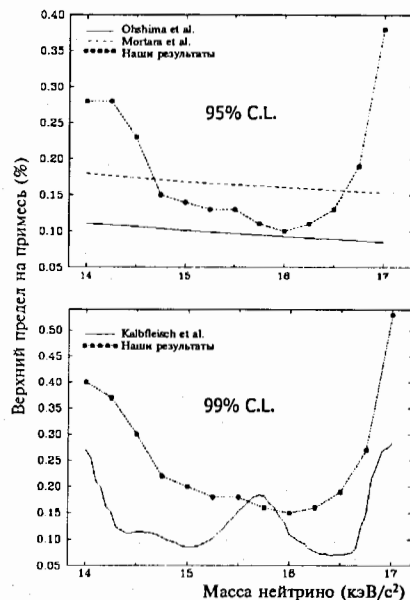


Рис. 5: Сравнение полученного нами верхнего предела на примесь тяжелого нейтрино с наилучшими результатами предыдущих исследований

В заключении сформулированы общие выводы.

1. 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/ c^2 составил 0.40%, и для нейтрино с массой покоя от 5 до 14 кэВ/ c^2 1% с 95% уровнем доверительной вероятности (наименьший предел в 0.10% получен для массы 16 кэВ/ c^2). Определено значение граничной энергии β -распада ^{241}Pu 20.7 ± 0.3 кэВ, подтверждающее принятое значение 20.82 ± 0.2 кэВ. [1]

2. 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. [1,3]

3. Экспериментально получены зависимость трансмиссии спектрометра ESA-50 от энергии электронов в диапазоне 3–20 кэВ и зависимость эффективности регистрации электронов каналным множителем для спектрометра ESA-12. [1,2]

4. 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. [4]

Публикации

- 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
- 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
- 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
- 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
- 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.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 2001 года.