

Учреждение Российской академии наук

Институт ядерных исследований РАН

На правах рукописи

Нозик Александр Аркадьевич

**Результаты обработки данных  
эксперимента "Троицк ню-масс" по  
прямому измерению массы электронного  
нейтрино**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2011

Работа выполнена в *ОЭФ Учреждения Российской академии наук  
Института ядерных исследований РАН.*

**Научный руководитель:**

*доктор физико-математических наук*

*В. С. Пантуев*

**Официальные оппоненты:**

*доктор физико-математических наук,  
профессор*

*Ю. Г. Куденко  
(ИЯИ РАН, г. Москва)*

*кандидат физико-математических наук*

*О. Я. Зельдович  
(ФГУП ГНЦ РФ ИТЭФ,  
г. Москва)*

**Ведущая организация:**

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».*

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 201 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 Учреждения Российской академии наук Института ядерных исследований РАН по адресу: 117312, г. Москва, проспект 60-летия Октября, д.7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Института ядерных исследований РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 201 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 002.119.01,

*кандидат физико-математических наук*

*Тулупов Б. А.*

## Общая характеристика работы

### Актуальность работы.

Актуальность диссертации обусловлена фундаментальным вопросом конечной величины массы нейтрино. Существование ненулевой массы нейтрино, которое следует из экспериментальных данных по наблюдению осцилляций между разными типами нейтрино, делает принципиально важным прямое измерение этой массы. Повышение чувствительности измерений позволяет улучшить мировое ограничение на массу нейтрино и тем самым приблизить оценку массы нейтрино к ограничениям, полученным из осцилляций и космологических наблюдений.

Последние результаты по поиску и измерению параметров осцилляций нейтрино показывают, что известные нам состояния взаимодействия нейтрино ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ) не являются собственными массовыми состояниями, а являются смесью собственных состояний  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и  $\nu_3$ . Прямым следствием существования осцилляций между разными состояниями взаимодействия является наличие ненулевой разности квадратов масс массовых состояний, что в свою очередь приводит к тому, что по крайней мере два из трех состояния взаимодействия имеют ненулевую массу.

Несмотря на то, что измерение параметров осцилляций дает много информации о соотношению между свойствами разных массовых состояний и состояний взаимодействия, вопрос об абсолютной шкале масс нейтрино остается открытым.

Целью работы является экспериментальное определение эффективной массы электронного антинейтрино из кинематики бета-распада трития.

## Научная новизна

1. Получено лучшее в мире ограничение на массу электронного антинейтрино.
2. Впервые полностью описан спектр электронов при использовании безоконного газового тритиевого источника.
3. Впервые для обработки данных использован метод квазиоптимальных весов.

## На защиту выносятся следующие положения:

1. Выполнено описание реального физического спектра электронов, получаемых на установке с безоконным газовым тритиевым источником и электростатическим спектрометром.
2. Разработаны методы учета эффектов потерь энергии электронами в газообразном тритии, запирающих электронов в магнитной ловушке тритиевого источника и увеличения длины пробега электронов в магнитном поле.
3. Исследовано влияние систематических погрешностей на оценку массы нейтрино.
4. Получена оценка квадрата массы электронного антинейтрино:  $m_{\bar{\nu}}^2 = -0.67 \pm 1.89_{stat} \pm 1.68_{syst} \text{ эВ}^2$ , что приводит к оценке массы нейтрино  $m_{\nu} < 2.05 \text{ эВ}$  95% *C. L.*
5. Проведен критический анализ использования безоконного газового тритиевого источника для дальнейших экспериментов по прямому измерению массы нейтрино.

### Апробация работы и публикации.

Результаты диссертации докладывались на 51-й и 52-й Научных конференциях МФТИ (Россия, г. Долгопрудный, 2008 и 2009 гг.), семи международных совещаниях коллаборации KATRIN (Германия, г. Карлсруэ, 2007–2011 гг) и специализированных семинарах ИЯИ РАН.

Основные результаты опубликованы в реферируемом журнале Ядерная Физика [A1], материалах международных конференций [A2, A3] и препринтах ИЯИ [A4, A5].

### Личный вклад автора:

1. Выполнено физическое описание спектра электронов, наблюдаемого на установке.
2. Осуществлен тщательный отбор данных и восстановление параметров установки.
3. Произведена адаптация фитирующей программы для обработки данных эксперимента "Троицк ню-масс".
4. Произведена тщательная проверка правильности работы математического ядра программы и правильности задания сложной фитирующей кривой.
5. Проведен статистический анализ данных и интерпретация результатов обработки.

Структура и объем диссертации Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 117 страниц, из них 109 страниц текста, включая 43 рисунка. Список цитируемой литературы включает 52 наименования.

## Содержание работы

Во введении раскрывается основная цель и актуальность работы.

В первой главе приведен краткий обзор истории исследований свойств нейтрино. Приведено краткое введение в современное теоретическое описание нейтрино. Описаны два основных на сегодняшний день подхода к измерению массы нейтрино: изучение кинематики в бета-распаде и поиск безнейтринного двойного бета-распада. Отдельное внимание уделено сравнению двух самых точных на сегодняшний день экспериментов по изучению бета-спектра трития: "Троицк ню-масс" и эксперимента в Майнце.

Во второй главе приводится описание установки "Троицк ню-масс" и ее основных элементов, а именно безоконного газового тритиевого источника и электростатического спектрометра с магнитной адиабатической коллимации. Объясняется принцип действия интегрального электростатического спектрометра.

В третьей главе изложен подробный физический анализ формы спектра, наблюдаемого при помощи спектрометра установки "Троицк ню-масс".

Используемый при фитировании спектр получается последовательной сверткой спектра электронов, испущенных при бета-распаде, с функцией потерь энергии электронов в газообразном тритии и функцией разрешения спектрометра.

В распаде трития спектр определяется хорошо известной формулой фазового объема двухчастичного распада:

$$S(E, E_0, m_\nu^2) = NF(E)(E + m_e)p(E_0 - E)^2 \sqrt{1 - \frac{m_\nu^2}{(E_0 - E)^2}}, \quad (1)$$

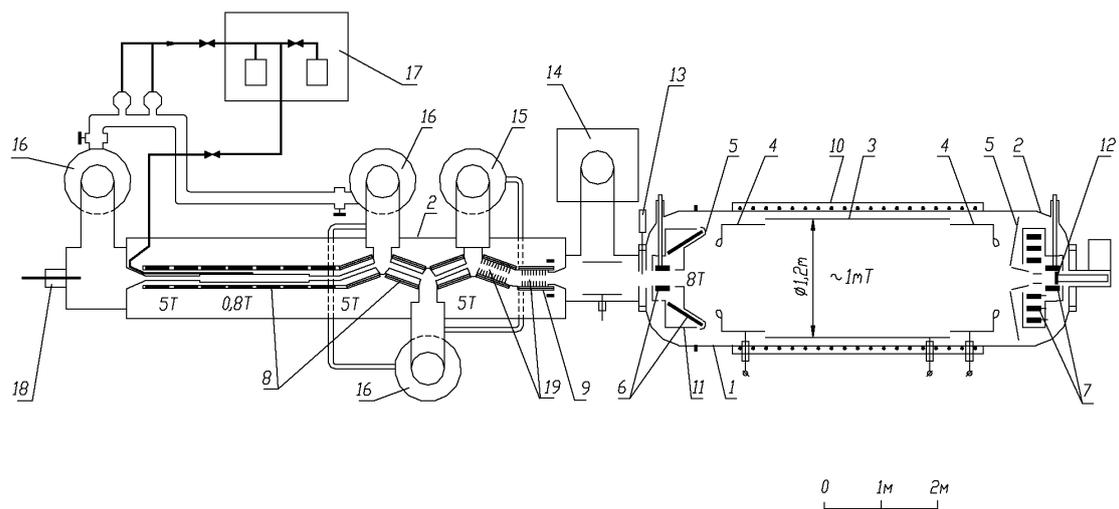


Рис. 1. Схема установки "Троицк ню-масс": 1, 2 – вакуумный объем; 3, 4 – электростатическая система; 5 – заземленный электрод; 6–9 – сверхпроводящие магниты; 10 – теплый соленоид; 11 – азотный экран; 12 – Si(Li) детектор; 13 – аварийный шибер; 14 – магниторазрядный насос; 15, 16 – ртутные диффузионные насосы; 17 – система очистки трития; 18 – электронная пушка; 19 – аргоновая ловушка.

где  $m_\nu$  – масса нейтрино,  $m_e$  – масса электрона,  $p$  и  $E$  – импульс и энергия электрона,  $E_0$  – граничная энергия бета-спектра (та точка, где он обращался бы в ноль, если бы масса нейтрино была равна нулю),  $N$  – нормировочный коэффициент,  $F(E)$  – т. н. функция Ферми, вводящая поправку на электростатическое взаимодействие вылетевшего электрона и ядра [6]. Заметим, что, так как масса нейтрино является действительной величиной, ее квадрат всегда положителен. Подкоренное выражение также должно быть положительно. Для использования частотной интерпритации результатов фитирования, требуется продолжить функцию 1 в область отрицательных квадратов масс нейтрино. В работе проводится сравнение предложенных к сегодняшнему моменту возможных вариантов этого продолжения.

Далее, учитывая, что распад молекулы трития не всегда идет

в основное состояние молекулы  $T^3He$ , спектр надо просуммировать по конечным состояниям следующим образом:

$$S(E) = \sum_i N(E, E_0 - E_i) \cdot P_i, \quad (2)$$

где  $E_i$  – энергия возбуждения конечного состояния, а  $P_i$  – его вероятность.

Существенная часть главы посвящена описанию учета рассеяния электронов на газообразном тритии в источнике. Форма спектра потерь при однократном рассеянии получена в [7]. Спектры двукратных и трехкратных потерь получают последовательной сверткой этого спектра самого с собой.

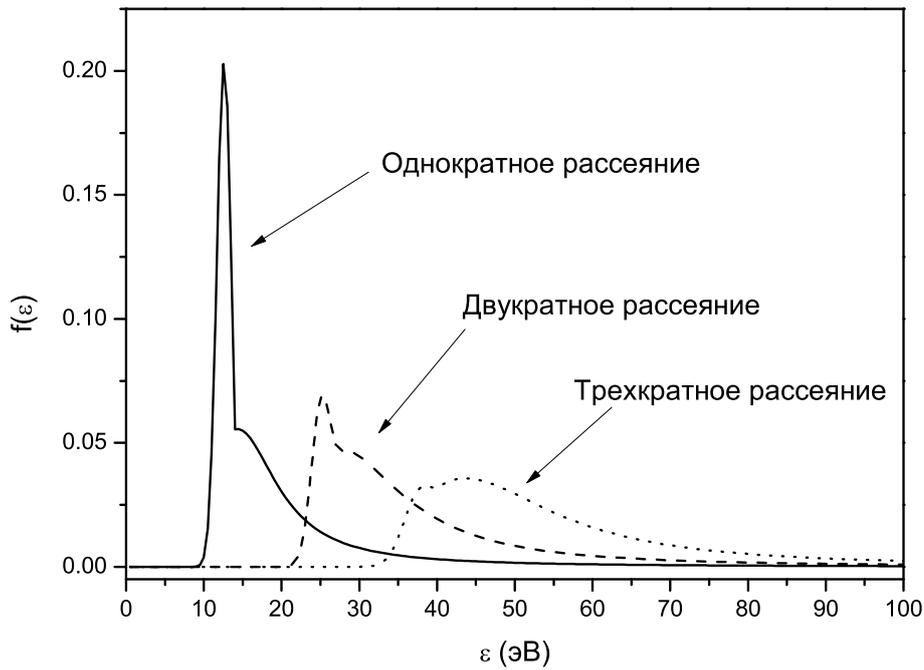


Рис. 2. Спектр потерь энергии электроном при однократном, двукратном и трехкратном рассеянии.

Важной частью работы является вычисление средних вероятностей прохождения электрона без потерь, а также однократных,

двукратных и трехкратных потерь. Для этого проводится аналитическое и численное усреднение этих вероятностей по всему объему тритиевого источника, в результате которого получаются формулы, зависящие только от так называемой толщины источника  $X_0$  - длины источника, измеренной в дилнах свободного пробега электрона. После усреднения по длине источника получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 \langle P_1 \rangle &= \frac{1}{X_0} (1 - e^{-X_0}) - e^{-X_0}, \\
 \langle P_2 \rangle &= \frac{1}{2X_0} (2 - e^{-X_0} (X_0^2 + 2X_0 + 2)), \\
 \langle P_3 \rangle &= \frac{1}{6X_0} (6 - e^{-X_0} (X_0^3 + 3X_0^2 + 6X_0 + 6)).
 \end{aligned} \tag{3}$$

После усреднения этих выражений методом численного интегрирования по углу (тут учитывается тот факт, что за счет "наматывания" на магнитную силовую линию, путь электрона увеличивается), получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 P_0 &= \langle P_0 \rangle \cdot (0.9996 - 0.0398 \cdot X_0), \\
 P_1 &= \langle P_1 \rangle \cdot (1.0854 - 0.0460 \cdot X_0), \\
 P_2 &= \langle P_2 \rangle \cdot (1.1595 - 0.0567 \cdot X_0), \\
 P_3 &= \langle P_3 \rangle \cdot (1.2398 - 0.0682 \cdot X_0).
 \end{aligned} \tag{4}$$

Большое внимание уделено экспериментальному определению толщины источника для различных сеансов измерений.

Прямое измерение концентрации газа в тритиевом источнике в процессе получения данных невозможно, поэтому для контроля концентрации трития был использован комбинированный метод. В каждом наборе данных проводились измерения в т. н. мониторинжной точке (короткое измерение при запирающем напряжении 18000 В). При этом напряжении счет ( $N_{mon}$ ) достаточно велик, что позволяет

контролировать количество трития в источнике. С помощью масс-спектрометра, установленного в контуре циркуляции трития, измеряется парциальная концентрация молекул  $T_2$ ,  $TN$  и  $H_2$ . Из этих измерений проводится расчет соотношения между атомарным водородом и тритием. Таким образом, зная счет в мониторинжной точке и долю атомов трития в объеме источника, можно написать соотношение:

$$X_0 = A \frac{N_{mon}}{P_T}, \quad (5)$$

где  $X_0$  – полная толщина источника в длинах свободного пробега электронов,  $N_{mon}$  – счет детектора в мониторинжной точке,  $P_T$  – процентное содержание атомарного трития.

Величина  $A$  – коэффициент, который зависит от многих факторов, но во время одного сеанса работы установки (от двух до пяти недель) остается постоянным: его значение в начале и конце сеанса в пределах систематической ошибки измерений совпадает. Величина этого коэффициента определялась экспериментально в измерениях с электронной пушкой. Электронная пушка расположена в задней части источника и дает близкий к монохроматичному спектр электронов с энергией, задающейся потенциалом на катоде пушки (до 20 кВ). При отсутствии газа в источнике спад интегрального спектра электронов от пушки, прошедших через спектрометр, определяется только разрешением спектрометра. Поправка на стабильность высокого напряжения в пределах долей электронвольта на катоде пушки при этом пренебрежимо мала. При заполнении тритиевой трубы газом интегральный спектр меняется. На рис. 3 четко видна граница, образованная электронами, прошедшими источник без потерь. Далее ниже по напряжению возникает ”полочка”, образованная одно-

кратно рассеянными электронами, а также видны дополнительные структуры, вызванные потерями энергии согласно кривым, приведенным на рис. 2. Интегральный спектр электронов при значениях запирающего напряжения на 100–200 В ниже/левее правой границы спектра соответствует суммарному числу электронов без рассеяния и с рассеянием. Отношение амплитуды ступеньки прохождения без потерь к полному числу электронов определяет абсолютную вероятность прохождения без столкновения, которая связана с реальной толщиной источника  $X_0$ . При помощи масс-спектрометра определяется изотопный состав газа. Одновременно измеряется мониторный счет  $N_{mon}$ . В результате калибровки с электронной пушкой коэффициент  $A$  может быть определен в соответствии с формулой (5).

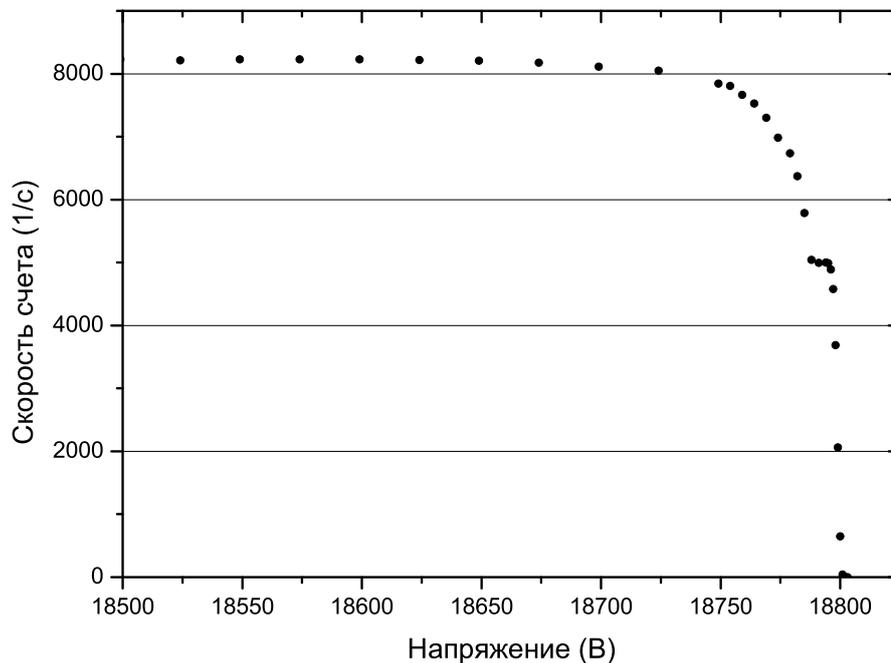


Рис. 3. Интегральный спектр электронов от электронной пушки при прохождении через заполненный газом источник.

Существенный вклад в общий спектр дают электроны от так

называемого трэппинг-эффекта. Геометрия поля в тритиевом источнике такова, что более 90% электронов, родившихся в результате бета-распада оказываются запертыми в магнитной ловушке. Запертые электроны движутся вдоль силовых линий магнитного поля и многократно отражаются от магнитных пробок. Они не могут попасть в спектрометр и, в принципе, не должны повлиять на регистрируемый спектр электронов, прошедших через спектрометр. Однако за счет столкновений электронов с газом угол между вектором скорости электронов и осью источника меняется, и они попадают в зону захвата спектрометра. Физически происходит диффузия электронов в фазовый объем чувствительности спектрометра. Хотя количество электронов, попавших в спектрометр из этого "запертого" состояния, составляет всего порядка  $10^{-4}$  от числа электронов, попадающих туда за то же время нормальным способом, их надо учитывать, так как спектр потерь для этих электронов существенно отличается от того, который приведен на рис. 2. Было произведено моделирование поведения электронов в магнитной ловушке источника методом Монте-Карло. На рис. 4 приводится расчетный спектр потерь энергии. Разыграно  $10^7$  событий рождения электронов в полный телесный угол. Из этих событий отобраны электроны, первоначально рожденные под углом большим, чем угол захвата спектрометра, но в результате рассеяния попавшие в спектрометр. Из полученных событий (около 9800) была составлена гистограмма по конечной энергии с величиной канала разбиения в 10 эВ.

Результаты моделирования были аппроксимированы аналитической зависимостью  $trap(\varepsilon) = 1.86 \cdot 10^{-4} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{25}\right) + 5.5 \cdot 10^{-5}$ , показанной на рис. 4 сплошной кривой. В результате полный спектр

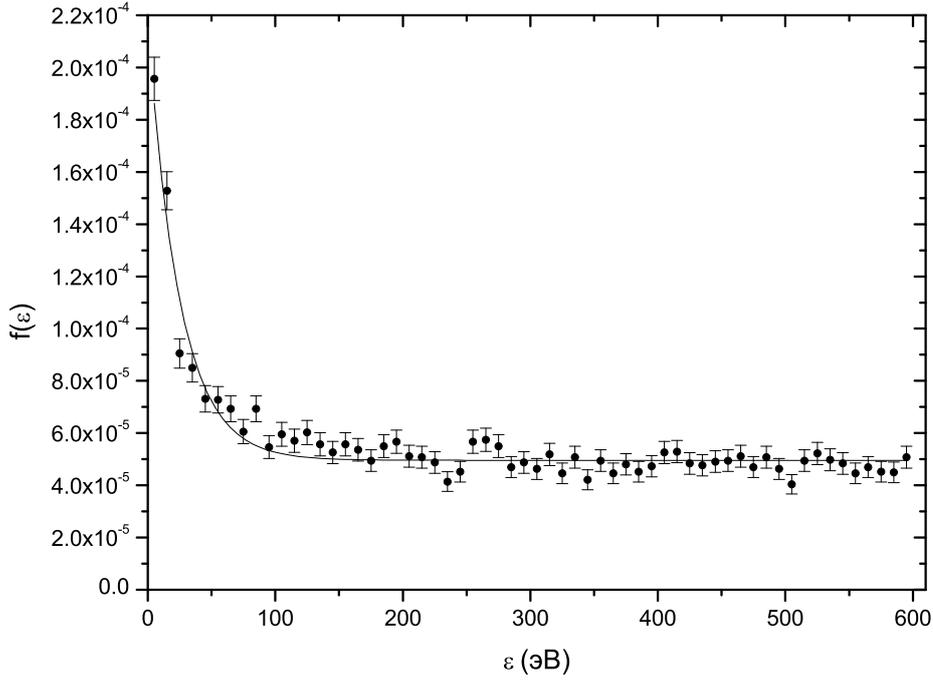


Рис. 4. Результаты моделирования спектра запертых электронов. Сплошная кривая - результат аппроксимации функцией  $trap(\varepsilon)$ .

потерь записывается следующим образом:

$$Tr(\varepsilon) = P_0\delta(\varepsilon) + P_1f(\varepsilon) + P_2f_2(\varepsilon) + P_3f_3(\varepsilon) + trap(\varepsilon), \quad (6)$$

где  $P_i$  – средние вероятности  $i$ -кратных рассеяний из (4), а  $f_i(\varepsilon)$  – функция распределения потерь энергии для  $i$ -го рассеяния.

Полученный спектр остается проинтегрировать с функцией разрешения спектрометра, которая задается следующей формулой:

$$R(U, E) = \begin{cases} 0 & , E - U < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E-U}{E} \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \frac{B_S}{B_A}}} & , 0 \leq E - U \leq \Delta E \\ 1 & , E - U > \Delta E \end{cases} \quad (7)$$

где  $E$  – энергия электрона,  $U$  – напряжение на электроде,  $\Delta E = \frac{B_A}{B_0}E$ ,  $B_A$  – поле в анализирующей плоскости спектрометра,  $B_S$  –

поле в тритиевом источнике,  $B_0$  – максимальное поле, достигаемое на входе в спектрометр (т. н. пинч-магнит).

Окончательный спектр получается в виде:

$$Spec(U) = N \int [S(E, E_0, m_\nu^2) \otimes Tr(E)] \cdot R(U, E) dE + bkg, \quad (8)$$

где  $S(E)$  – спектр электронов от бета-распада с учетом спектра конечных состояний,  $Tr(E)$  – спектр потерь энергии электронов в источнике,  $R(U, E)$  – разрешение спектрометра ( $U$  – запирающее напряжение на электроде спектрометра).

В этой главе также рассматривается ряд возможных малых поправок к спектру за счет тепловых эффектов и отдачи ядра гелия при распаде.

В четвертой главе описывается используемый в работе метод квазиоптимальных весов, разработанный Ф. В. Ткачевым, а также подробно рассматривается процедура отбора данных, фитирования и проверки правильности фита.

Идея метода квазиоптимальных восходит к хорошо известному методу мометов, отличающемуся своей простотой в реализации, но обладающему низкой эффективностью. В работах [8] и [9] показан способ устранения этого недостатка без потери достоинств. Сначала нужно выбрать весовые функции  $\varphi_i(X_i)$  от экспериментальных измерений  $X_i$  (каждое  $X_i$  — это измеренное число событий для некоторого значения запирающего напряжения и времени измерения). Затем можно вычислить взвешенное среднее для конкретного набора измерений, а также соответствующее теоретическое среднее, являющееся вычислимой функцией оцениваемых параметров  $\theta$  (поскольку вероятностное распределение предполагается известным с

точностью до  $\theta$ ):

$$\langle \varphi \rangle_{\text{exp}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varphi_i(X_i), \quad \langle \varphi \rangle_{\text{th}} = E_{\theta}[\varphi_i(X)], \quad (9)$$

где  $N$  — количество измерений в данном файле, а  $E_{\theta}$  - математическое ожидание величины, полученное при определенном значении параметров.

Требуюя  $\langle \varphi \rangle_{\text{exp}} = \langle \varphi \rangle_{\text{th}}$ , получаем уравнения для  $\theta$ , от которых зависит правая часть. Взяв несколько разных весов  $\varphi$ , можно получить систему уравнений, решение которой даст оценку для  $\theta$ .

Часть главы посвящена статистической проверке метода при помощи моделирования спектров подобных тому, что наблюдается в эксперименте "Троицк ню-масс" и последующему фитированию их методом квазиоптимальных весов и методом максимума правдоподобия. Приведенные результаты наглядно показывают то, что оценки методом квазиоптимальных весов обладают той же эффективностью, что оценки методом максимума правдоподобия, то есть достигают теоретического предела Рао-Крамера. Теоретическое доказательство эффективности метода, а также более подробное описание процедуры проверки приведены в [А5].

Далее приведено краткое описание разработанной совместно с Ф. В. Ткачевым среды для обработки данных эксперимента, использующей в качестве основы программную платформу BlackBox (язык Component Pascal).

Существенное внимание уделено описанию многоступенчатой процедуры отбора данных, которую можно разделить на следующие этапы:

1. Первичный отбор плохих файлов и точек, при котором от-

брасываются данные измерений, которые были помечены как ненадежные в процессе эксперимента, или не удовлетворяют требованиям к стабильности.

2. Поиск и отбрасывание участков данных, содержащих кратковременные резкие увеличения скорости счета, связанные с фоновыми событиями (т. н. пачки).
3. Исключение из анализа наборов данных, в которых нет возможности с нужной точностью установить толщину источника (калибровка с электронной пушкой не проводилась или ее данные недостоверны).
4. Сравнение различных файлов и точек на предмет явных перепадов скорости счета.

Далее приводится подробное описание процедуры фитирования с указанием последовательности производимых операций. В качестве фитируемых используется четыре основных параметра:  $N$  - нормировка фитирующей кривой,  $bk g$  - уровень фона (экспериментально проверено, что уровень фонового сигнала не зависит от запирающего напряжения при его изменении в тех пределах, что используются в эксперименте),  $E_0$  - граничная энергия бета-спектра и  $m_\nu^2$  - квадрата массы нейтрино.

Кроме того, вначале каждого фитирования, вручную задаются следующие известные параметры:

$B_S, B_P, B_A$  - поля в тритиевой трубе, пинч-магните и анализирующей плоскости спектрометра в гауссах,

$X$  - эффективная толщина тритиевого источника,

$P_0, P_1, P_2, P_3$  – вероятности отсутствия неупругих столкновений электрона, а также однократных, двукратных и трехкратных столкновений (если эти вероятности в явном виде не заданы, то они вычисляются по формулам 4 из величины  $X$ ),

*trap* – постоянная составляющая в траппинг-эффekte. Если для этой величины указано значение ”-1”, то по умолчанию используется экспоненциальная функция.

После фитирования обязательным является контроль качества фита. В качестве основных критериев контроля можно привести следующие:

1. На этапе фитирования контролируется невязка системы. Значение невязки не является показательным для определения согласия экспериментальных данных с фиксирующей кривой, но позволяет определить насколько хорошо решается сама система. Если система решается, то значение невязки составляет  $10^{-5} - 10^{-4}$ . Если программе не удастся найти решение, то значения невязки могут составлять от единиц и выше.
2. Для контроля согласия фита и данных используется критерий правдоподобия и  $\chi^2$  на степень свободы. Последний, вообще говоря, зависит от количества степеней свободы, но эта зависимость почти исчезает, когда количество степеней свободы достаточно велико. В нашем случае спектр содержит от 30 до 50 точек, так что этот критерий является очень удобным для наглядного представления качества фита.
3. Программа фитирования в дополнение к этим критериям вычисляет так называемый объем гиперэллипсоида ошибок. Эта

величина вычисляется как объем гиперэллипсоида в пространстве параметров, задаваемого ковариационной матрицей. В одномерном случае – это просто удвоенное стандартное отклонение.

4. Помимо основного способа фитирования в программе предусмотрена возможность воспользоваться методом максимума правдоподобия в чистом виде, а также его частным случаем с использованием Байесовской априорной вероятности. Такой метод требует очень длительных вычислений и в основном используется для поиска максимума правдоподобия по одному из четырех параметров.

Еще один способ проверки заключается в использовании другого алгоритма фитирования, не использующего метод квазиоптимальных весов. Алгоритм реализован на языке Java и в качестве фитирующего ядра может использовать несколько общеупотребительных методов.

Пятая глава посвящена оценке систематических ошибок.

Основной вклад в ошибку  $m_{\nu}^2$  вносит неопределенность в оценке толщины источника  $X_0$ . За время одного сеанса величина эффективной толщины  $X_0$  постоянно изменяется (в пределах 5–10% от средней величины). Оценка толщины  $X_0$  проводилась по формуле (5) для каждого файла измерений (длительность набора данных в файл – около двух часов). Систематическая неопределенность в этой оценке в пределах времени измерения одного файла определяется падением концентрации трития. Средняя оценка этой систематической неопределенности составляет менее 2% от относительной концентрации атомарного трития. Дополнительная неопределенность

расчета эффективной толщины  $X_0$  следует из оценки параметра  $A$ . Эта погрешность также равна примерно 2%. В качестве суммарной консервативной систематической точности величины  $X_0$  получаем значение в 3%.

Второй по величине систематической ошибкой является погрешность в задании спектра конечных состояний молекулы  $T^3He$  (см. рис. 2). Как уже отмечалось, на сегодняшний день не существует экспериментальных данных по определению этого спектра, поэтому были использованы теоретические расчеты. Оценка влияния погрешности этих расчетов была произведена в работе [10] и составляет  $0.7 \text{ эВ}^2$  в определении квадрата массы нейтрино.

Погрешность в определении параметров эффекта запираания связана с неопределенностью сечений взаимодействия, используемых при моделировании. Консервативная оценка для этой неопределенности составляет 20%.

Дополнительную неопределенность вносит нестабильность напряжения на основном электроде, которая не превышает 0.2 В. В работе [11] выводится формула, связывающая сдвиг оценки квадрата массы нейтрино с размытием энергии в бета-спектре:  $\Delta m_\nu^2 = -2\sigma_E^2$ , что может смещать оценку квадрата массы нейтрино при  $\sigma_E = 0.2 \text{ эВ}$  на  $0.08 \text{ эВ}^2$  в сторону уменьшения массы. Этим сдвигом по сравнению с остальными погрешностями можно пренебречь. Следует отметить, что эффективность детектора и абсолютное значение потенциала на электроде не влияют на оценку массы, так как нормировка и граничная энергия спектра являются свободными параметрами в фите.

Некоторую погрешность вносит процесс предварительной обработки данных, в котором учитываются мертвое время детектора,

двойные наложения событий, а также производится отбрасывание фоновых событий. Поправки на мертвое время и наложения начинают играть существенную роль при сравнительно высоких скоростях счета (десятки герц), то есть для точек, на которых запирающее напряжение в спектрометре менее 18400 В. Эти точки в анализе формы спектра не использовались.

В шестой главе приводятся результаты обработки для различных сеансов измерений.

Часть главы посвящена рассмотрению так называемой троицкой аномалии - ступенькообразного искажения интегрального спектра, которое было введено в предыдущих работах по обработке данных "Троицк ню-масс". Необходимость введения такого искажения была вызвана тем, что в противном случае квадрат массы нейтрино оказывался существенно отрицательным (более четырех стандартных отклонений). В настоящей работе в результате пересчета толщины источника во всех сеансах, сильного отклонения оценки квадрата массы в отрицательную область не наблюдается. Для дополнительной проверки факта отсутствия аномалии было произведено следующее исследование:

1. К фиту спектру было добавлено ступенькообразное искажение с двумя параметрами: положение ступеньки и ее амплитуда. При этом ширина перепада приравнивалась ширине функции разрешения спектрометра.
2. Квадрат массы нейтрино приравнивался нулю, чтобы избежать корреляций между параметрами.
3. Проводился фит по пяти параметрам:  $N$  - нормировка спектра,

$bg$  - фон,  $E_0$  - граничная энергия,  $E_{step}$  - положение ступеньки,  $step_{Amp}$  - амплитуда ступеньки.

Таблица 1. Результаты для различных сеансов

RUN	Дата	X	$m_\nu^2$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_X$	$\sigma_{trap}$	$\sigma_{syst}$	$\chi^2/d.o.f.$
Run 22	06.1997	0.35	-7.55	9.89	1.1	0.34	1.34	0.796
Run 23	12.1997	0.45	2.53	4.57	1.31	0.352	1.52	1.043
Run 24-1	01.1998	0.47	-1.31	4.32	1.35	0.318	1.55	0.923
Run 24-2	02.1998	0.46	-5.44	4.98	1.48	0.342	1.67	1.026
Run 25	06.1998	0.46	-0.11	7.35	1.57	0.378	1.76	0.847
Run 28	05.1999	0.55	2.60	6.99	1.82	0.4	1.99	1.421
Run 29	10.1999	0.512	-0.51	7.50	1.94	0.416	2.10	1.268
Run 30	12.1999	0.53	3.14	8.31	2.04	0.434	2.19	1.523
Run 31	12.2000	0.4	-8.06	6.99	1.45	0.38	1.65	0.902
Run 33	06.2001	0.41	7.21	8.82	1.47	0.504	1.70	1.378
Run 36	04.2002	0.468	1.91	6.72	1.37	0.322	1.57	1.356

Полученные в результате такого анализа значения не дают никаких явных указаний на статистическую достоверность аномалии. Кроме того, не было обнаружено колебаний положения ступеньки с периодом в половину года, указания на которые наблюдались ранее.

В качестве проверки также было выполнено фитирование ступеньки с применявшимися ранее значениями толщины источника. Результаты этого фитирования близки к полученными ранее. Это указывает на то, что разница в результатах объясняется не ошибкой при программировании, а более тщательным отбором данных и более корректным учетом толщины источника.

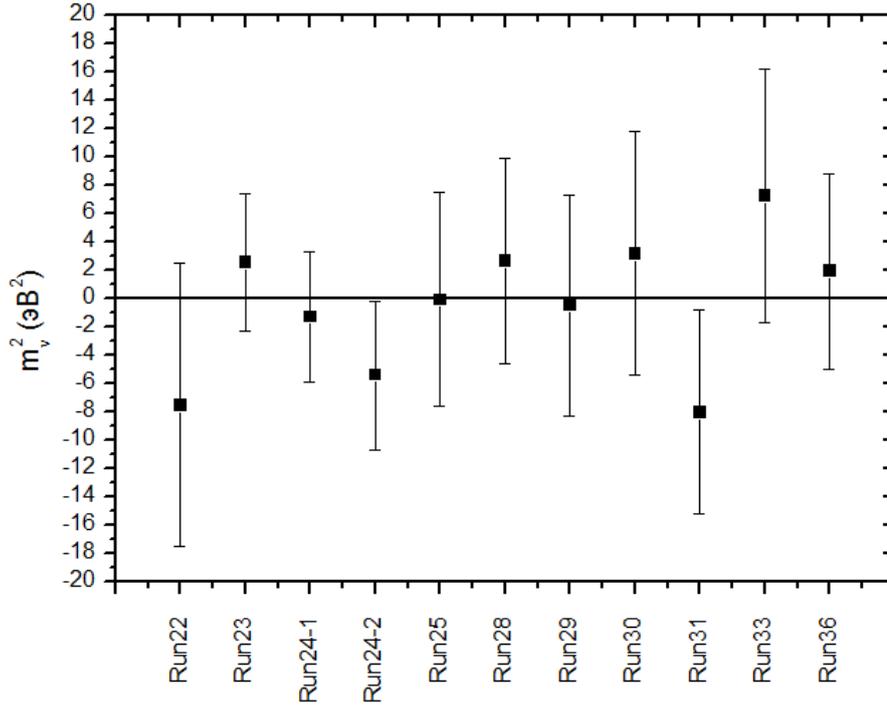


Рис. 5. Оценка квадрата массы нейтрино с полной ошибкой для различных сеансов.

В конце главы приведена суммарная по всем сеансам оценка квадрата массы нейтрино, составляющая  $m_\nu^2 = -0.67 \pm 1.89_{stat} \pm 1.68_{syst}$  эВ<sup>2</sup>. Также приведены оценки верхней границы на массу нейтрино сделанные с использованием различных методов оценки величины вблизи ее физической границы:

$$\begin{aligned}
 m_\nu &< 2.12 \text{ эВ} && (95\% \text{ C. L., метод Байеса}), \\
 m_\nu &< 2.05 \text{ эВ} && (95\% \text{ C. L., метод Фельдмана и Казинса}).
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Кроме того выведена суммарная оценка эксперимента ”Троицк ню-масс” и эксперимента в Майнце ([12]):  $m_\nu^2 = -0.88 \pm 1.94$  эВ<sup>2</sup>, и соответствующие пределы на массу нейтрино

$$\begin{aligned}
 m_\nu &< 1.8 \text{ эВ} && (95\% \text{ C. L., метод Байеса}), \\
 m_\nu &< 1.7 \text{ эВ} && (95\% \text{ C. L., метод Фельдмана и Казинса}).
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

В конце главы обсуждается практическая значимость результатов работы. Рассмотрен круг проблем, нуждающихся в решении в будущих экспериментах. Также рассмотрена возможность дальнейшего использования приведенных в настоящей работе методик и результатов в эксперименте KATRIN [13]. Сделан вывод о перспективности дальнейшего развития установок с использованием безоконного газового тритиевого источника электронов.

В Заключении перечислены основные результаты диссертации:

1. Выполнено описание реального физического спектра электронов, получаемых на установке с безоконным газовым тритиевым источником и электростатическим спектрометром.
2. Разработаны методы учета эффектов потерь энергии электронами в газообразном тритии, запираания электронов в магнитной ловушке тритиевого источника и увеличения длины пробега электронов в магнитном поле.
3. Исследовано влияние систематических погрешностей на оценку массы нейтрино.
4. Получена оценка квадрата массы электронного антинейтрино:  $m_\nu^2 = -0.67 \pm 1.89_{stat} \pm 1.68_{syst} \text{ эВ}^2$ , что приводит к оценке массы нейтрино  $m_\nu < 2.05 \text{ эВ}$  95% *C. L.*
5. Проведен критический анализ использования безоконного газового тритиевого источника для дальнейших экспериментов по прямому измерению массы нейтрино.

## Список публикаций по теме диссертации

- А1. Белесев А. И., Нозик А. А., и др. Исследование эффектов объёмного заряда в газообразном тритии как источника искажения бета-спектра в эксперименте по поиску массы нейтрино "Троицк ню-масс" // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. 2008. Vol. 71, no. 3. P. 449–459.
- А2. Нозик А. А. Измерение массы нейтрино: текущая ситуация и перспективы // ТРУДЫ 51-й НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук": Часть VIII. Проблемы современной физики. М.:МФТИ, 2008.
- А3. Нозик А. А. Применение метода квазиоптимальных весов к физическим задачам // ТРУДЫ 52-й НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ МФТИ "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук": Часть VIII. Проблемы современной физики. М.:МФТИ, 2009.
- А4. Нозик А. А., Скасырская А. К. Моделирование спектра и обработка данных результатов эксперимента "Троицк ню-масс" // Препринт ИЯИ РАН. 2009. no. 1224/1009.
- А5. Нозик А. А., Ткачев Ф. В. Применение метода квазиоптимальных весов для обработки данных эксперимента // Препринт ИЯИ РАН. 2009. no. 1241/2009.

## Цитированная литература

6. Simpson J. J. Measurement of the beta -energy spectrum of H3 to determine the antineutrino mass // Physical Review D. 1981. Vol. 23, no. 3. P. 649. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.23.649>.
7. Aseev V., Belesev A., Berlev A. et al. Energy loss of 18 keV electrons in gaseous T2 and quench condensed D2 films // The European Physical Journal D. 2000. Vol. 10, no. 1. P. 14.
8. Tkachov F. V. Approaching the parameter estimation quality of maximum likelihood via generalized moments // physics/0001019. 2000. Part.Nucl.Lett. 111 (2002) 28-35. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/0001019>.
9. Tkachov F. V. Transcending The Least Squares // physics/0604127. 2006. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/0604127>.
10. Lobashev V. M. The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the project KATRIN // Nuclear Physics A. 2003. Vol. 719. Pp. C153–C160. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403009850>.
11. Robertson R. G. H., Knapp D. A. DIRECT MEASUREMENTS OF NEUTRINO MASS // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. Vol. 38. Pp. 185–215.
12. Kraus C., Bornschein B., Bornschein L. et al. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium  $\beta$  decay // The European Physical Journal C. 2005. Vol. 40, no. 4.

Pp. 447–468. URL: <http://www.springerlink.com/content/x73874485323j14m/>.

13. KATRIN. <http://www-ik.fzk.de/tritium/>. URL: <http://www-ik.fzk.de/tritium/>.