

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

На правах рукописи

Шайхиев Артур Тагирович

Поиск тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва – 2015

Оглавление

Введение	3
1 Теоретическое обоснование и обзор экспериментальной ситуации	8
1.1 Нейтрино в Стандартной модели и за ее пределами	8
1.2 Поиск тяжелых нейтрино в ускорительных экспериментах	12
2 Эксперимент BNL—E949	19
2.1 Основная цель эксперимента	19
2.2 Экспериментальная установка	20
2.3 Монте-Карло моделирование	29
2.4 Триггер $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$	31
2.5 Набор данных для поиска тяжелых нейтрино	34
2.6 Метод поиска тяжелых нейтрино	35
2.7 Критерии отбора для поиска тяжелых нейтрино	36
3 Измерение акцептанса установки к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$	44
3.1 Эффективность триггера	44
3.2 Эффективность критериев отбора для поиска тяжелых нейтрино	53
3.3 Чувствительность эксперимента E949 к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$	60
4 Изучение 1/20 всех данных эксперимента E949	63
4.1 Измерение абсолютного значения импульса заряженной частицы	63
4.2 Измерение вероятности распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	64
4.3 Измерение вероятности распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$	73
4.4 Основные фоновые процессы	80
4.5 Разрешение детектора E949	88
4.6 Метод поиска пиков	91
5 Анализ всех данных эксперимента E949	95
Заключение	99
Литература	101

Введение

Актуальность темы исследования

Стандартная модель [1–5] на сегодняшний день является одной из важнейших теоретических конструкций в физике элементарных частиц, описывающих электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие всех элементарных частиц. Все вещество Вселенной, согласно этой модели, состоит из 12 элементарных (бесструктурных) фермионов: 6 лептонов и 6 кварков, объединенных в три поколения. Однако, несмотря на огромный успех этой теории (предсказания Стандартной модели подтверждены экспериментально, иногда с крайне высокой точностью в доли процента), существует ряд проблем, которые не дают считать Стандартную модель окончательной теорией.

Во-первых, экспериментально подтвержденный факт осцилляций нейтрино (переход между поколениями) указывает на тот факт, что нейтрино должно иметь очень маленькую, но ненулевую, массу, тогда как в Стандартной модели все известные нейтрино, ν_e , ν_μ и ν_τ , являются безмассовыми частицами.

Во-вторых, Стандартная модель не объясняет наблюдаемое преобладание в видимой части Вселенной вещества над антивеществом (барионная асимметрия Вселенной).

В-третьих, исследование скоростей вращения вокруг галактического центра вещества, расположенного на периферии галактик, и изучение реликтового излучения (космическое микроволновое фоновое излучение) указывает на наличие так называемой скрытой массы Вселенной или темной материи, которое не согласуется со Стандартной моделью. Также Стандартная модель имеет большое количество свободных параметров и не включает в себя гравитацию.

Исходя из перечисленных фактов, последнее время ведется активный поиск новой физики за рамками Стандартной модели для объяснения существующих проблем. Многие теоретические конструкции, способные объяснить вышеперечисленные проблемы, предсказывают наличие новых нейтральных лептонов или стерильных нейтрино, но не предсказывают точные массы этих частиц. Диапазон масс новых частиц варьируется от нескольких электронвольт/ c^2 до сотен ГэВ/ c^2 . Из-за смешивания с активными нейтрино рождение стерильных нейтрино возможно в распадах тяжелых мезонов.

Поиску тяжелых нейтрино (нейтральных лептонов) с массами до 300 МэВ/ c^2 в распадах каонов посвящена данная работа.

Цель работы и методы исследования

Цель работы заключается в поиске тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ и получении новых ограничений на параметры смешивания тяжелых и активных нейтрино в диапазоне масс 175–300 МэВ/ c^2 . Для решения этой задачи используются данные эксперимента E949 (БНЛ, США), которые ранее никогда не рассматривались с точки зрения поиска тяжелых нейтральных лептонов. Основная цель эксперимента E949 заключалась в поиске и измерении вероятности редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, поэтому все критерии отбора разрабатывались для идентификации положительного пиона, подавления мюонов в детекторе и отсутствии какой-либо другой активности в детекторе. Однако, мюоны присутствуют в конечном наборе данных из-за того, что часть мюонов идентифицировалась как пионы и попадала в пионный триггер. Поиск тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ заключался в идентификации мюонов в распадах остановленных каонов в пионном триггере и в поиске пиков в спектре импульсов вылетающих мюонов ниже основного пика ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $p_\mu = 236$ МэВ/с при распаде покоящегося каона).

Научная новизна и практическая ценность работы

Эксперимент E949 имеет наибольшую чувствительность к детектированию распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в диапазоне масс тяжелых нейтрино 175–300 МэВ/ c^2 , что дает возможность измерить или поставить лучшее в мире ограничение на элемент матрицы смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, в исследуемом диапазоне масс. Полученный результат является модельно независимым, т.к. не было выдвинуто никаких предположений о природе тяжелых нейтрино и их взаимодействии с частицами Стандартной модели. Таким образом, новое ограничение на величину $|U_{\mu H}|^2$ может быть использовано для ограничений на параметры моделей, использующих тяжелые нейтрино. Результат работы также важен для экспериментов, в которых планируется поиск тяжелых нейтрино, например, NA62, SHIP в ЦЕРНе и E36 в J-PARC (Япония).

Личный вклад автора

Автор является основным разработчиком анализа по поиску тяжелых нейтрино в распадах остановленных каонов:

- предложен и разработан метод поиска и идентификации мюона в пионном триггере эксперимента E949,
- проведена оптимизация критериев отбора для идентификации мюона в детекторе,
- измерен аксептанс распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса вылетающего мюона (массы тяжелого нейтрино) и вычислена чувствительность эксперимента к искомому распаду в отсутствии фоновых процессов,

- измерена вероятность распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, совпадающая в пределах ошибки с измеренными ранее значениями, для проверки измерения акцептанса в области высоких импульсов мюонов,
- измерена вероятность распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ ($140 < p_\mu < 200$ МэВ/с), совпадающая в пределах ошибки с измеренными ранее значениями, для проверки измерения акцептанса в области низких импульсов мюонов,
- определена систематическая ошибка акцептанса установки к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$,
- измерена зависимость импульсного разрешения детектора E949 от импульса вылетающего мюона,
- разработан алгоритм поиска пиков от тяжелых нейтрино в спектре импульсов мюонов на основе статистического подхода, примененного для открытия бозона Хиггса в эксперименте ATLAS,
- получено лучшее в мире модельно независимое ограничение на элемент матрицы смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, в диапазоне масс тяжелого нейтрино 175–300 МэВ/с².

Положения, выносимые на защиту

1. Для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ разработан метод анализа мюонных событий, прошедших основной триггер эксперимента E949, оптимизированный для регистрации пионов от редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.
2. Оптимизация критериев отбора для идентификации мюона в детекторе и измерение акцептанса распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса вылетающего из мишени мюона в основном триггере эксперимента, оптимизированном для идентификации пионов.
3. Измерение вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ ($140 < p_\mu < 200$ МэВ/с) для проверки определения акцептанса к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в основном триггере эксперимента, изучения формы фона и определения систематических ошибок.
4. Чувствительный поиск тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в диапазоне масс 175–300 МэВ/с², используя данные эксперимента E949 с общим числом остановленных каонов равным 1.70×10^{12} .
5. Получение нового модельно независимого ограничения на элемент матрицы смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, в диапазоне масс 175–300 МэВ/с².

Апробация работы и публикации

Результаты исследования были представлены автором на следующих конференциях:

1. Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», ИТЭФ, Москва, 23–27 ноября 2009.
2. «16th International Seminar on High Energy Physics», QUARKS 2010, Коломна, Россия, 6–12 июня 2010.
3. 15-я Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц, МГУ, Москва, 18–24 августа 2011.
4. «18th International Seminar on High Energy Physics», QUARKS 2014, Суздаль, Россия, 2–8 июня 2014.
5. «XXX-th International Workshop on High Energy Physics — Particle and Astroparticle Physics, Gravitation and Cosmology: Predictions, Observations and New Projects», NEPFT 2014, ИФВЭ, Протвино, Россия, 23–27 июня 2014.
6. «2-nd Symposium Theory Meeting Experiment: NEUTRINOS and COSMOS», TMEX 2014, Варшава, Польша, 3–5 сентября 2014.
7. «International Conference-Session of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Division of the Russian Academy of Sciences», МИФИ, Москва, 17–21 ноября 2014.

а также на научных конференциях МФТИ в 2008, 2009 и 2010 гг.

Непосредственно по материалам диссертации опубликованы следующие статьи:

1. Шайхиев А.Т., Куденко Ю.Г. и Хотянцев А.Н. Поиск тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов // Ядерная физика, 2011. т.74, №5, с.814–819.
2. Artamonov A.V., Bassalleck B., Bhuyan B.,..., Shaikhiev A.T. *et al.* Search for heavy neutrinos in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ decays // Phys. Rev. D., 2015. V.91, P.052001.
3. Шайхиев А.Т. Поиск тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов // Труды 51-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук»: Часть VIII. Проблемы современной физики. М.:МФТИ, 2008.
4. Шайхиев А.Т. Поиск тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов // Труды 52-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук»: Часть VIII. Проблемы современной физики. М.:МФТИ, 2009. с.135–137.
5. Шайхиев А.Т. Поиск тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов // Труды 53-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук»: Часть VIII. Проблемы современной физики. М.:МФТИ, 2010. с.259–260.

6. Shaykhiev A.T. Search for heavy neutrino in rare kaon decays // Proceedings of the 16th International Seminar on High Energy Physics (QUARKS 2010).
7. Shaikhiev A. Search for heavy neutrino in rare kaon decays // Proceedings of the Fifteenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics. Singapore, Singapore: World Scientific, 2013. p.328-332.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, 6 глав и Заключения. Во Введении излагаются цель и методы исследования, раскрываются актуальность, научная новизна и практическая ценность работы, а также перечисляются положения, выносимые на защиту, и приводятся фактические данные об исследовании и его апробации.

Глава 1 посвящена общим вопросам физики нейтрино. Рассматриваются свойства нейтрино за пределами Стандартной модели. Приведен обзор ускорительных экспериментов по поиску тяжелых нейтрино и представлены ограничения на параметры смешивания между электронным и тяжелым нейтрино ($|U_{eH}|^2$), мюонным и тяжелым нейтрино ($|U_{\mu H}|^2$) и тау и тяжелым нейтрино ($|U_{\tau H}|^2$) в зависимости от массы тяжелого нейтрино.

В Главе 2 приведено описание эксперимента E949, его цели и экспериментальная установка. Подробно рассмотрен основной триггер, с помощью которого проводился предварительный отбор событий. Также дано описание вспомогательных триггеров, которые использовались для калибровки детектора, изучения фоновых процессов и измерения эффективностей различных критериев отбора. Для подавления фоновых процессов использовались дополнительные критерии отбора, подробное описание которых дано в этой главе. Также изложена стратегия поиска тяжелых нейтрино, используя экспериментальные данные.

В Главе 3 описываются методы и результаты измерения полной эффективности критериев отбора для распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса вылетающих мюонов, оценивается чувствительность эксперимента E949 к искомому распаду.

Глава 4 посвящена изучению 1/20 всех экспериментальных данных. В частности, описывается процедура проверки акцептанса, измеренного в предыдущей главе, с помощью измерения вероятности распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$, проводится изучение основных фоновых процессов, а также рассматривается соответствующий метод поиска пиков от тяжелых нейтрино в спектре импульсов мюонов от распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

Глава 5 посвящена обработке всех экспериментальных данных. Несмотря на отсутствие доказательств существования тяжелых нейтрино, возможно установить ограничение на матричный элемент смешивания $|U_{\mu H}|^2$ между мюонным и тяжелым нейтрино. Это ограничение изменяется от 10^{-7} до 10^{-9} для диапазона масс тяжелого нейтрино 175–300 МэВ/ c^2 .

В Заключении приводятся основные результаты работы и выводы, а также выражается благодарность тем, кто оказывал помощь при выполнении исследования.

Общий объем работы 108 страниц, включая 52 рисунка, 36 таблиц и список литературы, состоящий из 121 ссылки.

Глава 1

Теоретическое обоснование и обзор экспериментальной ситуации

В этой главе рассматриваются общие вопросы физики нейтрино. Приводится обзор экспериментов по поиску тяжелых нейтрино в ускорительных экспериментах.

1.1 Нейтрино в Стандартной модели и за ее пределами

Стандартная модель физики частиц (СМ) — это современная теория строения и взаимодействия элементарных частиц, которая наиболее полно отражает картину физического мира. Все частицы СМ связаны между собой посредством трех фундаментальных взаимодействий: сильного, электромагнитного и слабого. Переносчиками взаимодействий являются 8 безмассовых глюонов (сильное) и 4 калибровочных бозона: фотон (электромагнитное), W^\pm и Z^0 (слабое). В рамках этой теории все вещество состоит из 12 бесструктурных фермионов (и их античастиц соответственно): 6 кварков и 6 лептонов, которые объединены в три поколения элементарных частиц (рис. 1.1).

В СМ нейтрино являются электрически нейтральными частицами со спином $1/2$. Предположение существования нейтрино было выдвинуто австрийским физиком Вольфгангом Паули в 1930 году в связи с попыткой объяснить потерю энергии при β -распаде без нарушения основных законов физики [6]. Нейтрино не имеют электрического заряда и взаимодействуют только слабым образом, т.е. за счет обмена W^\pm (заряженные токи) и Z^0 (нейтральные токи) бозонами. Только левые (спин частицы антипараллелен импульсу) нейтрино и, соответственно, правые антинейтрино могут участвовать во взаимодействиях. Это связано с $V - A$ природой слабых процессов [7]. Слабый заряженный ток, связывающий электрон и электронное нейтрино, имеет следующий вид:

$$j_{weak}^\mu \propto \bar{e}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_e, \quad (1.1)$$

который выделяет левую компоненту нейтрино, ν_L , и, таким образом, исключает правую компоненту нейтрино, ν_R , из всех слабых процессов. В СМ массовый член лагранжиана связывает левые и правые компоненты частиц:

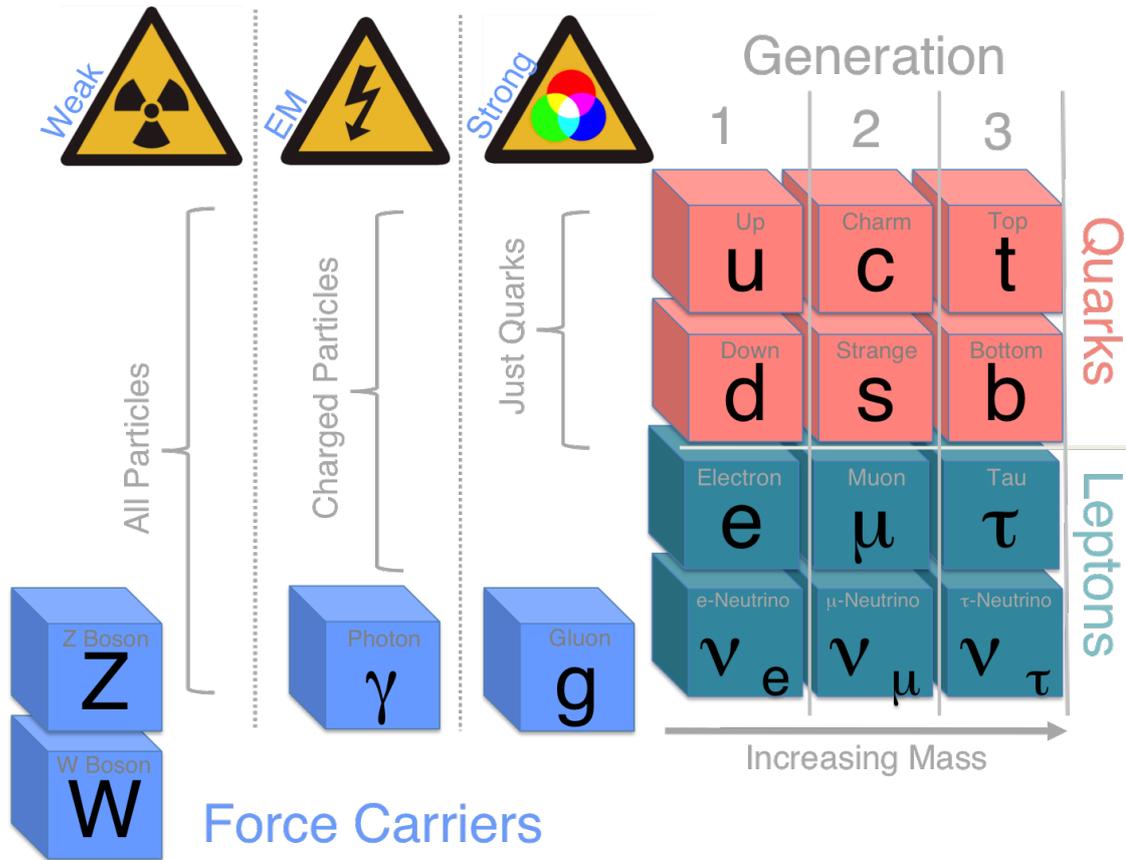


Рис. 1.1. Фундаментальные частицы Стандартной модели: три поколения кварков и лептонов, частицы-переносчики силовых взаимодействий между ними

$$\mathcal{L} = -m\psi\bar{\psi} = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L). \quad (1.2)$$

В СМ предполагается отсутствие правых нейтрино, поэтому генерация массы не происходит, и нейтрино являются безмассовыми частицами.

Несмотря на огромный успех СМ, она все же имеет ряд недостатков. Природа и масса нейтрино до сих пор являются предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. На сегодняшний день известно, что нейтрино должны иметь ненулевую массу. Первое указание на этот факт получено в глубоко подземном эксперименте, проведенном американским ученым Раймондом Дэвисом, детектирующим солнечные нейтрино [8]. Он обнаружил только около $1/3$ потока солнечных нейтрино, предсказанного теорией [9–13]. Однако русские ученые Михеев и Смирнов, усовершенствовав идеи, первоначально выдвинутые Вульфенштайном (США), предположили, что солнечные нейтрино могут в процессе движения превращаться во что-то еще. Солнце испускает только электронные нейтрино и они могут переходить в мюонные или тау нейтрино, которые на Земле не регистрируются. Этот эффект, получивший название нейтринных осцилляций, был впервые предсказан Понтекорво несколькими десятками годами раньше [14, 15]. Точный механизм, предложенный Михеевым, Смирновым и Вуль-

фенштайном и заключающийся в резонансном увеличении вероятности осцилляций из-за наличия вещества, известен сейчас как эффект Михеева-Смирнова-Вульфенштайна (MSW-эффект) [16].

Идея осцилляций нейтрино уже получила подтверждение от подземного эксперимента Super-Kamiokande [17], который в 1998 году показал, что существует дефицит мюонных нейтрино, прилетающих на Землю из космических лучей. Результаты эксперимента были интерпретированы как осцилляции мюонных нейтрино в тау нейтрино, которые не могут быть зарегистрированы.

Осцилляции нейтрино можно объяснить с помощью гипотезы смешивания [18], которая заключается в том, что физические (слабые) состояния ν_e, ν_μ, ν_τ являются линейной комбинацией собственных массовых состояний ν_1, ν_2, ν_3 с массами m_1, m_2 и m_3 соответственно:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Матрица смешивания U (Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты) параметризуется следующим образом:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Таким образом, нейтринные осцилляции определяются шестью параметрами: тремя углами смешивания ($0 \leq \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13} \leq \frac{\pi}{2}$), двумя разностями квадратов масс ($\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2$ с условием, что $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 = \Delta m_{13}^2$) и CP-нарушающей фазой δ ($0 \leq \delta \leq 2\pi$). Параметры нейтринных осцилляций измерялись в различных экспериментах с солнечными [19–24], атмосферными [17, 25–28] и реакторными нейтрино [29–32]. В настоящее время значения измеренных параметров следующие, согласно Particle Data Group (PDG) [33]:

$$\begin{aligned} \sin^2(2\theta_{12}) &= 0.846 \pm 0.021 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &= 0.999_{-0.018}^{+0.001} \quad (\text{нормальная иерархия масс}) \\ \sin^2(2\theta_{13}) &= 1.000_{-0.017}^{+0.000} \quad (\text{инверсная иерархия масс}) \\ \sin^2(2\theta_{13}) &= (9.3 \pm 0.8) \times 10^{-2} \\ \Delta m_{21}^2 &= (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{32}^2 &= (2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{нормальная иерархия масс}) \\ \Delta m_{32}^2 &= (2.52 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{инверсная иерархия масс}) \end{aligned} \quad (1.5)$$

Знак Δm_{32}^2 до сих пор неизвестен и диапазон значений указан для абсолютной величины.

Информация о массе нейтрино и углах смешивания, полученная экспериментально, свидетельствует о новой физике за пределами СМ и требует теоретического объяснения результатов экспериментов. Наиболее популярным механизмом,

который объясняет малость массы нейтрино, является see-saw механизм, предложенный в 1979 году Мюрреем Гелл-Манном, Пьером Рамоном и Ричардом Сланским (все США) [34], а также независимо от них Тсутому Янагидой из Токийского университета [35]. Основная идея метода заключается в добавлении в СМ нескольких нейтральных электрослабых синглетов N_a ($a = 1, \dots, n$). Лагранжиан такой модели выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{N}_a \not{\partial} N_a - y_{\alpha a} H^\dagger \bar{L}_\alpha N_a - \frac{M_a}{2} \bar{N}_a^c N_a + h.c., \quad (1.6)$$

где \mathcal{L}_{SM} — лагранжиан СМ, y — матрица юкавских констант связи, L_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) и H — лептонный и хиггсовский дублеты, M_a — масса введенной частицы. Согласно гипотезе смешивания собственные массовые состояния нейтрино ν_i ($i = 1, \dots, n+3$) можно представить как линейную комбинацию слабых (флэйворных) состояний $\{\nu_\alpha, N_a\}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$). Таким образом, массовые собственные состояния получаются путем диагонализации массовой матрицы порядка $(n+3) \times (n+3)$:

$$\mathcal{M}^{(n+3)} = \begin{pmatrix} 0 & y_{\alpha a} \langle H \rangle \\ y_{a\alpha} \langle H \rangle & \text{diag}\{M_1, \dots, M_n\} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Если предположить, что все величины $y_{a\alpha} \langle H \rangle \sim y \langle H \rangle \ll M_a \sim M$, то собственные значения этой матрицы разделятся на две группы: легкие собственные состояния с массами

$$m(\nu_{1,2,3}) \sim \frac{y^2 \langle H \rangle^2}{M} \quad (1.8)$$

и тяжелые собственные состояния с массами порядка M

$$m(\nu_a) \sim M \quad (a > 3). \quad (1.9)$$

Первые, более легкие, состояния относятся к активным нейтрино, а последние, более тяжелые, — к стерильным.

Можно вводить различное число n стерильных нейтрино в теоретические конструкции в зависимости от желаемого результата. Например, чтобы объяснить массы нейтрино, согласующиеся с экспериментами с атмосферными и солнечными нейтрино, достаточно ввести $n = 2$ стерильных нейтрино [36]. Однако, если потребовать, чтобы лагранжиан (формула 1.6) объяснял синтез тяжелых и сверхтяжелых ядер путем быстрого нейтронного захвата в предсверхновых или при взрывах сверхновых [37], пульсарные кики [38–45], механизм взрыва сверхновых [46, 47], темную материю [48–57], то необходимо большее число стерильных нейтрино. Одним из примеров таких теоретических конструкций может служить ν MSM модель с $n = 3$ стерильными нейтрино, которые имеют массы меньше электрослабого масштаба (сотни ГэВ) [54, 58, 59]. В этой модели самое легкое стерильное нейтрино с массой $\mathcal{O}(10)$ кэВ/ c^2 имеет очень слабое смешивание с другими лептонами, не играет никакой роли в генерации масс активных нейтрино и имеет достаточно большое время жизни, чтобы быть кандидатом в темную материю. Два других стерильных нейтрино должны быть вырождены по массе и иметь массу в диапазоне от ~ 150 МэВ/ c^2 до ~ 100 ГэВ/ c^2 ($|M_2 - M_3| \ll M_{2,3}$, где $M_{2,3}$ — масса второго или третьего введенного стерильного нейтрино), чтобы объяснить барионную асимметрию Вселенной [58, 60].

Во всех подобных теоретических конструкциях порядок масс новых введенных частиц M_a неизвестен. Он может быть как и много больше электрослабого масштаба [34, 35] так и много меньше (несколько эВ) [61].

Альтернативным способом ввода стерильных нейтрино являются так называемые модели с зеркальными частицами. В этих моделях предполагается существование скрытого сектора частиц и взаимодействий, которые компенсируют зеркальную асимметрию слабых взаимодействий обычных частиц. Таким образом, в зеркальных моделях существуют три новых нейтрино, которые не взаимодействуют с Z^0 бозоном и, следовательно, не могли быть найдены экспериментально на e^+e^- коллайдере в ЦЕРНе [62], даже если их масса много меньше массы Z^0 бозона. Массы этих зеркальных нейтрино появляются, например, с помощью зеркального аналога see-saw механизма.

Две «Вселенные» взаимодействуют друг с другом только гравитационно или посредством других сил, имеющих очень маленькую константу взаимодействия, что приводит к смешиванию нейтрино из двух Вселенных и может вызвать осцилляции между, к примеру, электронным нейтрино из нашей Вселенной и зеркальным электронным нейтрино из зеркальной Вселенной. Такие возможные осцилляции могут объяснить результат эксперимента LSND [63] без нарушения привычной осцилляционной картины с тремя нейтрино, которая хорошо описывает данные от экспериментов с солнечными и атмосферными нейтрино. Более подробная информация о гипотезах и поиске зеркальных частиц может быть найдена в обзоре Окуня Л.Б. [64].

1.2 Поиск тяжелых нейтрино в ускорительных экспериментах

Тяжелые нейтрино можно обнаружить в лептонных распадах π , K , B и D мезонов [59, 65, 66] путем изучения спектра вылетающих заряженных частиц и поиска пика. Если тяжелые нейтрино рождаются в таких распадах, то спектр лептонов (по энергии (E) или импульсу (p)) будет иметь дополнительный пик

$$E_l = \frac{m_M^2 + m_l^2 - m_{\nu_H}^2}{2m_M}, \quad (1.10)$$

$$p_l = \frac{1}{2}m_M c \sqrt{1 + \left(\frac{m_l^2}{m_M^2}\right)^2 + \left(\frac{m_{\nu_H}^2}{m_M^2}\right)^2 - 2\left(\frac{m_l^2}{m_M^2} + \frac{m_{\nu_H}^2}{m_M^2} + \frac{m_l^2 m_{\nu_H}^2}{m_M^2}\right)}, \quad (1.11)$$

где E_l и p_l — энергия и импульс заряженного лептона, а m_M , m_l , m_{ν_H} массы мезона, лептона и ν_H соответственно. Интенсивность этого дополнительного пика связана с параметром смешивания двух состояний $|U_{lH}|^2$ согласно соотношению [66]

$$\Gamma(M^+ \rightarrow l^+ \nu_H) = \rho \Gamma(M^+ \rightarrow l^+ \nu_l) |U_{lH}|^2, \quad (1.12)$$

где ρ — кинематический фактор, задающийся выражением

$$\rho = \frac{[x + y - (x - y)^2] \sqrt{1 + x^2 + y^2 - 2(x + y + xy)}}{x(1 - x)^2}, \quad (1.13)$$

при $x = m_l^2/m_M^2$ и $y = m_{\nu_H}^2/m_M^2$, остальные обозначения такие же как в формулах 1.10, 1.11. В данном методе поиска мы полагаемся на предположение, что тяжелые нейтрино существуют и смешиваются с активными нейтрино.

Другой способ поиска тяжелых нейтрино заключается в поиске продуктов распада самих тяжелых нейтрино, ν_H , в детекторе. Если рождение ν_H кинематически разрешено, то они будут производиться в каждом процессе, в котором испускаются обычные активные нейтрино, с вероятностью пропорциональной параметру смешивания $|U_{lH}|^2$. Далее тяжелые нейтрино распадаются в активные нейтрино и другие «видимые» частицы (электроны, мюоны, пионы и тд.) через нейтральные и заряженные токи. Поиск таких вторичных видимых частиц позволяет поставить ограничение на параметр смешивания. В данном случае следует иметь в виду время жизни тяжелых нейтрино, т.к. эта частица может попросту распасться до детектора или пролететь его и распасться после.

Первичный нуклеосинтез также может служить сильным ограничением на теории, которые используют тяжелые нейтрино, так как предсказания первичного нуклеосинтеза с хорошей точностью совпадают с наблюдениями, например, распространенности легких элементов во Вселенной. Таким образом, он является мощным аппаратом для теоретических ограничений снизу, тогда как эксперименты дают ограничения на смешивание тяжелых нейтрино сверху.

1.2.1 Смешивание тяжелых нейтрино с ν_e

Для масс тяжелых нейтрино, меньше массы пиона, наиболее сильные ограничения на параметр смешивания тяжелых нейтрино с электронными, $|U_{eH}|^2$, полученные в ускорительных экспериментах, следуют из поиска пика в распаде $\pi \rightarrow e\nu_H$. На рис. 1.2 черной линией показано ограничение сверху на $|U_{eH}|$ (90% С.Л.) для этого случая [67, 68]. Для более высоких масс тяжелых нейтрино использовался спектр электронов из распадов каонов, чтоб получить ограничение на параметр смешивания [69] (фиолетовая пунктирная линия на рис. 1.2, обозначенная $K \rightarrow e\nu$). Остальные ограничения, показанные на рис. 1.2 (кроме линии $0\nu\beta\beta$), дают ограничения сверху на элемент матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ (90% С.Л.), предполагая, что имеют место только взаимодействия через заряженные и нейтральные токи. В частности, предполагалось, что ν_H рождались в распадах мезонов и далее искались видимые моды распада тяжелых нейтрино в детекторе, находящемся на некотором расстоянии от источника [70–72]. Ограничения на уровне 95% С.Л. следуют из поиска тяжелых нейтрино в распадах Z^0 [73, 74]. Ограничение, полученное из двойного безнейтринного бета распада, справедливо, если тяжелое нейтрино — майорановская частица [75, 76]. Ограничение, полученное в эксперименте Belle [77] ($|U_{eH}|^2 < 3 \times 10^{-5}$ на уровне 90% С.Л. для масс 0.5–5 ГэВ/ c^2), не показано, т.к. оно пока не улучшает текущие ограничения.

1.2.2 Смешивание тяжелых нейтрино с ν_μ

Ограничения на параметр смешивания $|U_{\mu H}|^2$ были получены в экспериментах по поиску пика в распадах каонов и пионов и по поиску распадов тяжелых нейтрино в нейтринных пучках и e^+e^- столкновениях. На рис. 1.3 показаны ограничения на элемент матрицы смешивания для масс тяжелых нейтрино от

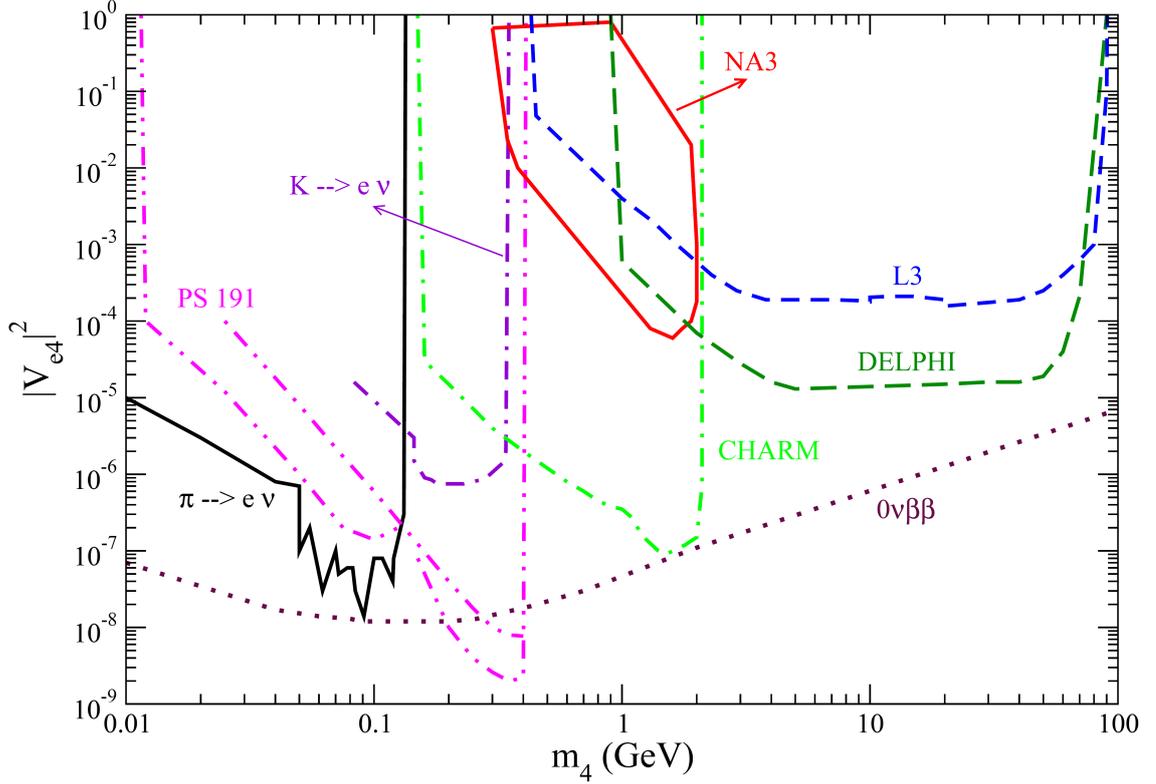


Рис. 1.2. Ограничения на параметр смешивания $|U_{eH}|^2$ в диапазоне масс тяжелого нейтрино от 10 МэВ до 100 ГэВ. Области $\pi \rightarrow e\nu$ и $K \rightarrow e\nu$ исключены в экспериментах по поиску пика [67, 69]. Области PS191 [70], NA3 [71] и CHARM [72] показывают ограничения на уровне 90% С.Л. Области DELPHI [73] и L3 [74] показывают ограничения на уровне 95% С.Л. Область $0\nu\beta\beta$ получена из нового анализа экспериментальных данных по двойному безнейтринному бета распаду [76]

100 МэВ до 100 ГэВ. Ограничения из экспериментов по поиску пика [78, 79] обозначены как $K \rightarrow \mu\nu$. Остальные кривые получены в ходе экспериментов по поиску распада тяжелых нейтрино (PS191 [70], NA3 [71], BEBC [80], FMMF [81] и NuTeV [103]) и в экспериментах по прямому рождению тяжелых нейтрино в детекторах DELPHI [73], L3 [74] и CHARM [83, 84]. Ограничения, полученные в экспериментах Belle [77] ($|U_{\mu H}|^2 < 3 \times 10^{-5}$ на уровне 90% С.Л. для масс 0.5–5 ГэВ/ c^2), LHCb [85] ($|U_{\mu H}|^2 < 10^{-4}$ на уровне 95% С.Л. для масс 250–5000 МэВ/ c^2), CMS [86] (грубо $|U_{\mu H}|^2 < 2 \times 10^{-5} - 10^{-2}$ на уровне 95% С.Л. для широкого диапазона масс 40–500 ГэВ/ c^2), не показаны, т.к. они пока не улучшают текущие ограничения.

Поиск пика в распадах пионов чувствителен к параметру смешивания $|U_{\mu H}|^2$ для масс тяжелого нейтрино вплоть до 34 МэВ/ c^2 . Соответствующие ограничения были получены в ряде экспериментов прошлых лет [87–91] и показаны на рис. 1.4. Поиск пика в распадах пионов не чувствителен к области масс тяжелых нейтрино от 30 до 80 МэВ/ c^2 из-за кинематических ограничений, а исследовать эту область масс с помощью поиска пика в распадах каонов в настоящее время не представляется возможным из-за конечного разрешения детекторов. Впервые эта область масс была исследована на установке ISTRА [92]. Искалась цепочка рас-

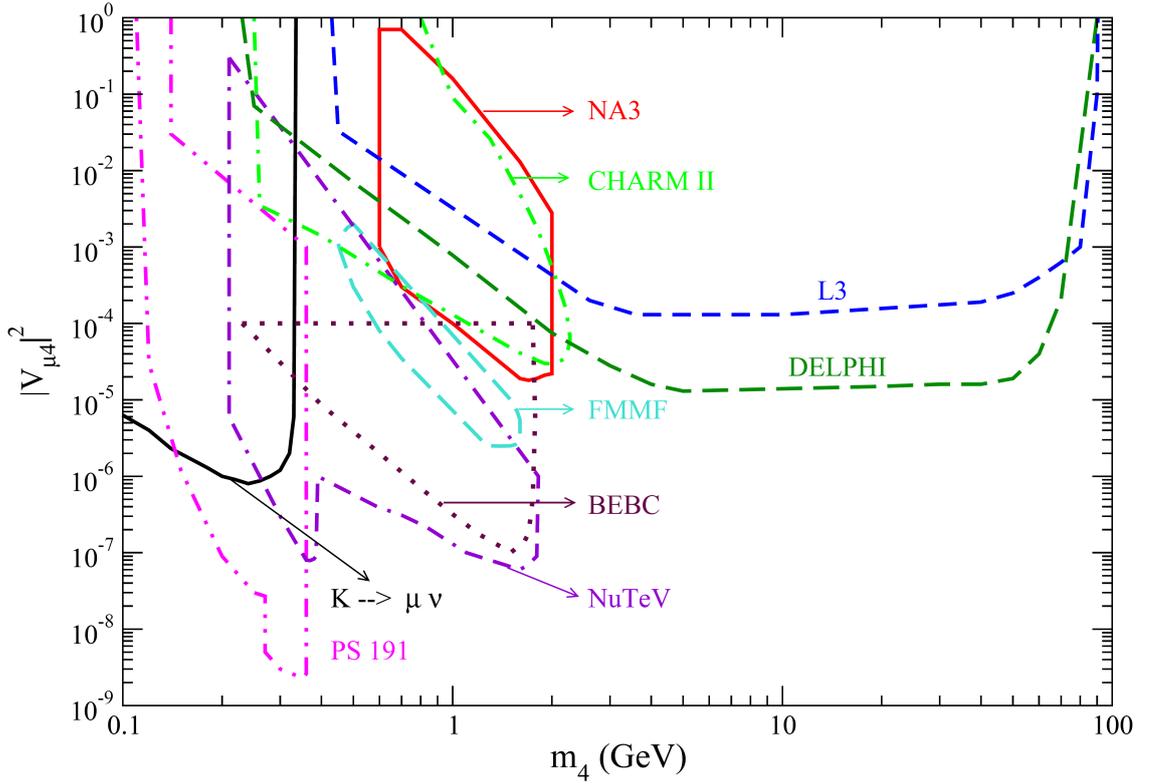


Рис. 1.3. Ограничения на параметр смешивания $|U_{\mu H}|^2$ в диапазоне масс тяжелого нейтрино от 100 МэВ до 100 ГэВ. Область $K \rightarrow \mu\nu$ исключена в экспериментах по поиску пика [78, 79]. Области PS191 [70], NA3 [71], BEBC [80], FMMF [81], NuTeV [103] и CHARMII [83, 84] показывают ограничения на уровне 90% C.L. Области DELPHI [73] и L3 [74] показывают ограничения на уровне 95% C.L.

пада $K^- \rightarrow \mu^- \nu_H (\nu_H \rightarrow \nu \gamma)$. В результате было получено ограничение на элемент матрицы смешивания $|U_{\mu H}|^2 < 5 \times 10^{-5}$ для масс нейтрино $30 < m_{\nu_H} < 80$ МэВ/ c^2 и времен жизни $10^{-11} < \tau_{\nu_H} < 10^{-9}$ с.

1.2.3 Смешивание тяжелых нейтрино с ν_τ

Тяжелые нейтрино, смешивающиеся с ν_τ , могут быть рождены через заряженные токи при рождении τ лептона или через нейтральные токи. Единственные ограничения получены из распадов тяжелых нейтрино и показаны на рис. 1.5. Ограничения на уровне 90% C.L. из экспериментов CHARM [93] и NOMAD [94] предполагают рождение тяжелых нейтрино из распадов D - мезонов и τ лептонов. Ограничение из эксперимента DELPHI [73] получено на уровне 95% C.L. и подразумевает рождение тяжелых нейтрино в распадах Z^0 бозона.

1.2.4 Современная экспериментальная картина

Помимо экспериментальных ограничений (сверху) на параметры смешивания тяжелых нейтрино с активными нейтрино существуют космологические ограничения (снизу), например из первичного нуклеосинтеза. Предсказания первичного

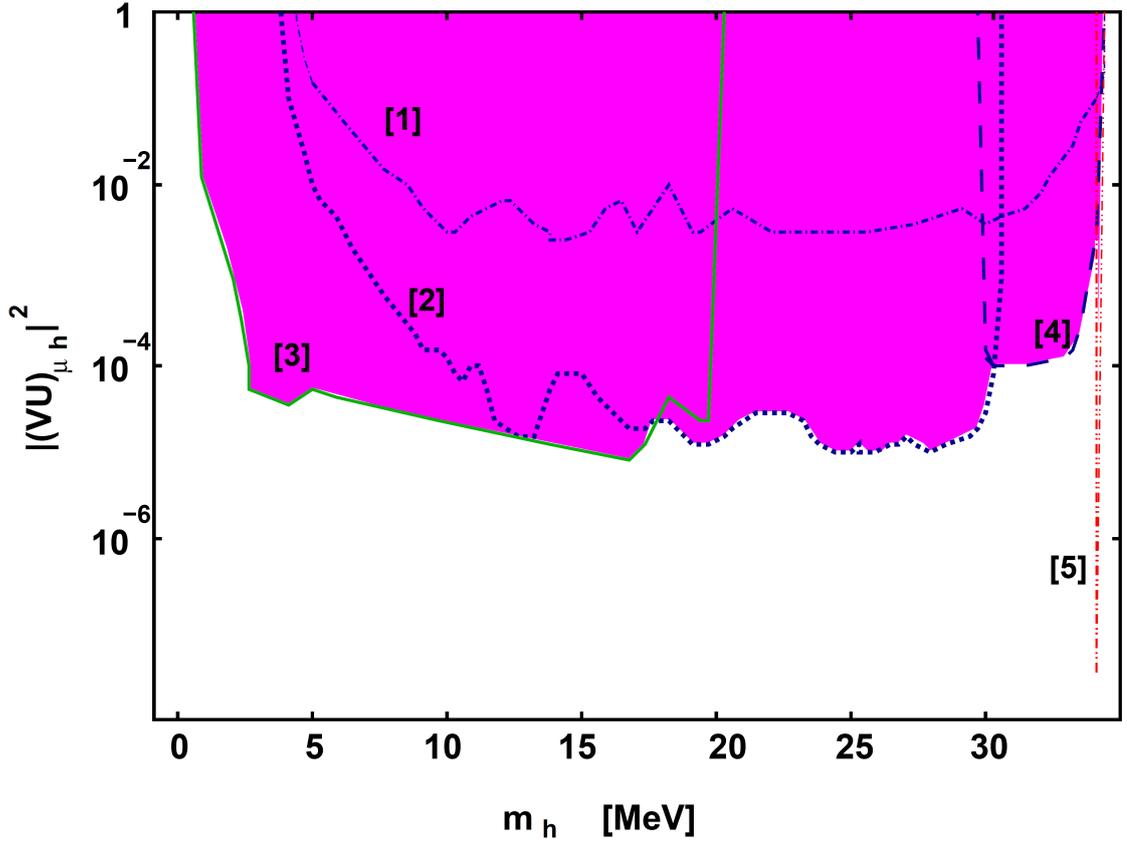


Рис. 1.4. Ограничения на параметр смешивания $|U_{\mu H}|^2$, полученные из экспериментов по поиску пика в распадах пионов: кривая 1 описана в [87], кривая 2 описана в [88], кривая 3 описана в [89], кривая 4 описана в [90], кривая 5 описана в [91]. Все ограничения получены на уровне 90% C.L., кроме кривой 5, для нее ограничение поставлено на уровне 95% C.L.

нуклеосинтеза с хорошей точностью совпадают с наблюдениями распространенности легких элементов во Вселенной и могут быть использованы для ограничения теоретических моделей, использующих тяжелые нейтрино. В [59, 95] показано, что предсказания первичного нуклеосинтеза не нарушаются, если время жизни тяжелых нейтрино не превышает 0.1 с. Космологические и некоторые экспериментальные ограничения на параметры смешивания $|U_{eH}|^2$ и $|U_{\mu H}|^2$ показаны на рис. 1.6. В связи с этим можно выделить несколько ключевых особенностей поиска тяжелых нейтрино.

1. Тяжелые нейтрино с массой, меньшей массы пиона ($m_\pi = 139.57$ МэВ/ c^2), скорее всего не могут существовать на основе экспериментальных данных и из требования, что эта частица не может отрицательно влиять на предсказания первичного нуклеосинтеза (рис. 1.6).
2. Интервал масс $m_\pi < M_{\nu_H} < m_K$ ($m_K = 493.67$ МэВ/ c^2) отлично подходит и с космологической, и с экспериментальной точек зрения. Более того, не исключено, что новые ограничения на параметры смешивания тяжелых нейтрино могут быть получены из анализа уже существующих, но никогда не

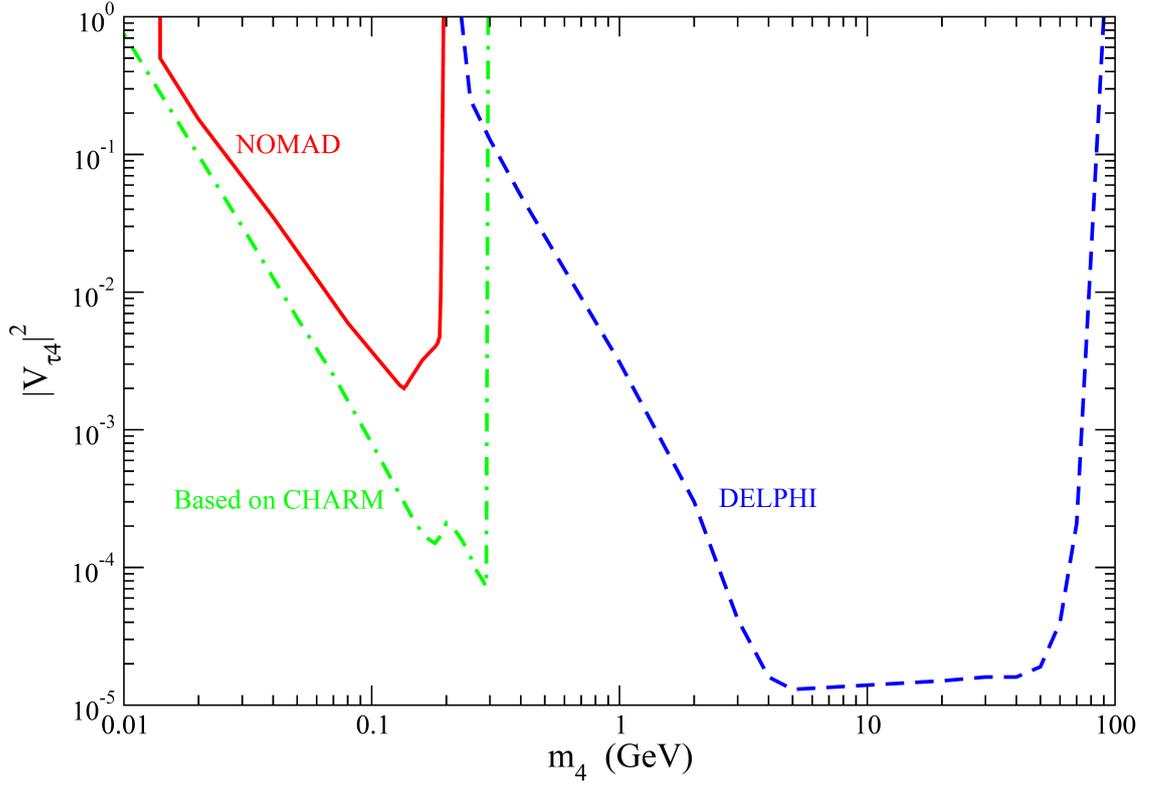


Рис. 1.5. Ограничения на параметр смешивания $|U_{\tau H}|^2$ из экспериментов CHARM [93] и NOMAD [94] на уровне 90% C.L. и эксперимента DELPHI [73] на уровне 95% C.L.

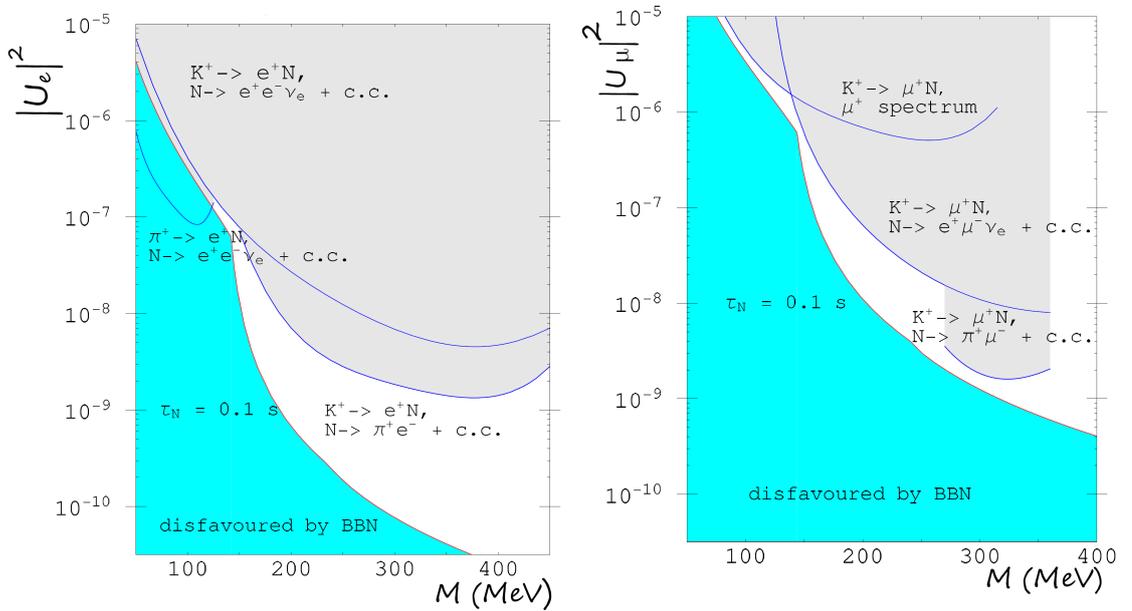


Рис. 1.6. Ограничения на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ (слева) и $|U_{\mu H}|^2$ (справа) в зависимости от массы тяжелых нейтрино, полученные из космологических соображений (заштрихованная область) и экспериментальных данных

рассматривающихся с этой точки зрения экспериментальных данных коллаборации KLOE [96] и эксперимента E949 [97]. В то же время существующие экспериментальные установки MiniBooNE [98] и MINOS [99] вряд ли позволят исследовать космологически интересную область $M_{\nu_H} < 360 \text{ МэВ}/c^2$, где уже есть сильное ограничение из эксперимента CERN PS191 [70], тогда как ближний детектор эксперимента T2K не исключает такой возможности [100]. Однако, T2K, MiniBooNE и MINOS возможно смогут улучшить существующие ограничения или даже обнаружить тяжелое нейтрино в диапазоне $360 \text{ МэВ}/c^2 < M_{\nu_H} < m_K$, на котором существующие ограничения более слабые. Эксперимент NA62 в ЦЕРНе также может исследовать эту область масс по поиску пиков в распадах каонов [101].

3. Для диапазона масс $m_K < M_{\nu_H} < m_D$ ($m_D \simeq 2 \text{ ГэВ}/c^2$) прямой поиск тяжелых нейтрино, потенциально возможный на B -фабриках или C - и τ -фабриках, вряд ли возможен с большим числом событий и очень сложен (если вообще возможен) на установках типа LHC [102]. Таким образом, поиск распада искомой частицы является наиболее эффективным. Интенсивным пучком протонов, бьющим по фиксированной мишени, рождаются (в зависимости от его энергии) пионы, каоны и более тяжелые мезоны, которые в дальнейшем распадаются и рожают нейтральные лептоны (тяжелые нейтрино). Часть этих лептонов распадается потом внутри детектора, расположенном на некотором расстоянии от точки соударения. Подходящие эксперименты на основе протонных пучков, например, NuTeV [103] в Фермилабе или предлагаемый эксперимент SHiP в ЦЕРНе [104], могут приблизиться к очень интересному диапазону параметров для $m_{\nu_H} \leq 1.8 \text{ ГэВ}/c^2$.
4. Двигаться выше массы D -мезона, но ниже массы B -мезона ($m_B \simeq 5 \text{ ГэВ}/c^2$), очень тяжело при нынешних или планирующихся протонных установках либо B -фабриках. Для того, чтобы попасть в космологически важную область параметров, необходимо увеличить интенсивность пучка, например CNGS, на два порядка либо произвести и изучить кинематику более 10^{10} B -мезонов.

Глава 2

Эксперимент BNL—E949

В данной главе описывается экспериментальная установка, основной триггер, а также дополнительные критерии отбора для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

2.1 Основная цель эксперимента

Коллаборация эксперимента E949 [97], проходившего в Брукхевенской Национальной лаборатории (BNL) на синхротроне AGS (Alternating Gradient Synchrotron), содержит около 70 ученых из США, Канады, России и Японии. Этот эксперимент представляет собой улучшенную версию эксперимента E787 [105], в котором впервые обнаружили редкий распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. В эксперименте E787 было обнаружено всего лишь три события [106–108]. Экспериментальная установка E949 предназначена для более подробного изучения данной моды распада при большей чувствительности.

Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ является одним из важнейших для изучения CP нарушения и кваркового смешивания и вместе с его нейтральным аналогом $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ может полностью определить СКМ треугольник. Эти $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ моды имеют теоретическую неопределенность, которая дает некоторую неоднозначность на параметры кваркового смешивания и CP нарушения. Измерения этих мод важны и дополняют наблюдения системы B -мезонов. Ограничения на параметр $|V_{td}|$ могут быть получены как из системы K -мезонов, так и из системы B -мезонов. Любое различие между величинами, найденными в K и B системах, свидетельствует о новой физике.

Основная цель эксперимента E949 заключалась в достижении чувствительности на уровне 10^{-11} . Для запуска этого эксперимента предыдущая экспериментальная установка претерпела множественные изменения, чтобы функционировать с большей точностью и скоростью. В результате было найдено четыре кандидата в искомый распад. Объединяя данные экспериментов E787 и E949, было найдено новое значение вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [97], вычисленное на основе семи событий.

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (1.73_{-1.05}^{+1.15}) \times 10^{-10} \quad (2.1)$$

Полученная величина согласуется с предсказаниями СМ в пределах ошибок,

хотя центральная величина в два раза больше предсказанной [109]:

$$\mathcal{B}^{theory}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (7.81_{-0.71}^{+0.80} \pm 0.29) \times 10^{-11} \quad (2.2)$$

2.2 Экспериментальная установка

2.2.1 Пучок каонов

Для получения каонов протоны ускоряются AGS (BNL) до импульса 21.5 ГэВ/с. Эти протоны ударяются в шестисантиметровую платиновую мишень, помещенную в медную оболочку для охлаждения водой. В итоге рождается 3×10^7 положительных каонов от соударения 4.5×10^{13} протонов с мишенью за время сброса пучка 2.2 с. Соответственно рождается ~ 500 раз больше пионов и протонов. Рожденные каоны и пионы собираются и транспортируются к мишени эксперимента E949. В ходе транспортировки пучка ненужные пионы и протоны отсеиваются и выбираются каоны с импульсом 710 МэВ/с. Схема транспортировки пучка [110] показана на рис. 2.1. Окончателное отношение положительных каонов к пионам на выходе

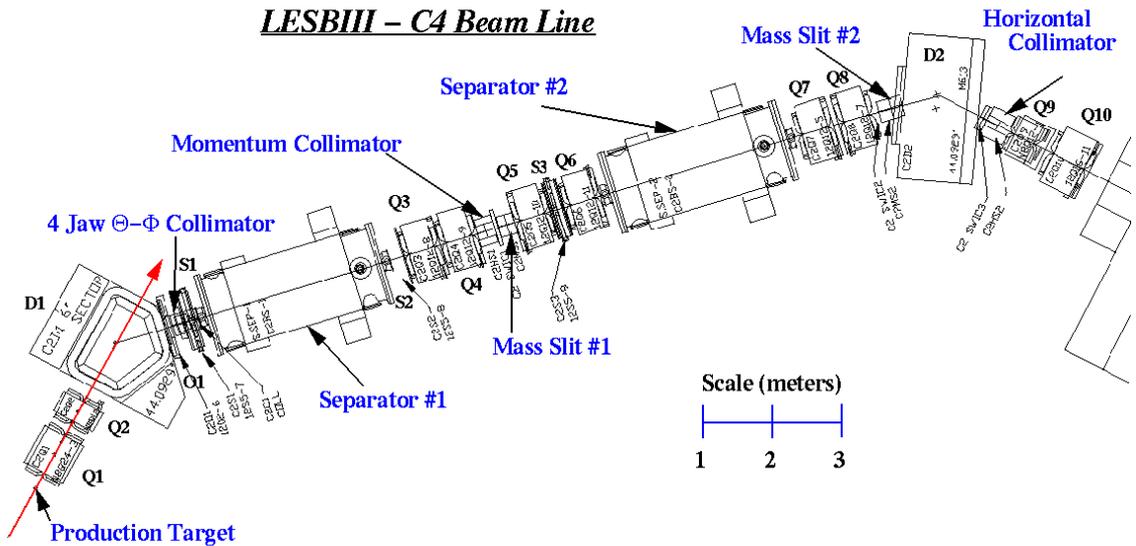


Рис. 2.1. Схематический вид установки по транспортировке пучка. Дипольные поворотные магниты D1 и D2 выделяют частицы с импульсом 710 МэВ/с, а два уровня электростатических разделителей служат для удаления пионов и протонов из пучка. Десять квадруполов (Q1–Q10), три секступоля (S1–S3) и один октуполь (O1) служат для фокусировки пучка

из системы транспортировки пучка $K^+/\pi^+ = 3 : 1$.

2.2.2 Детектор эксперимента E949

Система координат детектора E949 такова, что ось z направлена по направлению пучка, а оси x и y горизонтально и вертикально вверх соответственно. Схематический вид детектора с осевой симметрией показан на рис. 2.2. Он имеет 4

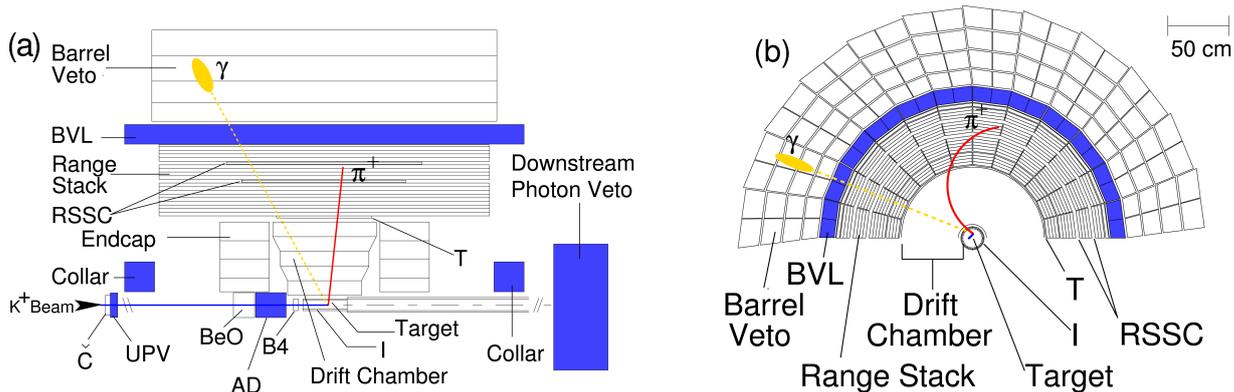


Рис. 2.2. Схематический вид верхней половины детектора эксперимента E949 сбоку (a) и спереди (b). Элементы установки описаны в тексте. Также изображен заряженный трек от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и один фотон от последующего распада $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

важные части:

- Элементы контроля пучка, которые важны для идентификации каонов и пионов и устранения фона от дополнительных частиц в пучке.
- Мишень для остановки каонов, служащая для измерения точки распада, времени распада и регистрации дополнительных частиц в пучке, если они есть.
- Спектрометр заряженных частиц:
 - соленоидальный магнит,
 - дрейфовая камера для измерения импульса вторичных заряженных частиц,
 - набор пластиковых сцинтилляторов, служащий для измерения кинетической энергии и длины пробега заряженных частиц. Он также может служить для получения информации о типе частицы по ее потерям энергии в сцинтилляторе.
- Герметичная система детектирования фотонов, служащая для обнаружения фоновой активности в детекторе. Главный ее источник заключается в основном от электромагнитных ливней фотонов, рождающихся при распаде каонов и вторичных нейтральных пионов.

Рассмотрим эти части более подробно.

2.2.3 Элементы контроля пучка

Черенковский счетчик

Отношение K/π остается примерно постоянным в течение эксперимента (3:1). Однако, требуется более четкое разделение каонов от пионов в пучке. Поэтому на входе пучка в детектор был поставлен черенковский счетчик для идентификации

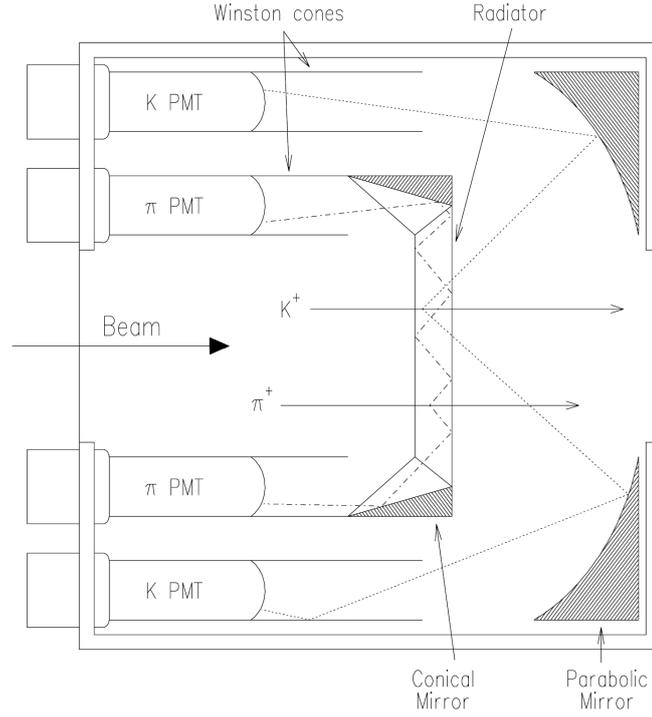


Рис. 2.3. Схематический вид черенковского счетчика. Черенковский свет, испущенный пионами, полностью отражается от поверхности и достигает ФЭУ, называемых пионные ФЭУ. Свет, происходящий от каонов, имеет меньший угол раствора и может спокойно проходить сквозь излучатель. Он захватывается каонными ФЭУ посредством параболических зеркал

частиц. Черенковский счетчик, показанный на рис. 2.3, состоит из 25.53 мм люцитового излучателя с показателем преломления 1.49. В излучателе черенковский свет распространяется под углом θ_c к направлению движения,

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.3)$$

где n — это показатель преломления вещества, а β — скорость падающей частицы по отношению к скорости света в вакууме. Свет, испущенный пионом с импульсом 710 МэВ/с ($\beta = 0.981$) в излучателе, полностью отражается от границы излучателя и достигает внутреннего кольца черенковского счетчика, образованного из 14 ФЭУ. В то же время свет, испущенный каонами с импульсом 710 МэВ/с ($\beta = 0.821$), проходит сквозь аналогичную границу, отражается от зеркал и регистрируется 14 ФЭУ, образующими внешнее кольцо. Параметры черенковского счетчика указаны в табл. 2.1. Идентификация каонов и пионов основана на сравнении числа сработавших пионных и каонных ФЭУ в заданное временное окно (минимум 5 ФЭУ для каонов или пионов соответственно).

Проволочные камеры

За черенковским детектором расположены две проволочные камеры (BWPCs), которые позволяют наблюдать за профилем пучка и идентифицировать дополнительные частицы из пучка. Вид поперечного сечения проволочных камер показан

Таблица 2.1. Параметры черенковского счетчика

Излучатель (цилиндрическая форма)	
Диаметр	203 мм
Толщина	25.53 мм
Показатель преломления	1.49
Пороговое значение скорости	$\beta_c = 0.671$
Полное отражение	$\beta_{thr} = 0.905$

на рис. 2.4. Первая камера (BWPC1) состоит из трех плоскостей, обозначенных U,

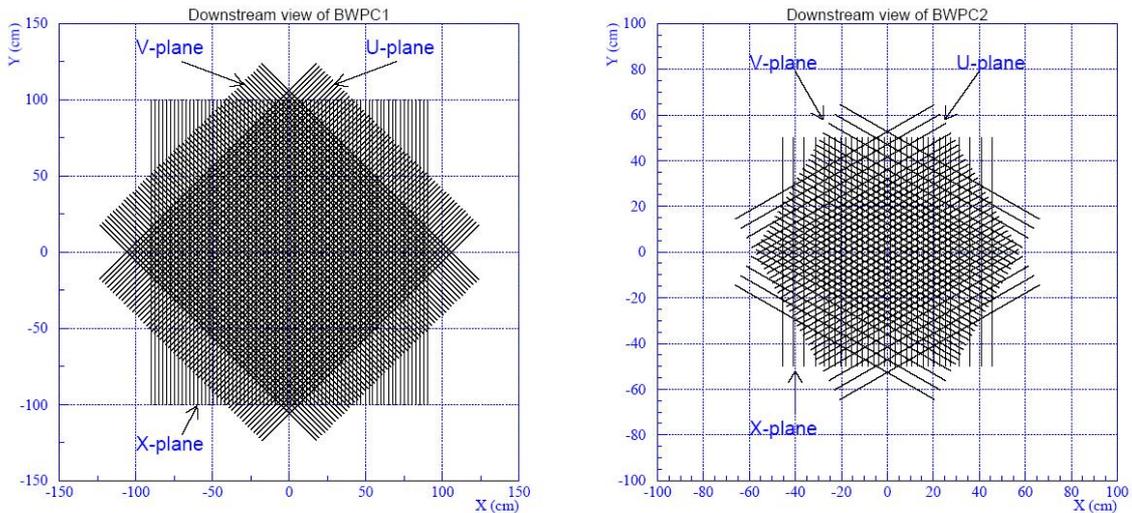


Рис. 2.4. Поперечный вид проволочных камер: первая (BWPC1) слева и вторая (BWPC2) справа

V и X. Ориентация чувствительных проволочек в плоскости X вертикальна, а в плоскостях U и V под углами $\pm 45^\circ$ к вертикальной плоскости. BWPC1 имеет 72, 60 и 60 каналов для X-, U- и V- плоскостей соответственно. Расстояние между проволочками 2.54 мм. Пространственное разрешение 1.54 мм, а рабочая область составляет 178 мм по горизонтали и 50.8 мм по вертикали. Расстояние между катодом и анодом равно 3.175 мм и общая толщина BWPC1 составляет примерно 56 мм.

Вторая камера (BWPC2) расположена на 90 см ниже BWPC1 по направлению пучка и также состоит из трех плоскостей U, V и X. Ориентация проволочек в плоскости X вертикальна, а в плоскостях U и V под углами $\pm 60^\circ$ к вертикальной плоскости. Каждая плоскость имеет 24 канала с расстоянием между проволочками 2.40 мм в центральной области (57.6 мм) и 8 каналов с расстоянием 4.80 мм между проволочками на периферии (19.2 мм). Расстояние между анодом и катодом составляет 1.5875 мм.

Обе камеры заполнены смесью CF_4 (80%) и изобутаном (20%).

Замедлители пучка

За проволочными камерами располагаются замедлители пучка для замедления каонов, чтобы в мишени распадались покоящиеся частицы. Замедлители имеют активную и неактивную части. Сперва идет неактивная часть, состоящая из 111.1 миллиметрового оксида бериллия (BeO) и 4.76 миллиметрового люцита. Полная толщина специально подобрана таким образом, чтобы затормозить каоны с импульсом 710 МэВ/с. BeO с высокой плотностью и маленьким атомным номером делает минимальным множественное рассеяние, уменьшая тем самым отклонение пучка каонов от первоначального направления. Вслед за неактивным замедлителем следует активный (AD), состоящий из 40 слоев сцинтилляционных дисков (толщина 2 мм, диаметр 139 мм), чередующихся с медными дисками (толщина 2 мм, диаметр 136 мм). AD разделен на 12 азимутальных сегментов и сцинтилляционный свет в каждом сегменте поступает на один ФЭУ (Hamamtsu R1924) по 14 спектросмещающим волокнам. AD позволяет идентифицировать частицы в пучке и фиксировать какую-либо активность, одновременную с распадом каона.

Счетчик потерь энергии — В4 годоскоп

Данный счетчик (В4) расположен прямо перед сцинтилляционной мишенью и служит для детектирования координаты частицы, а также для последующего $K - \pi$ разделения. Хорошее временное разрешение (0.58 нс) позволяет эффективно подавлять дополнительные частицы, влетающие в мишень во время распада каона. Пион от распада каона на лету идентифицируется по потере энергии в счетчике. Разрешение по энергии 0.43 МэВ обеспечивает хорошую эффективность разделения каонов и пионов. Счетчик имеет пространственное разрешение 0.37 см по оси X и 0.36 см по оси Y.

В4 годоскоп состоит из двух сцинтилляционных слоев толщиной 6.35 мм. Они повернуты на $\pm 33.5^\circ$ относительно горизонтальной оси для измерения двух пространственных координат, каждый слой состоит из 16 z -образных полосок (рис.2.5). Такая специальная форма была выбрана, чтобы уменьшить неактивную область и улучшить пространственное разрешение. Сигнал снимается тремя спектросмещающими волокнами, вставленными в каждую полоску.

2.2.4 Активная мишень

Каоны, почти остановленные в замедлителе, попадают в мишень из сцинтилляционного волокна, расположенную в центре детектора. Каоны теряют энергию, останавливаются и распадаются в мишени. Мишень состоит из 413 квадратных сцинтилляционных волокон со стороной 5 мм и длиной 3.1 м. Все вместе они образуют цилиндр диаметром 12 см. Несколько более маленьких волокон («краевые волокна») заполняют полости около внешнего края мишени. Вид мишени спереди и сбоку показан на рис. 2.6. Каждый из 5 мм волокон соединен с ФЭУ, в то время как «краевые волокна» сгруппированы по 12 и каждая группа соединена с одним ФЭУ. Все ФЭУ считываются с помощью ADC, TDC, CCD. Каоны, скорости которых малы, обычно теряют большое количество энергии (десятки МэВ) в каждом волокне, тогда как пионы от распада каона теряют около 1 МэВ на волокно. Поэтому можно определить через какие волокна пролетел каон, а через какие пион.

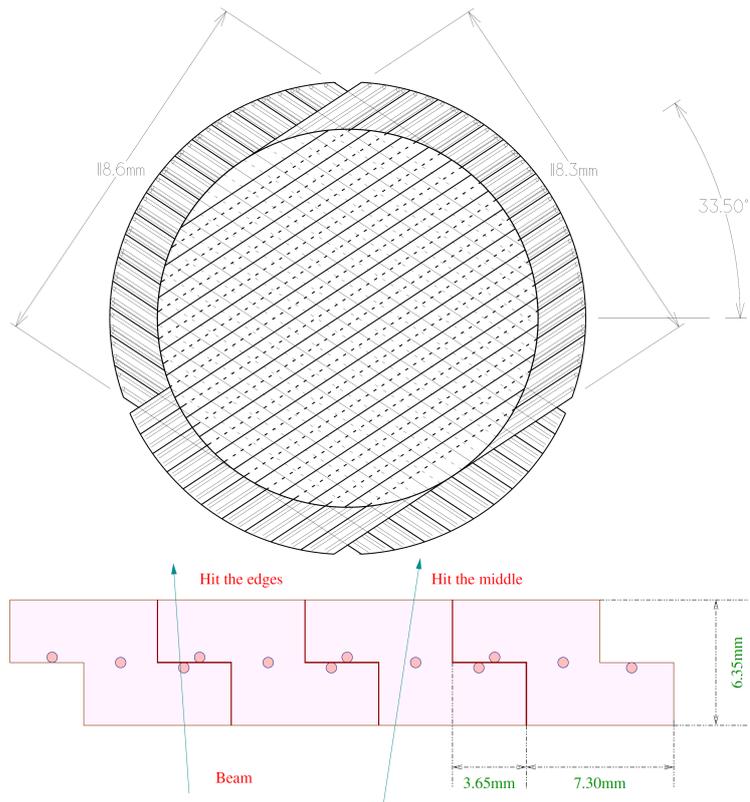


Рис. 2.5. В4 годоскоп, вид спереди (сверху). Две плоскости показаны прямыми и пунктирными линиями. Внешнее кольцо изображает спектросмещающие волокна. Нижний рисунок показывает поперечное сечение одного из слоев годоскопа с примерным положением трех спектросмещающих волокон

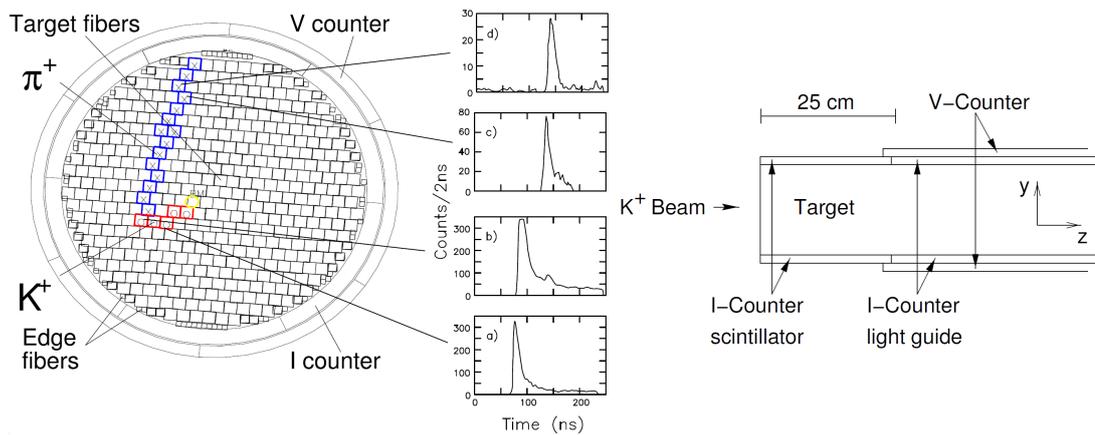


Рис. 2.6. Вид мишени спереди (слева) и сбоку (справа). ССД информация формы импульса используется для определения каонных и пионных кластеров, как показано на левом рисунке. Два нижних графика для каонов, два верхних для пионов. Мишень окружена двумя сцинтилляционными счетчиками, I-counter и V-counter. Подробное описание в тексте

ССD импульсы используются для нахождения кластеров пионов и каонов («пионные» и «каонные» волокна). ССD информация о форме сигнала позволяет найти вершину распада каона и оценить потерю энергии пиона, находящегося в «каонном» волокне.

Рабочая область мишени определяется двумя слоями сцинтилляционных счетчиков (по 6 штук в каждом слое), которые окружают мишень (рис.2.6). Внутренние сцинтилляторы, называемые I-counter (IC), служат запускающими счетчиками триггера для заряженных продуктов распада до их попадания в дрейфовую камеру. IC, имеющий толщину 6.4 мм и внутренний радиус 6.0 см, простирается на 24 см вниз по линии пучка от начала мишени. Внешние сцинтилляторы, называемые V-counter, перекрывают конец IC на 6 мм и служат для детектирования частиц, которые распались ниже рабочей области мишени по линии пучка. Каждый сцинтиллятор оснащен ФЭУ и считывается посредством ADC и TDC.

2.2.5 Дрейфовая камера

Дрейфовая камера, получившая название «Ультра Тонкая Камера» (UTC), расположена сразу за IC. Весь детектор E949 помещен в магнитное поле 1 Тл. Основные функции UTC заключаются в измерении импульса заряженных частиц и сопоставлении треков в мишени и детекторе пробега.

Дрейфовая камера имеет длину 51 см, внутренний радиус 7.85 см и внешний 43.31 см. Данная камера состоит из 12 слоев дрейфовых ячеек, сгруппированных в 3 суперслоя. Внутренний суперслой имеет 4 слоя из 48 ячеек, средний — 4 слоя из 96 ячеек и внешний — 4 слоя из 144 ячеек (рис.2.7). Каждая ячейка состоит

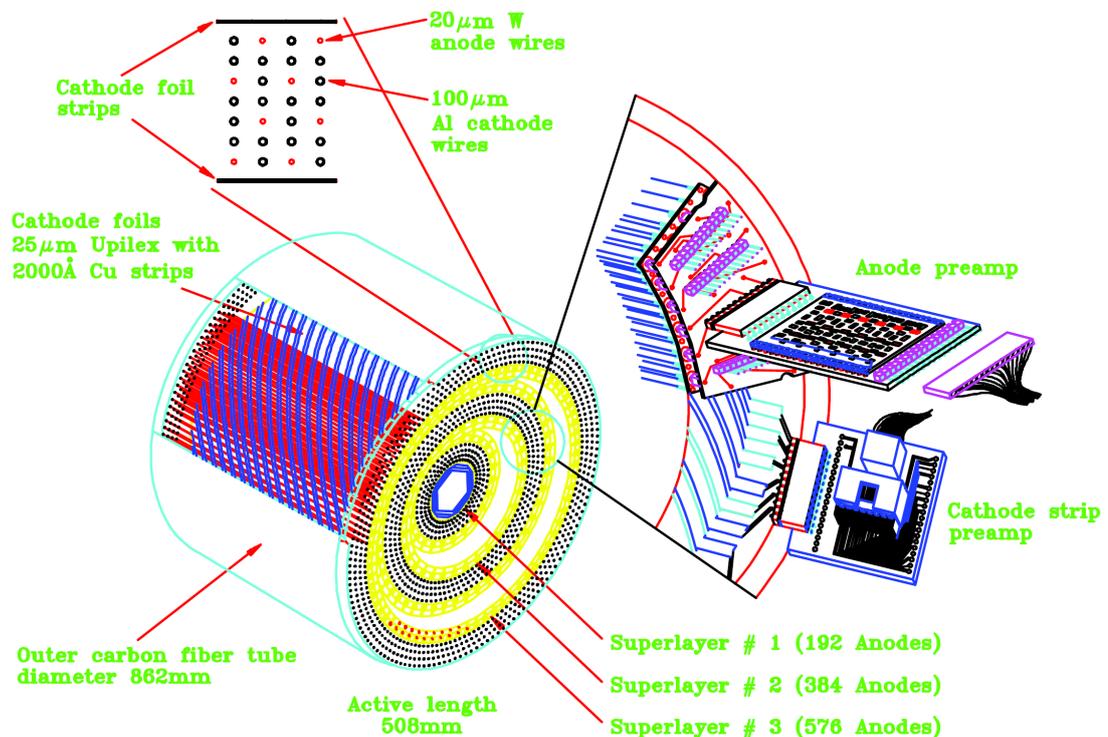


Рис. 2.7. Схематический вид дрейфовой камеры

из 9 проволок: одного анода, окруженного 8 катодными проволоками. Анод, диаметром 20 мкм, изготовлен из вольфрама, покрытого золотом. Катодные проволоки изготовлены из алюминия, покрытого золотом, но имеют диаметр 100 мкм и все вместе образуют квадрат. Суперслои заполнены смесью аргона (49.6%), этана (49.6%) и этанола (0.8%). Катодные проволоки заземлены, а на анодные подается напряжение 2кВ (усиление= 8×10^4 , скорость дрейфа= 5 см/мкс). Время дрейфа к аноду позволяет измерить (x, y) координату заряженного трека.

Пространственное разрешение камеры в x - и y - направлениях одинаково и составляет примерно 175 мкм, а по z - координате достигает 1 мм. Кривизна трека заряженной частицы в магнитном поле позволяет определить импульс частицы. Данная камера позволяет достигнуть разрешение по импульсу ($\Delta P/P$) 1.1 % для двухчастичного распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ($K_{\pi 2}$) [111].

Более подробную информацию о дрейфовой камере эксперимента E949 можно найти в [111].

2.2.6 Сцинтилляционный детектор пробега

Основными функциями детектора пробега (Range Stack, RS) являются измерение энергии и пробега заряженных частиц, а также их идентификация. RS расположен сразу после UTC и имеет внутренний радиус 45.08 см, а внешний 84.67 см. Детектор пробега состоит из 19 слоев сцинтилляторов, разбитых азимутально на 24 сектора (см. рис. 2.8). Эти 24 сектора условно сгруппированы в 6 секто-

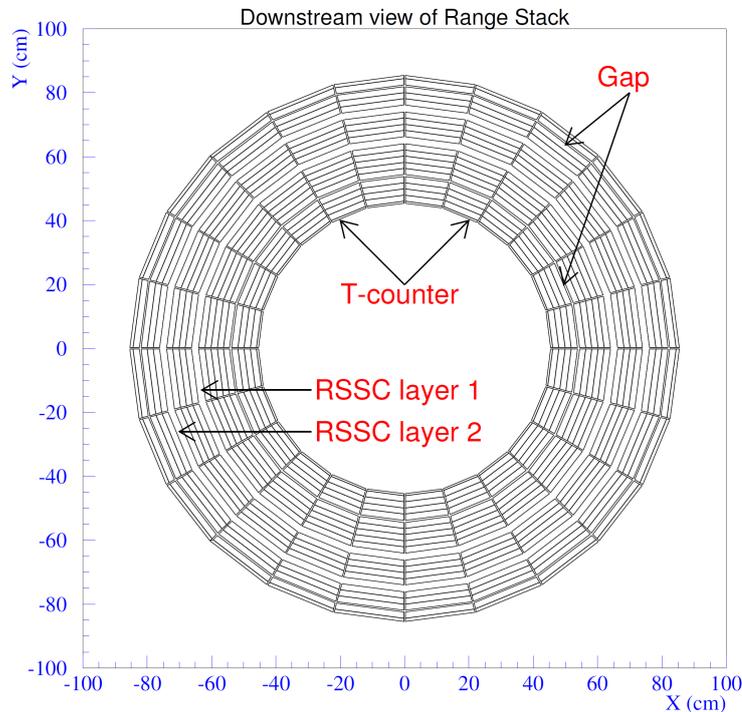


Рис. 2.8. Детектор пробега, вид спереди

ров (сектора 1–4, 5–8, 9–12, 13–16, 17–20, 21–24); группа из 4 секторов называется «hextant». Сцинтилляторы со 2 слоя до 18 имеют толщину 1.905 см и длину 182 см. Сцинтилляторы 19 слоя более тонкие (толщина 1 см), т.к. этот слой работает в

основном как вето счетчик для заряженных частиц с очень длинным пробегом. В основном это мюоны от распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($K_{\mu 2}$). Сцинтилляционный свет в слоях 2–19 подводится к ФЭУ, находящимся с двух концов счетчиков.

24 счетчика самого первого слоя называются Т-счетчики, имеют толщину 6.35 мм и длину 52 см; активность в этих счетчиках используется для запуска триггера.

Измерения энергии и длины пробега, также как и импульса, очень важны для различия заряженных частиц и ликвидации фоновых событий от $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распадов, которые имеют ярко выраженный пик по импульсу — 205 и 236 МэВ/с соответственно.

2.2.7 Детекторы фотонов

Регистрация какой-либо активности, одновременной с заряженным треком, важна для подавления фоновых событий распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, изучавшегося в эксперименте E949. Фотоны от $K_{\pi 2}$ и других радиационных распадов регистрируются различными фотонными детекторами, которые показаны на рис. 2.2.

Функцию фотонного вето может выполнять почти каждый детектор установки E949. Таким образом, вето система фотонов представлена несколькими основными детекторами:

1. мишень и детектор пробега,
2. боковое вето (Barrel Veto (BV), Barrel Veto Liner (BVL)),
3. торцевое вето, состоящее из двух CsI детекторов (End Caps (ECs)) и двух промежуточных фланцевых детекторов (Collar (CO), Microcollar (μ CO)).

Для использования мишени и детектора пробега как детекторов фотонов, области, которые пересекает заряженный трек, исключались из анализа. Детекторы фотонов окружают вершину распада каона на телесный угол 4π .

Боковое вето (BV) длиной 1.9 м является самой внешней частью детектора и имеет внутренний радиус 94.5 см, а внешний 145.3 см. Этот детектор покрывает $2/3$ полного телесного угла 4π . BV состоит из 48 азимутальных секторов, а каждый сектор состоит из 4 радиальных сегментов. Радиальные модули состоят из 16, 18, 20, 21 слоев свинца толщиной 1 мм и пластиковых сцинтилляторов толщиной 5 мм от внутреннего до внешнего модуля соответственно. Азимутальные границы каждого сектора наклонены под углом так, что фотоны из вершины распада не должны проходить вдоль неактивных полостей внутри сектора без потери энергии в его активных областях. BV в сумме включает в себя 14.3 радиационных длин. Каждый конец каждого модуля имеет ФЭУ, сигналы с которого записываются посредством ADC и TDC. Временное разрешение каждого счетчика около 1 нс и определяется характеристиками TDC. Доля энергии фотонов, потерянной в сцинтилляторе, около 30%.

Второй детектор бокового вето (BVL) был специально разработан для E949. Он находится между детектором пробега и BV. BVL имеет внутренний радиус 85.2 см, внешний 93.5 см и состоит из 48 азимутальных секторов. Каждый сектор состоит из 12 слоев свинца толщиной 1 мм и сцинтиллятора толщиной 5 мм. BVL вмещает в себя 2.3 радиационные длины. Длина BVL (2.2 м) больше, чем BV, так что BVL

добавляет активного материала в область, где радиационная длина относительно маленькая. Каждый конец каждого модуля имеет ФЭУ и сигналы записываются с помощью ADC и TDC. Временное разрешение каждого BVL модуля 0.5 нс, которое также определяется характеристиками TDC. Доля энергии фотонов, потерянная в сцинтилляторе, около 30%.

Детектор торцевого вето (End Cap) [112] находится в магнитном поле 1 Тл и покрывает оставшуюся $1/3$ телесного угла. Он располагается вблизи линии пучка. Частицы пучка могут вызвать множество событий, которые не соответствуют распаду каона. Такие события могут замаскировать фотоны от $K_{\pi 2}$ распада в случае, если случайное событие возникнет раньше, чем фотонное событие. Передний детектор состоит из 75 кристаллов чистого CsI, сегментированного четырьмя кольцами (13, 14, 21 и 27 кристаллов от внутреннего до внешнего кольца соответственно), а задний детектор состоит из 68 кристаллов в 4 кольцах (11, 13, 19 и 25 соответственно от внутреннего кольца к внешнему). Каждый кристалл имеет длину 25 см (13.5 радиационных длин). Весь ЕС конструировался, чтобы минимизировать вылет фотонов через радиальные щели. ФЭУ с мелкими ячейками [113], которые отлично работают в сильном магнитном поле, присоединены напрямую к кристаллам, чтобы достичь высокую эффективность светосбора.

Существуют и другие детекторы фотонов: Collar, Microcollar, Upstream Photon Veto, Downstream Photon Veto, Ring Veto. Все они расположены вокруг линии пучка и покрывают области с маленькими углами вокруг пучка. Эти детекторы позволяют регистрировать фотоны, которые испускаются вдоль линии пучка и не могут быть зафиксированы основными детекторами фотонов, описанными выше. Толщина детекторов фотонов в радиационных длинах в зависимости от угла вылетающего фотона показана на рис. 2.9.

2.3 Монте-Карло моделирование

Детектор эксперимента E949 и все физические процессы в нем моделировались методом Монте-Карло с помощью специальной программы. Моделирование включает в себя все подсистемы детектора, кроме элементов контроля пучка перед мишенью. Генерировались вся информация, идущая от реального детектора, кроме TD и CCD формы сигналов. Распад каонов моделировался в покоящемся состоянии в мишени, а координаты x , y , z точки распада брались из специального анализа $K_{\mu 2}$ распадов, полученных в эксперименте.

Множественное рассеяние заряженных частиц на ядрах вещества в детекторе рассчитывалось согласно теории Мольера [114] с коррекциями для спина рассеянной заряженной частицы и форм-фактора ядра [115]. Адронные взаимодействия положительно заряженных пионов в пластиковом сцинтилляторе вычислялись, используя комбинацию экспериментальных данных и феноменологических моделей [116]. Взаимодействие фотонов и электронов вычислялись с помощью специального пакета моделирования электромагнитных ливней EGS4 [117].

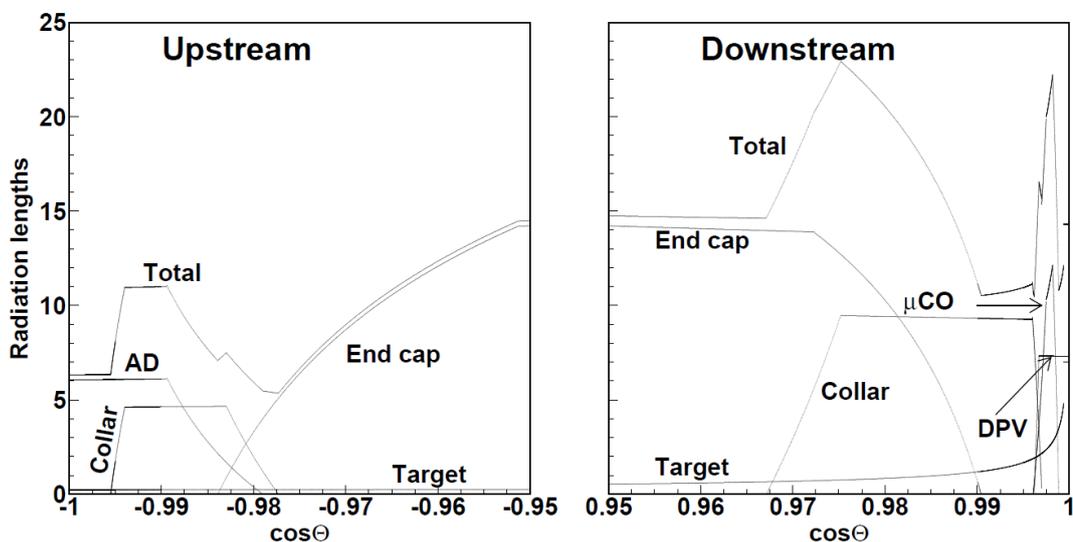
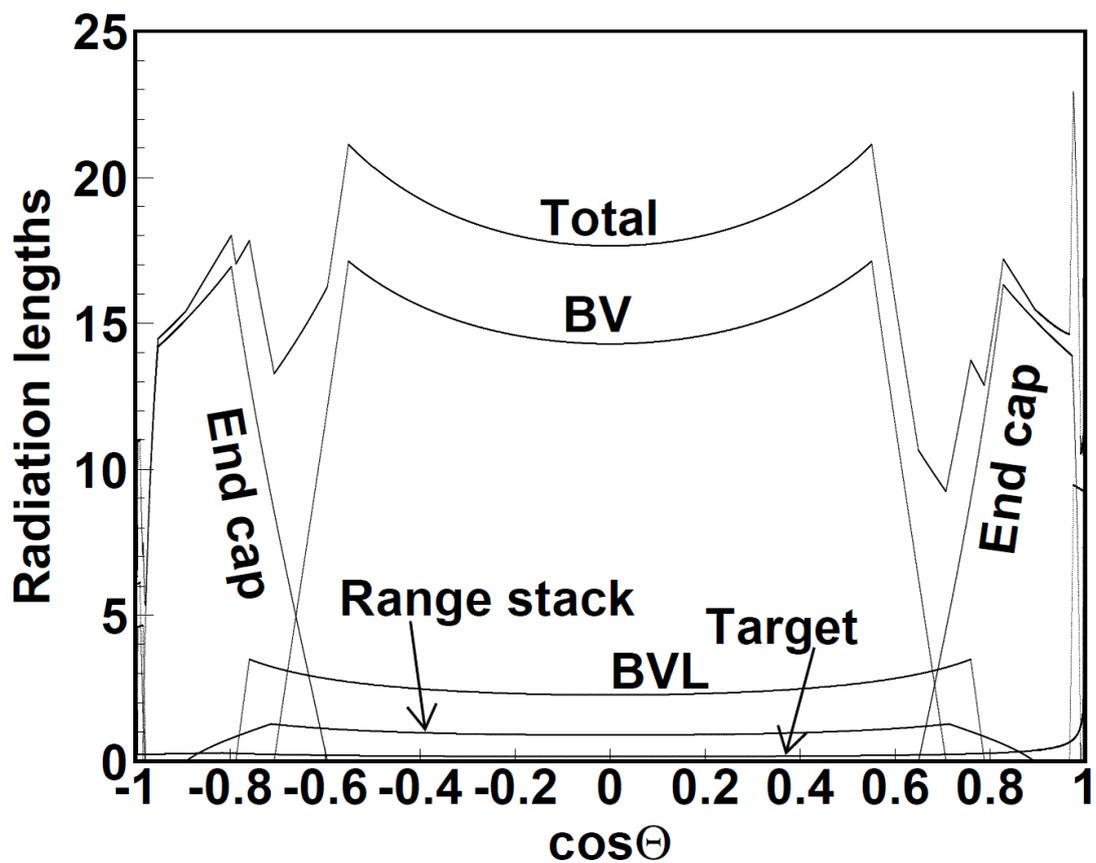


Рис. 2.9. Верхний график показывает вклад каждого детектора фотонов в общую толщину в радиационных длинах в зависимости от угла вылета фотона в системе координат эксперимента E949. Нижние графики показывают вклад в общую толщину от детекторов фотонов, находящихся на линии пучка и перекрывающих области около 18° от линии пучка

2.4 Триггер $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$

Информация о входящих каонах и вторичных заряженных частицах, а также фотонах, записывается ADC, TDC, CCD и TD в различных подсистемах детектора. Первичная обработка этих сигналов осуществлялась различными триггерами, которые включают в себя нескольких требований. Для поиска тяжелых нейтрино было решено использовать основной триггер эксперимента E949, т.к. распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ похож на искомый распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ — один заряженный трек при отсутствии какой-либо дополнительной активности во всех элементах установки.

2.4.1 Основной триггер

Основными триггерами эксперимента E949 являются $\pi \nu \bar{\nu}(1)$ и $\pi \nu \bar{\nu}(2)$. Использование двух триггеров связано с особенностью поиска распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Первый триггер предназначен для исследования области импульсов вторичных пионов выше $K_{\pi 2}$ пика (205 МэВ/с) (PNN1 область). Область импульсов ниже $K_{\pi 2}$ пика (PNN2 область) исследовалось с помощью обоих триггеров с логическим ИЛИ между ними.

Триггера $\pi \nu \bar{\nu}(1)$ и $\pi \nu \bar{\nu}(2)$ состоят из следующих требований:

$$\pi \nu \bar{\nu}(1) \equiv KB \cdot DC \cdot IC \cdot T \bullet 2 \cdot (6_{ct} + 7_{ct}) \cdot \overline{19_{ct}} \cdot \overline{BV + BVL + EC} \cdot L0rr1 \cdot \overline{L0zfrf} \cdot HEX \cdot L1.1 \cdot L1.2, \quad (2.4)$$

$$\pi \nu \bar{\nu}(2) \equiv KB \cdot DC \cdot IC \cdot T \bullet 2 \cdot 3_{ct} \cdot 4_{ct} \cdot 5_{ct} \cdot 6_{ct} \cdot \overline{(13_{ct} + \dots + 18_{ct})} \cdot \overline{19_{ct}} \cdot \overline{BV + BVL + EC} \cdot L0rr2 \cdot HEX \cdot L1.1 \cdot L1.2, \quad (2.5)$$

которые подробно описаны ниже. В описании требований триггеров индекс ct следует понимать как заряженный трек, который ассоциируется с $T \bullet 2$ условием и пересекает следующие два сектора, идущие по часовой стрелке. Такое направление соответствует движению положительно заряженной частицы в магнитном поле.

В нашем анализе мы также использовали оба триггера с логическим ИЛИ между ними. Множественные условия триггеров можно разбить на несколько основных групп:

- Требования остановки каона:
 - KB — требует совпадения в каонном черенковском счетчике и V4 годоскопе. Энергия, выделившаяся в мишени, должна быть больше 20 МэВ. Это требование подтверждает, что в мишень вошел каон.
 - DC — временная онлайн задержка, которая сравнивает времена в каонном черенковском счетчике и I-counter. Время вылета из мишени (t_{IC}) должно быть как минимум на 2 нс позже, чем в черенковском счетчике (t_{CK}). Эта задержка подтверждает, что каон остановился.
- Достоверность заряженных треков:
 - $T \bullet 2$ — проверяет наличие трека в первых двух слоях детектора пробега (T -counter и 2 слой одного сектора). Это условие подтверждает, что

трек заряженной частицы от распада каона вошел в сцинтилляционный детектор.

- IC — как минимум одно событие в I-counter должно совпадать с T•2 временем. Это условие требует, чтобы заряженный трек от распада каона вошел в рабочий объем детектора.
- $\overline{L0zfrf}$ — заряженный трек должен остановиться в активной области детектора пробега. События отвергаются, если заряженный трек останавливается в неактивной области детектора пробега (после 14 слоя). В этом случае мюон, например от $K_{\mu 2}$ распада, может быть ошибочно принят за остановленный в 14-ом слое детектора пробега. Данное условие применяется только в $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггере.

- Условия на пробег заряженных треков:

- $(6_{ct} + 7_{ct})$ — в $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггере заряженный трек должен достигнуть шестого или седьмого слоя детектора пробега. Это условие убирает короткие треки из рассмотрения, например от $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ распадов.
- $3_{ct} \cdot 4_{ct} \cdot 5_{ct} \cdot 6_{ct}$ — в $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггере заряженный трек должен достичь шестого слоя и зажечь все предыдущие слои детектора пробега. Это условие подавляет различные трехчастичные и многочастичные распады каона.
- $\overline{19_{ct}}$ — для $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера заряженный трек не должен достигнуть 19 слоя детектора. Это условие убирает треки μ^+ от $K_{\mu 2}$ распада из рассмотрения.
- $\overline{(13_{ct} + \dots + 18_{ct})} \cdot \overline{19_{ct}}$ — для $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггера заряженный трек не должен достигать верхних слоев детектора пробега (с 13 по 19). Это условие подавляет фон от $K_{\mu 2}$ распада и другие длинные треки с импульсом заряженных частиц выше $K_{\pi 2}$ пика.
- L0gr1, L0gr2 — дополнительное требование на длину заряженного трека, которое использует число зажженных волокон в мишени и слой остановки. События отбрасываются, если пробег, вычисленный триггером, слишком большой, чтобы ассоциироваться с пионом в рассматриваемом кинематическом диапазоне (L0gr1 выше $K_{\pi 2}$ пика, L0gr2 ниже $K_{\pi 2}$ пика). Требование L0gr2 использует только информацию о зажженных в мишени волокнах.

- Фотонное вето:

- $\overline{BV + BVL + EC}$ — не допускается любое событие в BV, BVL и EC, синхронное с T•2, чья энергия выше установленного порога в заданное временное окно. Сигнал с BV и BVL счетчиков ограничен 5 МэВ, а EC — 20 МэВ.
- HEX — все 24 сектора детектора пробега условно сгруппированы в 6; группа из 4 секторов называется hextant. События только в одном hextant могут быть синхронны с T•2 или в двух hextant, если они прилегают

друг к другу. Такое условие отвергает события с множественными треками и события с фотонами в детекторе пробега.

- Онлайн идентификация пиона ($\pi^+ \rightarrow \mu^+$):
 - L1.1 — сравнивается высота TD импульса (РН) с площадью под ним (РА) в месте остановки. Отношение РН/РА должно быть меньше для двойного импульса, чем для одинарного. События с большим отношением отбрасываются.
- Требования для определения места остановки:
 - L1.2 — это условие состоит из трех частей: (1) События отбрасываются, если одновременно зафиксированы события в счетчиках, находящихся рядом с счетчиком остановки. Это условие позволяет подавить $K_{\mu 2}$ события, прошедшие L1.1 за счет случайных внешних событий, которые создают двойной импульс распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+$. (2) События отвергаются, если в одном из двух hexant есть активность, происходящая не от заряженного трека. Это требование убирает те события, которые прошли НЕХ условие за счет случайных событий. (3) События не учитываются, если счетчик остановки не определен (например, слой остановки больше, чем 19 и т.д.).

Пример событий, прошедших $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггер, показан на рис. 2.10. Концентрация событий в районе 205 МэВ/с и 30 см, а также в районе 236 МэВ/с и 48 см связана с двухчастичными распадами $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ и $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ соответственно. Трехчастичные распады $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\gamma$ ($K_{\mu\nu\gamma}$) и $K^+ \rightarrow \mu^+\pi^0\nu_\mu$ ($K_{\mu 3}$) вносят основной вклад в мюонный след (muon band). Пионный след (pion band) состоит в основном из распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$, пионов от $K_{\pi 2}$, которые рассеиваются в мишени или детекторе пробега, и пионов из пучка, которые также рассеиваются в мишени. Мюонный и пионный хвосты ($K_{\mu 2}$ range tail и $K_{\pi 2}$ range tail соответственно) содержат мюоны и пионы от $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$ распадов соответственно, которые претерпели упругое (или неупругое) рассеяние в детекторе пробега.

Основная задача эксперимента E949 заключалась в поиске и измерении вероятности редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$, поэтому основные критерии отбора были оптимизированы, чтобы выделить пионы и максимально возможно уменьшить количество мюонов. Однако, для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ мюоны должны присутствовать в конечном наборе данных. Эти мюоны прошли все вышеперечисленные критерии благодаря неэффективности критериев отбора пионов.

2.4.2 Дополнительные триггера

Вдобавок к основным триггерам различные дополнительные триггера с более простыми требованиями также записывали события для дальнейшего использования их в калибровке детектора, изучении фонов и измерении эффективностей

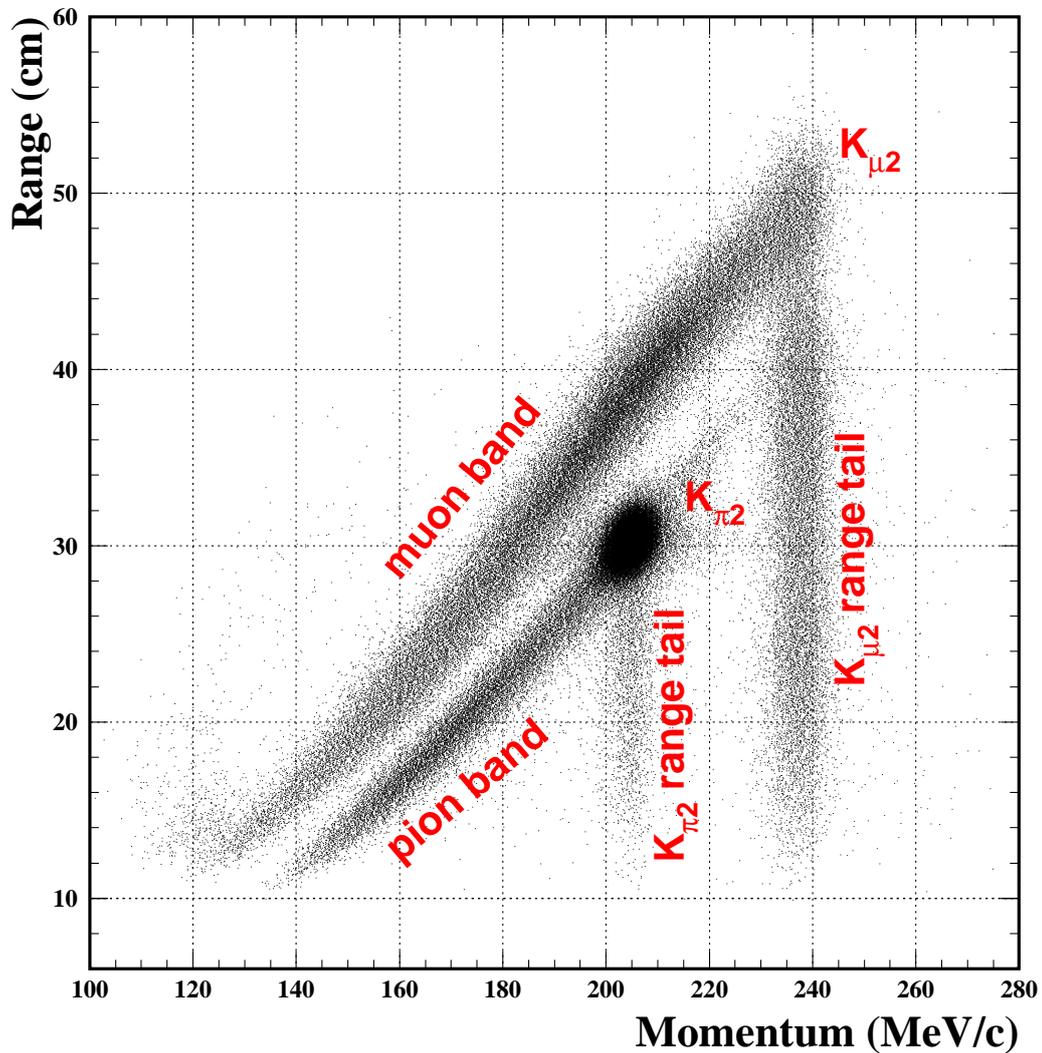


Рис. 2.10. Пробег заряженной частицы в сцинтиляторе в зависимости от импульса для событий, которые прошли требования основного триггера E949

различных критериев отбора.

$$KP21 = KB \cdot T \cdot 2 \cdot (6_{ct} + 7_{ct}) \cdot \overline{(19_{ct})}, \quad (2.6)$$

$$KM21 = KB \cdot T \cdot 2 \cdot (6_{ct} + 7_{ct}) \cdot (17_{ct} + 18_{ct} + 19_{ct}), \quad (2.7)$$

$$PISCAT = \pi_B \cdot \overline{DC} \cdot T \cdot 2 \cdot IC \cdot (6_{ct} + 7_{ct}) \cdot \overline{BV + BVL + EC} \cdot HEX, \quad (2.8)$$

где π_B требует, чтобы в мишень входил пион.

2.5 Набор данных для поиска тяжелых нейтрино

Для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ использовались данные, набранные экспериментом E949 в 2002 году с марта по июнь. Этот же набор дан-

ных использовался в основном анализе эксперимента по измерению вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [97]. Общее число остановленных каонов для поиска тяжелых нейтрино 1.70×10^{12} , что слегка меньше, чем в основном анализе [97].

2.6 Метод поиска тяжелых нейтрино

Поиск тяжелых нейтрино в эксперименте E949 основывается на поиске пиков в спектре импульсов положительных мюонов от распада каонов. Если тяжелые нейтрино существуют, то должен существовать дополнительный пик ниже основного $K_{\mu 2}$ пика в импульсах мюонов. Положение этого пика определяется массой тяжелого нейтрино по формуле 1.11, в которой $l = \mu$.

Зависимость импульса вылетающего мюона от массы тяжелого нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ показана на рис. 2.11. Вероятность распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ вычис-

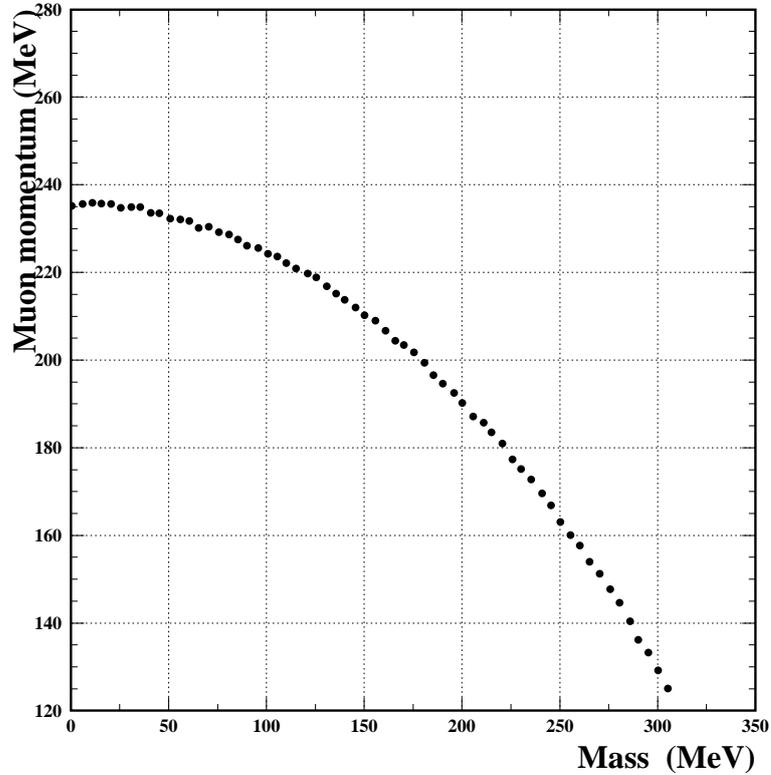


Рис. 2.11. Импульс вылетающего мюона в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ для различных масс тяжелых нейтрино

ляется по формуле:

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H) = \frac{N_{candidates}}{(KB_{live})_{\pi\nu\nu(1+2)} \times A_{tot} \times Correction}, \quad (2.9)$$

где $A_{tot} = A_{trigger} \times A_{cuts}$ — полная эффективность всех критериев отбора для искомого распада, $(KB_{live})_{\pi\nu\nu(1+2)}$ — число остановленных каонов, $Correction$ включает в себя эффективность Т-счетчиков ($\epsilon_{T \bullet 2}$) и долю остановленных в мишени каонов (f_s).

Все экспериментальные данные были разделены на две части: 1/20 и 19/20. Первая часть данных (1/20) была сформирована путем выборки каждого двадцатого события и использовалась для проверки правильности измерения полной эффективности критериев отбора путем измерения вероятности $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов, для изучения формы фона и для вычисления систематической ошибки измеренного акцептанса. Оставшаяся часть данных (19/20) оставалась закрытой и использовалась только для получения конечного результата.

2.7 Критерии отбора для поиска тяжелых нейтрино

Следующие дополнительные критерии отбора использовались для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$:

2.7.1 Кинематические критерии

Данная группа критериев отбора определяет рабочий объем детектора E949 для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

- COS3D

Заряженный трек должен проходить внутри детектора пробега, т.е. $|\cos \theta| < 0.5$.

- ZFRF

Заряженный трек должен остановиться внутри рабочей области детектора пробега. Данное условие применяется по разному в зависимости от слоя останковки.

- ZUTOUT

Заряженный трек должен проходить через активную часть дрейфовой камеры, т.е. z - координата точки выхода трека должна быть не дальше 25 см от центра дрейфовой камеры.

2.7.2 Выборка событий в пучке

Данная группа критериев отбора направлена на идентификацию влетающей частицы (каон) и устранения возможности попадания в мишень двух частиц одновременно.

- B4DEDX

Идентификация каона выполняется путем измерения потерь энергии в B4 годоскопе. Потеря энергии должна быть не меньше 1.1 МэВ.

- B4CCD

CCD импульсы, записанные в B4 годоскопе, фитируются в предположении их двух пиковой структуры. Событие отбрасывается, если разница между

средним временем сработавших модулей и временем трека в детекторе пробега (t_{RS}) меньше, чем 3.5 нс.

- B4TRS

Событие отбрасывается, если есть какая-либо активность в B4 годоскопе, совпадающая по времени с прохождением заряженного трека в детекторе пробега. Считается, что активность в B4 годоскопе присутствует, если TDC время от сработавших модулей находится в диапазоне ± 2.5 нс от t_{RS} или CCD время находится в диапазоне ± 1.5 нс от t_{RS} , а выделенная энергия в B4 годоскопе больше 0.7 МэВ.

- BWTRS

Событие отбрасывается, если время сработавших проволочных камер находится в диапазоне ± 4.5 нс от t_{RS} .

- SKTRS

Событие отбрасывается, если среднее TDC или CCD время в каонном черенковском счетчике находится в диапазоне ± 2 нс от t_{RS} .

- SKTAIL

Среднее время хитов в каонном черенковском счетчике, учитывая концы TDC и CCD временных распределений, не должно совпадать с t_{RS} .

- SPTRS

Событие отбрасывается, если среднее TDC или CCD время в пионном черенковском счетчике находится в диапазоне ± 2 нс от t_{RS} .

- SPITAIL

Среднее время хитов в пионном черенковском счетчике, учитывая концы TDC и CCD временных распределений, не должно совпадать с t_{RS} .

- TIMCON

Время сработавших каонных волокон в мишени (t_K) должно соответствовать времени хита в B4 годоскопе (t_{B4}), т.е. $|t_K - t_{B4}| \leq 3.0$ нс, а время сработавших пионных волокон в мишени (t_π) должно соответствовать времени трека в детекторе пробега (t_{RS}), т.е. $-4.5 < t_\pi - t_{RS} < 4.0$ нс.

- UPV и RV

События отбрасываются, если есть какая-либо активность, совпадающая с t_{RS} , в детекторах фотонов, установленных на линии пучка. Используется временная информация с CCD (t_{CCD}) и TDC (t_{TDC}) сигналов. Таким образом, события отбрасываются, если $-3.5 < t_{CCD} - t_{RS} < 2.4$ нс и $-3.75 < t_{TDC} - t_{RS} < 2.5$ нс.

2.7.3 Выборка событий в мишени

Данная группа критериев отбора позволяет выбрать качественный одиночный заряженный трек в мишени и устранить возможное рассеяние.

- TGQUALT

Для данного события алгоритм реконструкции в мишени должен найти хотя бы одно пионное волокно.

- TGGEО

Данное условие устраняет события, которые ассоциируются с попаданием в мишень двух частиц, т.к. в этом случае ухудшается реконструкция событий в мишени. События отвергаются, если:

- обе частицы попадают в мишень с краю или из IC,
- первая частица или заряженные продукты ее распада теряют большое количество энергии в IC,
- заряженные продукты распада от первой частицы не регистрируются, т.к. она распалась вне активной области мишени или позже второй частицы из пучка. Вторая частица из пучка тем временем рассеивается таким образом, что пролетает мимо некоторых элементов контроля пучка (Гл. 2.2.3), влетает в мишень и пересекает волокна, зажженные первой частицей.

- TGTCON

События отбрасываются, если временная разница между индивидуальным каонным волокном и средним временем каона в мишени (t_K) больше, чем энергозависимая величина, принимающая значения от 2.05 до 3.68 нс.

- B4ETCON

События отбрасываются, если временная или энергетическая информация в B4 годоскопе, полученная из TDC и CCD сигналов, не согласуется между собой. Время, полученное из этих двух систем, не должно отличаться более, чем на 2 нс, а энергия более, чем на 1.5 МэВ.

- B4EKZ

События отбрасываются, если частица, идентифицированная реконструкцией как каон, не ведет себя как каон. Составляется функция правдоподобия, которая зависит от z — координаты распада каона, определенной из экстраполяции трека из дрейфовой камеры, и ожидаемой z — координаты распада, определенной по потерям энергии каона в B4 годоскопе и мишени. Данное условие позволяет подавить пионы, летящие из пучка

- TGZFOOL

События отбрасываются, если z — координата распада каона, определенная из экстраполяции трека из дрейфовой камеры, не находится в рабочем объеме мишени.

- TARGF

События отбрасываются, если минимальное расстояние между каонным и пионным волокном больше, чем размер одного волокна (0.6 см).

- DTGTTP

События отбрасываются, если заряженные треки в мишени и дрейфовой камере не совпадают на краю мишени.

- RTDIF

События отбрасываются, если неопределенность в вычислении длины пробега пиона в мишени больше, чем 1.5 см.

- TGKTIM

События отбрасываются, если каонное волокно (t_K^i) сработало позже на 3.5 нс, чем соответствующий модуль В4 годоскопа (t_{B4}). События также отбрасываются, если $2t_K^i - t_{B4} - t_{RS} > -1.0$ нс, где t_{RS} — среднее время заряженного трека в детекторе пробега.

- EIC

Соответствие между измеренной энергией в IC (E_{meas}) и ожидаемой энергией (E_{est}), основываясь на длине пробега: $-5.0 \text{ МэВ} \leq E_{meas} - E_{est} \leq 1.75 \text{ МэВ}$.

- TIC

Соответствие между временем заряженного трека в детекторе пробега (t_{RS}) и временем срабатывания IC (t_{IC}): $|t_{RS} - t_{IC}| \leq 5.0$ нс

- PIGAP

События отбрасываются, если расстояние между пионными волокнами больше, чем 1.5 см. Условие становится более сильным (1.0 см), если z -координата трека в IC меньше -7.0 см и косинус полярного угла отрицательный (заряженный трек летит назад вдоль линии пучка).

- TGB4

Соответствие между положением вершины распада каона в мишени, каонными и пионными волокнами и координатами влетающей частицы в В4 годоскопе. События отбрасываются, если:

- расстояние между точкой попадания частицы в В4 годоскоп и ближайшей вершиной каонного кластера в xy -плоскости больше, чем 1.8 см. Вершины каонного кластера — это два наиболее удаленных друг от друга каонных волокна (TGDB4TIP),
- расстояние между вершиной распада каона в мишени и ближайшей вершиной каонного кластера в xy -плоскости больше, чем 0.7 см (TGDVXTIP),
- расстояние между вершиной распада каона в мишени и ближайшим пионным волокном в xy -плоскости больше, чем 1.5 см (TGDVXPI).

- PHIVTX

Данное условие устраняет возможные множественные близко идущие заряженные треки от распада каона путем вычисления наименьшего допустимого «фазового угла» для всех пионных волокон.

- NPITG

События отбрасываются, если ни одно волокно в мишени не идентифицировалась как пионное.

- KIC

События отбрасываются, если время хита в IC совпадает с временем каона в мишени и каонные волокна находятся вблизи этого счетчика.

- CHI5MAX

Заряженный трек в мишени фитировался χ^2 методом, используя стандартный пакет MINUIT. Параметрами фита служили координаты центра (X_c и Y_c) и радиус (R_c) заряженного трека. Соответственно высчитывались семь χ^2 величин. Данный критерий ставит ограничение на пятую величину χ_5^2 . Эта величина соответствует ненулевой энергии, выделенной в волокнах, которые пересек заряженный трек: $\chi_5^2 = \sum_i \chi_{5_i}^2$, где i — это i -ое волокно, удовлетворяющее этому условию. Минимальная неопределенность в измерении энергии была установлена на уровне 0.45 МэВ: $\sigma_E = \sqrt{\max(E_{expected}, 0.2)}$.

$$\chi_{5_i}^2 = \left(\frac{\ln \frac{E_{observed}}{E_{expected}}}{0.3} \times \sigma_E \right)^2, \text{ если } E_{observed} > E_{expected}, \quad (2.10)$$

$$\chi_{5_i}^2 = \left(\frac{E_{observed} - E_{expected}}{0.25 \cdot \sigma_E} \right)^2, \text{ если } E_{observed} \leq E_{expected}. \quad (2.11)$$

Данный критерий подавляет возможное рассеяние в мишени. События отбрасываются, если величина χ_5^2 больше 35.

- TGEDGE

События отбрасываются, если в краевых волокнах выделяется более 4 МэВ за 5 нс от t_{RS} .

- TGER

События отбрасываются, если пробег заряженного трека в мишени составляет больше двух см, а выделившаяся энергия в любом пионном волокне меньше 1 МэВ.

2.7.4 Дополнительные критерии отбора

- UTCQUAL

Данное условие отвечает за хорошую реконструкцию заряженного трека в дрейфовой камере, основываясь на методе наибольшего правдоподобия.

- LAYER14

События отбрасываются, если заряженный трек остановился в неактивной области детектора пробега между 14 и 15 слоями.

- PRRF

Данное условие подавляет рассеяние заряженного трека в детекторе пробега. События отбрасываются, если:

- фит заряженного трека в детекторе пробега в xy плоскости не удовлетворяет χ^2 требованию,
- заряженный трек достигает первого слоя неактивного вещества в детекторе пробега и соответствие между точкой входа в эту неактивную область и экстраполяцией трека из дрейфовой камеры плохое,
- соответствие между $r - z$ плоскостью и экстраполяцией заряженного трека из дрейфовой камеры плохое.

- OPSVETO

Данное требование подавляет возможные многочастичные распады. Полная выделившаяся энергия в противоположных пионных волокнах должна быть меньше 1 МэВ в течение 4 нс от t_π . Противоположные пионные волокна — это волокна, находящиеся на противоположной стороне от каонного кластера по отношению к основному пионному кластеру.

- DELC

Пионное время в мишени, t_π , должно быть минимум на 2 нс больше, чем каонное время в мишени, t_K (т.е. $t_\pi - t_K \geq 2$ нс). Это условие становится более сильным, если каонное или пионное время имеют большую неопределенность.

- $t_\pi - t_K \geq 5$ нс, если различие между каонным временем в мишени и временем хита в В4 годоскопе больше, чем 1 нс.
- $t_\pi - t_K \geq 6$ нс, если различие между пионным временем в мишени и временем заряженного трека в детекторе пробега больше, чем 1.5 нс.
- $t_\pi - t_K \geq 5$ нс, если t_π измерено, основываясь на времени в IC, а не на времени пионных волокон в мишени
- $t_\pi - t_K \geq 4$ нс, если каон теряет в мишени меньше, чем 50 МэВ
- $t_\pi - t_K \geq 3$ нс, если найдено меньше четырех пионных волокон
- $t_\pi - t_K \geq 3$ нс, если величина наибольшего правдоподобия, вычисленная для входящего пучка меньше, чем 200.
- $t_\pi - t_K \geq 4$ нс, если различие между средним временем каона в мишени и любым другим временем в каонном волокне больше, чем 2 нс.
- $t_\pi - t_K \geq 4$ нс, если различие между временем пиона в мишени и любым временем в пионном волокне больше, чем 3.5 нс.

- RNGMOM

В основном анализе E949 по поиску распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ данный критерий использовался для подавления мюонов от $K_{\mu 2}$, $K_{\mu 3}$ и $K_{\mu \nu \gamma}$ распадов. В нашем анализе мы использовали инвертированное условие, оптимизированное для подавления пионов. Данное условие подавляет пионы от $K_{\pi 2}$ распада и пионного следа (рис. 2.10). Вычисляется отклонение измеренного пробега заряженного трека в детекторе пробега от ожидаемой величины, полагая, что заряженный трек — это пион.

$$\chi_{R-P} \equiv \frac{R_{meas} - R_{exp}}{\sigma_R} \geq 4.2 \quad (2.12)$$

- PVCUTNEW

Любая активность в детекторах фотонов, совпадающая по времени с заряженным треком, запрещена. Более подробно это условие будет описано при измерении эффективности.

- RD_TRK

Заряженный трек реконструируется в детекторе пробега.

- TRKTIM

Среднее время заряженного трека вычисляется в детекторе пробега.

- STLAY

Счетчик остановки заряженного трека, найденный онлайн, должен совпадать с счетчиком, найденным с помощью алгоритма реконструкции заряженного трека.

- BAD_STC

Некоторые временные (TD) каналы не работали во время набора данных. Заряженный трек не должен останавливаться в счетчиках с неработающими каналами.

- UTC

Трек должен хорошо восстановиться в дрейфовой камере.

- RDUTM

Экстраполяция заряженного трека из дрейфовой камеры должна пересекать $T \bullet 2$ сектор, который запускает основной триггер.

- TARGET

Событие должно быть реконструировано в мишени.

Спектр импульсов мюонов, используя 1/20 всех экспериментальных данных, после прохождения каждой группы дополнительных критериев отбора показан на рис. 2.12. После выборки событий в пучке и DELC фон от распадов каонов на лету сильно подавлен. После RNGMOM фон от пионов уменьшается и $K_{\pi 2}$

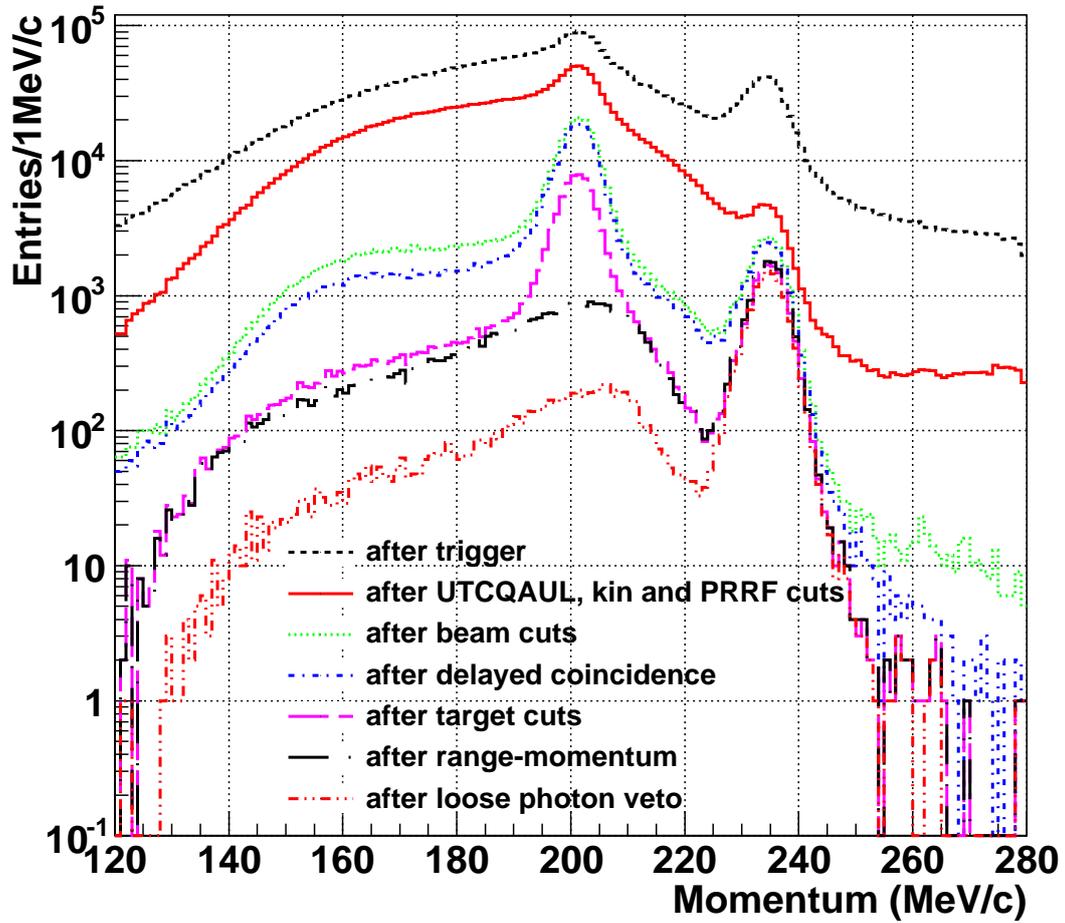


Рис. 2.12. Спектр импульсов мюонов, используя $1/20$ всех экспериментальных данных, после прохождения каждой группы дополнительных критериев отбора

пик исчезает. Здесь следует заметить, что RNGMOM применяется только для событий с импульсом $p_\mu < 220$ МэВ/с. Фотонное вето в дальнейшем подавляет такие фоновые процессы как $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$, также оно изменяет относительную высоту $K_{\mu 2}$ пика и мюонного следа.

Глава 3

Измерение акцептанса установки к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$

В данной главе подробно описываются методы и результаты измерения полной эффективности критериев отбора для распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса вылетающих мюонов, оценивается чувствительность эксперимента E949 к искомому распаду.

Как сказано в предыдущей главе полная эффективность складывается из нескольких факторов: $A_{tot} = A_{trigger} \times A_{cuts}$. Для измерения акцептанса некоторых факторов мы будем использовать Монте-Карло моделирование, для других же мы будем использовать данные дополнительных КР21 и КМ21 триггеров.

3.1 Эффективность триггера

Основной триггер эксперимента E949 для поиска распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ подробно описан в Главе 2.4. Здесь следует отметить, что идентификация пиона онлайн (L1n) не встроена в Монте-Карло моделирование, однако это условие может быть изучено с помощью экспериментальных данных из дополнительных триггеров. Мы будем использовать Монте-Карло моделирование для измерения акцептанса простых условий, таких как $T \bullet 2$, IC , пробег заряженных треков:

1. $(6_{ct} + 7_{ct})$ для $\pi \nu \bar{\nu}(1)$ триггера,
2. $3_{ct} \cdot 4_{ct} \cdot 5_{ct} \cdot 6_{ct} \cdot \overline{(13_{ct} + \dots + 18_{ct})}$ для $\pi \nu \bar{\nu}(2)$ триггера.

Акцептансы остальных критериев отбора измеряются с помощью экспериментальных данных дополнительных триггеров.

3.1.1 Монте-Карло моделирование

Для измерения эффективности триггера мы смоделировали распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$, используя встроенный генератор распада $K^+ \rightarrow \pi^+ FAMILON$ и заменив пион на мюон. Частица *FAMILON* — это стабильная нейтральная частица ненулевой массы. Искомый распад был смоделирован для диапазона масс от 0 до 300 МэВ с шагом 5 МэВ. Для каждой точки 200000 событий было разыграно. Измерение эффективности триггера показано в таблице 3.1. Эффективность

Таблица 3.1. Список критериев отбора $\pi\nu\bar{\nu}(1)$, $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггеров и общее число событий, которые прошли $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггер для распада $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/ c^2

$\pi\nu\bar{\nu}(1)$ trigger		$\pi\nu\bar{\nu}(2)$ trigger	
Cut	Events	Cut	Events
КТ	199999	КТ	199999
TDOTA	88377	TDOTA	88377
Reach layer B	87686	DC	88377
DC	87686	Reach layer 3–6	87684
Passed mu veto	87677	Passed range veto	87293
Barrel veto	87665	Passed mu veto	87287
Endcap veto	87662	Barrel veto	87281
Hextant veto	87660	Endcap veto	87278
		Hextant veto	87277
$N_{tot} = 87660$			

$\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера зависит от импульса, как показано на рис. 3.1. Другие критерии отбора также могут зависеть от импульса, поэтому определение наилучшего диапазона импульсов (где эффективность максимальна) мы оставим на конец главы. Согласно таблице 3.1 эффективность триггера, основанная на Монте-Карло моделировании, для распада $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/ c^2 ($p_\mu \simeq 164$ МэВ/ c) равна

$$A_{trigmc} = 0.4383 \pm 0.0011 \quad (3.1)$$

3.1.2 Дополнительное требование на длину трека

Данное условие является онлайн условием для вычисления длины заряженного трека, используя число зажженных волокон в мишени и глубочайший слой проникновения трека в детектор пробега. Этот слой определяет полярный угол путем измерения z -координаты трека в третьем слое детектора пробега и в 11–13 слоях. Глубочайший слой проникновения трека определяется онлайн по счетчику остановки трека. Событие отбрасывается, если вычисленная длина трека слишком большая и не соответствует заряженному треку от пиона в исследуемой кинематической области (L0rr1 для PNN1 области и L0rr2 для PNN2 области). Для L0rr2 используется только информация о зажженных волокнах в мишени. Два этих требования подавляют $K_{\mu 2}$ события, которые прошли (19_{ct}) условие и остановились около края детектора пробега.

Измерение эффективности такого дополнительного требования на длину заряженного трека важно для определения вероятности $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ распада, а также для определения окончательной зависимости полной эффективности установки E949 от импульса для искомого распада $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$. Акцептанс L0rr1 измерялся с помощью экспериментальных данных дополнительных триггеров. Выборка мюонов была сделана с помощью критериев, описанных в таблице 3.2, и показана на рис. 3.2. Мы также использовали моделирование данного условия, чтобы изучить его более детально. Моделирование было сделано, основываясь на соответ-

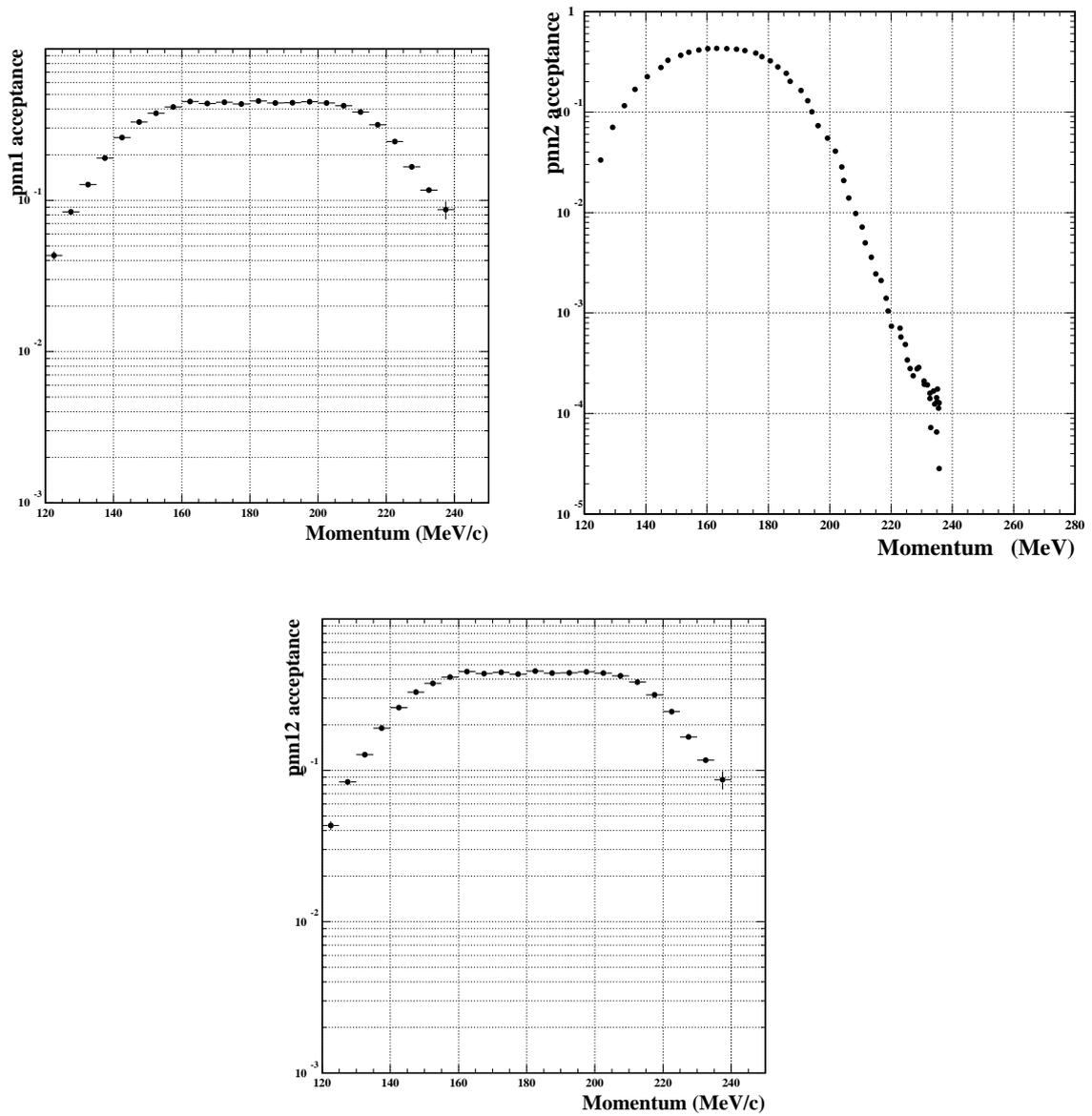


Рис. 3.1. Эффективность $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ (слева), $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ (справа) и $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ (снизу) триггеров

Таблица 3.2. Критерии отбора для измерения эффективности дополнительного требования на длину заряженного трека

	Component cuts
$Setup_{L0rr1}$	KP21 trigger, RD_TRK, TRKTIM, STLAY, BAD_STC, UTC, RDUTM, TGPVCUT, TARGET, ICBIT, DCBIT, UTCQULT, COS3D, ZFRF, ZUTOUT, PRRF, DELC, beam and target cuts OPSVETO, PV90 (w/o RDPV)

ствующем файле-маске (рис. 3.3). Этот файл содержит 21 гистограмму: по одной для каждого слоя детектора пробега. Для каждой гистограммы x -координата —

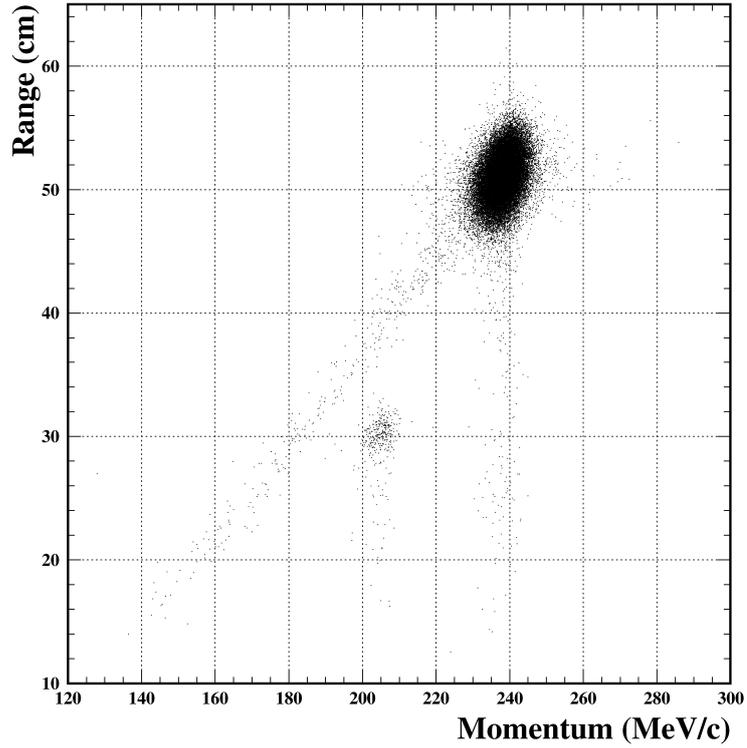


Рис. 3.2. Выборка мюонов для измерения эффективности дополнительного требования на длину заряженного трека

это среднее значение z -координаты заряженного трека в детекторе пробега (переменная $avgz$), а y -координата — это число зажженных волокон в мишени, вычисленное онлайн (переменная $tntg$). События удовлетворяют дополнительному требованию на длину трека, если они попадают в черную область.

Поведение изучаемого критерия, полученное с помощью экспериментальных данных, сравнивалось с Монте-Карло моделированием. Для Монте-Карло моделирования мы использовали $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распады, прошедшие $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер (таблица 3.1). Критерии отбора, используемые в Монте-Карло моделировании показаны в таблице 3.3. Результат измерения показан на рис. 3.4 (слева). Этот рисунок по-

Таблица 3.3. Критерии отбора для Монте-Карло моделирования дополнительного требования на длину заряженного трека

	Component cuts
$Setup_{L0rr1mc}$	$\pi\nu\bar{\nu}(1)$ trigger w/o L0RR1, UTCQULT, COS3D, ZFRF, ZUTOUT
$Setup_{L0rr1mc}$	$\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ trigger w/o L0RR1, UTCQULT, COS3D, ZFRF, ZUTOUT

казывает, что фактор подавления мюонов дополнительным требованием на длину заряженного трека, вычисленный из экспериментальных данных дополнительного $K_{\pi 2}(1)$ триггера, согласуется с Монте-Карло моделированием во всем диапазоне импульсов, кроме $K_{\mu 2}$ пика. Таким образом, эта область должна быть изучена



Рис. 3.3. Маска для $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера. На каждом рисунке x -координата — это среднее значение z -координаты заряженного трека в детекторе пробега, а y -координата — это число зажженных волокон в мишени, вычисленное онлайн. События удовлетворяют дополнительному требованию на длину трека, если они попадают в черную область

более детально, что будет сделано при измерении вероятности $K_{\mu 2}$ распада.

Файл-маска для дополнительного требования на длину заряженного трека показывает, что данное требование выбирает только те события, которые останавливаются в центральной части детектора пробега. Поэтому мюоны с большим импульсом отбрасываются этим требованием более сильно (рис. 3.4).

Для поиска тяжелых нейтрино мы будем использовать $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггер. Следовательно, нам важно знать поведение изучаемого требования в рамках этого триггера. Для этой цели мы использовали Монте-Карло моделирование, т.к. оно согласуется с экспериментальными измерениями ниже $K_{\mu 2}$ пика. Выборка мю-

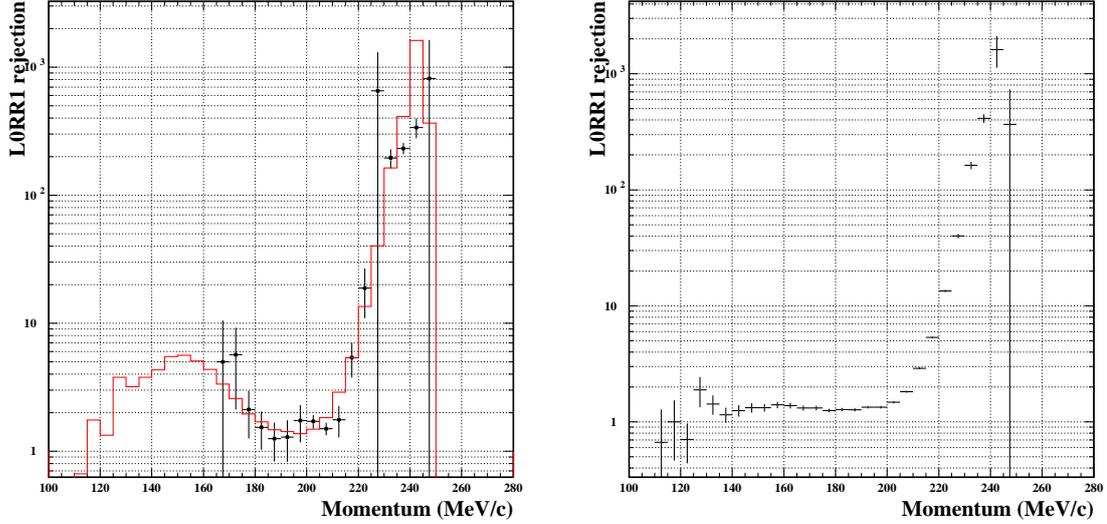


Рис. 3.4. Слева: Фактор подавления мюонов дополнительным требованием на длину заряженного трека, вычисленный из экспериментальных данных (черные точки) $K_{\pi 2}(1)$ триггера и Монте-Карло моделирования (красная гистограмма) для $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера. Справа: Монте-Карло моделирование дополнительного требования на длину заряженного трека для $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера

онов осуществлялась на основе моделирования $K_{\mu\nu\gamma} + K_{\mu 2}$ распадов, критерии отбора показаны в таблице 3.3 (вторая строка). Результат измерения показан на рис. 3.4 (справа). События, которые не прошли LORR1 требование могут удовлетворять требованиям $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггера. Это объясняет относительно гладкое поведение исследуемого требования в области импульсов $140 < p_{\mu} < 200$ МэВ/с. Принимая во внимание соответствие экспериментальных измерений и Монте-Карло моделирования в области импульсов $p_{\mu} < 220$ МэВ/с (рис. 3.4 (слева)), мы решили использовать Монте-Карло моделирование для получения зависимости эффективности дополнительного требования на длину заряженного трека от импульса.

Для тяжелого нейтрино с массой $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/ c^2 ($p_{\mu} \simeq 164$ МэВ/с) эффективность исследуемого критерия равна

$$A_{LORR1(1+2)} = \frac{570}{786} = 0.7252 \pm 0.0159 \quad (3.2)$$

3.1.3 Идентификация пиона онлайн

Изучение данного критерия наиболее важно для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$, т.к. это условие было оптимизировано таким образом, чтобы мюоны не смогли его пройти. Данный критерий состоит из двух частей, подробное описание которых дано в Главе 2.4.

Для измерения фактора подавления мюонов онлайн требованием пиона мы использовали два дополнительных триггера — KP21 (формула 2.6) и PISCAT (формула 2.8). Мюоны из этих триггеров выбирались по критериям, указанным в таблице 3.4. Двумерные распределения (пробег/импульс) для заряженных тре-

Таблица 3.4. Критерии отбора для измерения фактора подавления мюонов онлайн требованием пионов

$Setup_{L1n}$	Component cuts
$Setup_{KP21}$	UTCQULT, COS3D, ZFRF, ZUTOUT, PRRF1, PRRFZ, B4DEDX, PV90, RNGMOM
$Setup_{PISCAT}$	UTCQUAL, COS3D, ZFRF, ZUTOUT, PRRF1, PRRFZ, RNGMOM

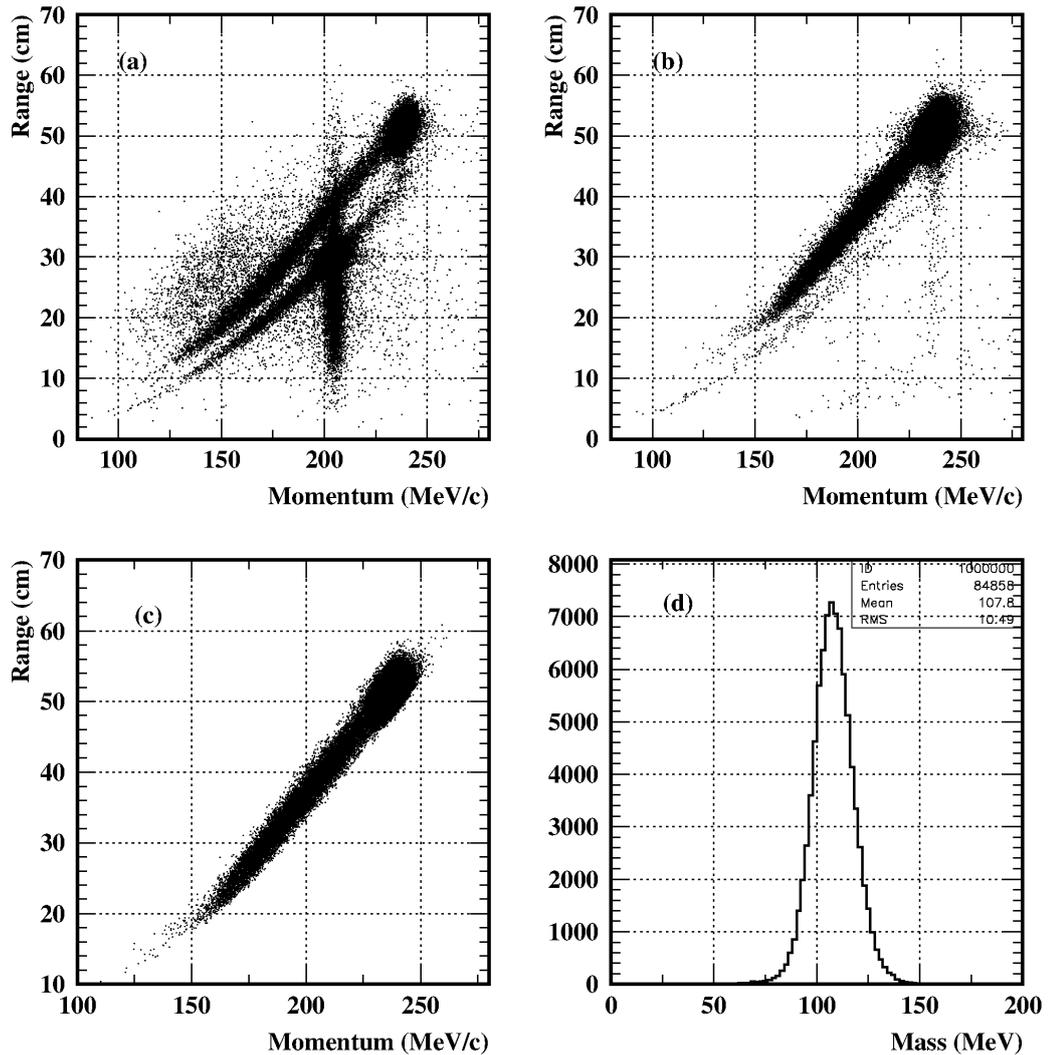


Рис. 3.5. Пробег заряженной частицы в сцинтилляторе в зависимости от импульса для событий, прошедших (а) KP21 триггер и кинематические критерии отбора, (б) фотонное вето (PV90), (с) соотношение пробег/импульс для мюонов (RNGMOM). (d) Восстановленная масса заряженного трека для событий на рисунке (с)

ков, прошедших все вышеуказанные критерии, показаны на рис. 3.5, 3.6. Восстановленная масса на этих рисунках указывает на то, что после примененных

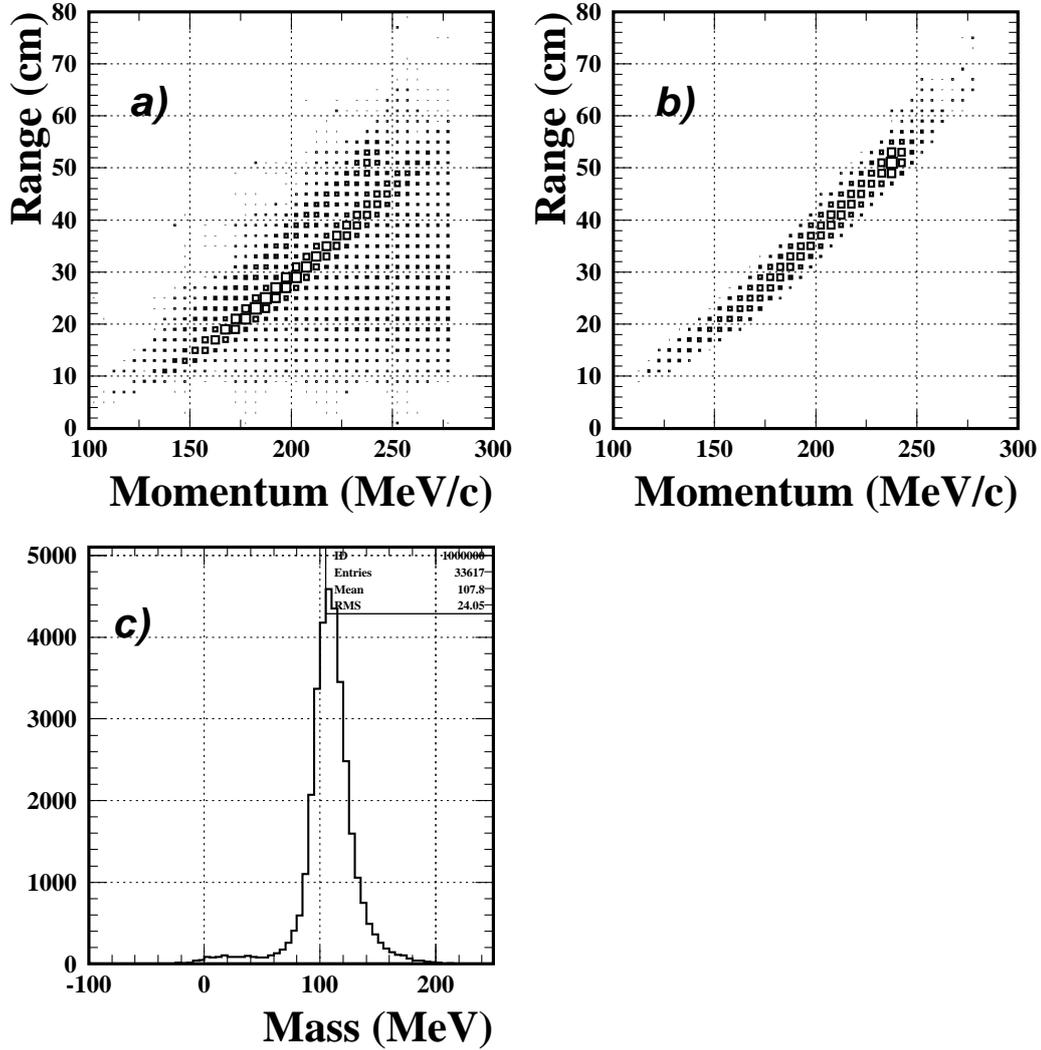


Рис. 3.6. Пробег заряженной частицы в сцинтилляторе в зависимости от импульса для событий, прошедших (a) PISCAT триггер, (b) все критерии отбора. (c) Восстановленная масса заряженного трека для событий на рисунке (b)

критериев отбора в нашей выборке остались в основном мюоны (масса мюона $m_\mu = 105.66 \text{ МэВ}/c^2$, согласно Particle Data Group (PDG) [33]).

Для каждого слоя детектора пробега мы сделали предположение, что исследуемый критерий подавляет мюоны по разному в зависимости от z координаты точки останова мюона:

$$Rej = A0 + A1 \times z + A2 \times z^2 \quad (3.3)$$

На рис. 3.7 показана эта зависимость для каждого слоя детектора пробега. Зависимость фактора подавления мюонов от импульса и параметры $A0$, $A1$ и $A2$ для каждого слоя детектора пробега показаны на рис. 3.8, 3.9. Усредненные значения этих параметров использовались нами, чтобы смоделировать поведение онлайн

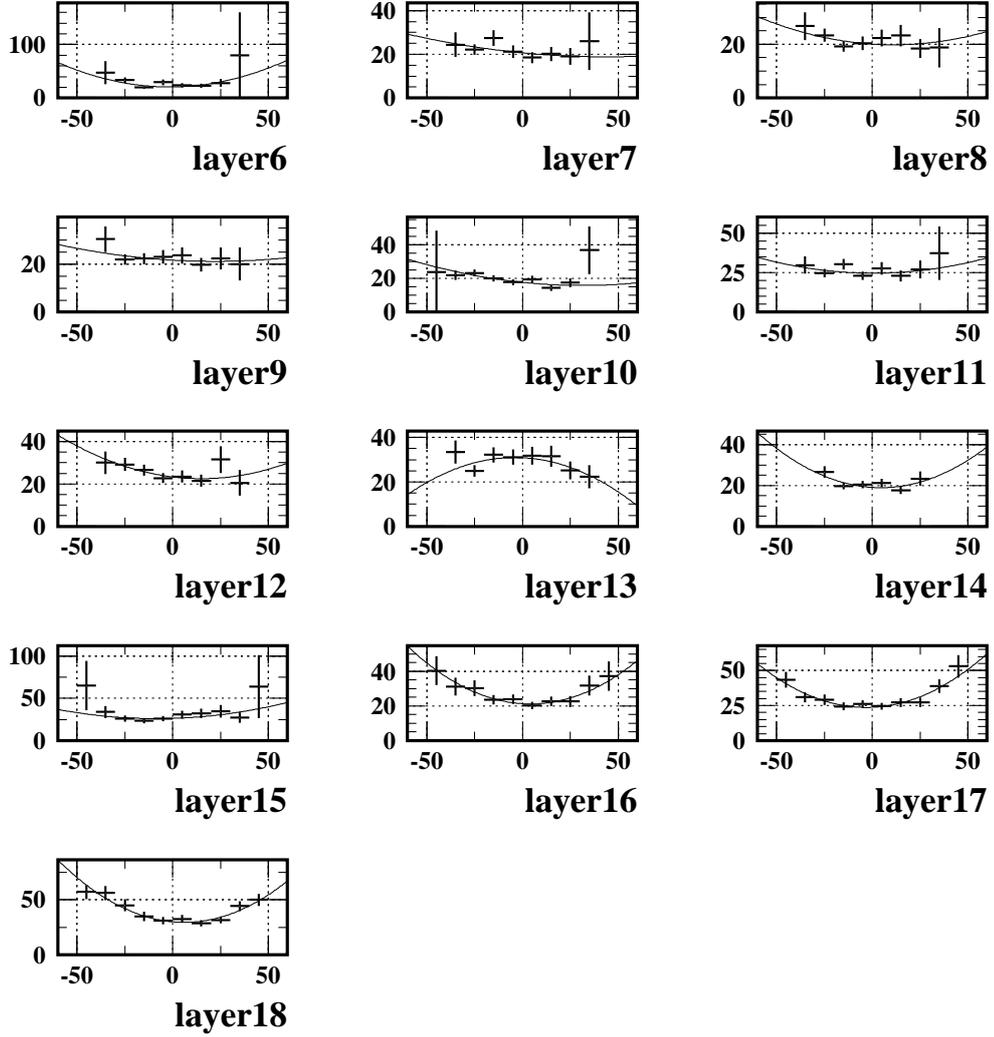


Рис. 3.7. Фактор подавления мюонов в зависимости от z координаты точки останова мюона для каждого слоя в детекторе пробега. Для каждого рисунка ось x соответствует z координате точки останова мюона в детекторе пробега, а ось y соответствует фактору подавления. Все рисунки получены из PISCAT триггера

идентификации пионов по отношению к мюонам из $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ распадов. Для тяжелого нейтрино с массой $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/ c^2 ($p_\mu \simeq 164$ МэВ/ c) эффективность данного критерия составляет около 4%:

$$\begin{aligned}
 A_{L1n}^{PISCAT} &= \frac{81}{1825} = 0.0444 \pm 0.0048 \\
 A_{L1n}^{KP21} &= \frac{16}{421} = 0.0380 \pm 0.0093 \\
 A_{L1n} &= 0.5 \times (A_{L1n}^{PISCAT} + A_{L1n}^{KP21}) = 0.0412 \pm 0.0053
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

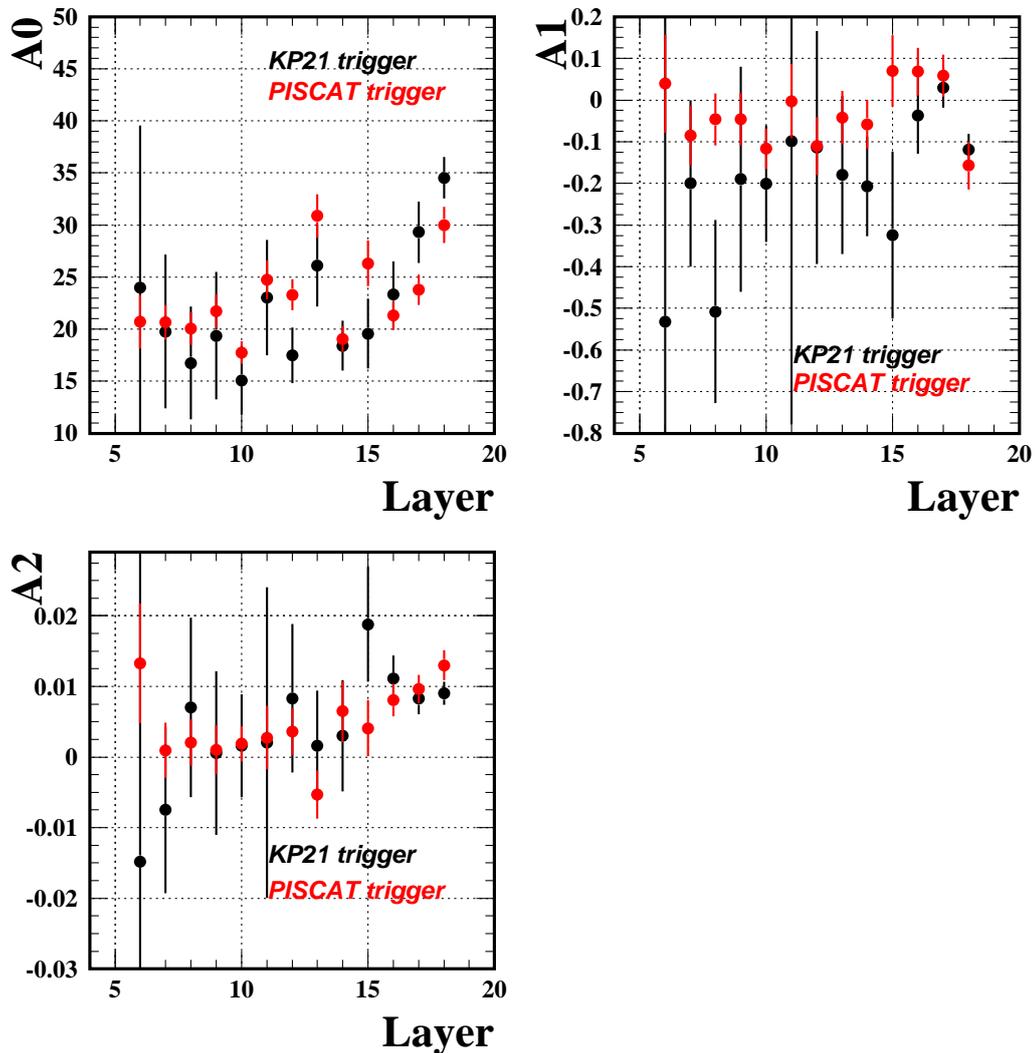


Рис. 3.8. Параметры A_0 , A_1 и A_2 для каждого слоя детектора пробега

3.2 Эффективность критериев отбора для поиска тяжелых нейтрино

Все критерии отбора, используемые в данном анализе, подробно описаны в Главе 2.7. Ниже представлены методы измерения эффективности этих критериев.

3.2.1 Кинематические критерии

Эффективность кинематических критериев отбора была измерена с помощью Монте-Карло моделирования $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ распада внутри основного триггера $\pi \nu \bar{\nu}(1+2)$. Вспомогательные условия показаны в таблице 3.5. Результаты измерения для массы тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$ показаны в таблице 3.6. Эффективность кинематических критериев отбора зависит от импульса мюона,

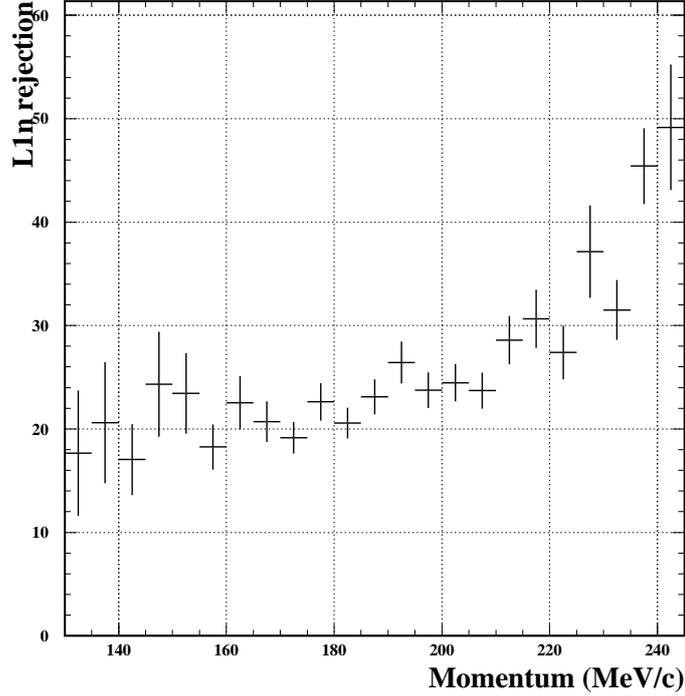


Рис. 3.9. Зависимость фактора подавления мюонов от импульса

Таблица 3.5. Вспомогательные условия для измерения эффективности кинематических критериев отбора

	Component cuts
$Setup_{kin}$	UTCQUAL, RDUTM, TARGET, TGQUALT

Таблица 3.6. Эффективность кинематических критериев отбора для массы тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$

Cut	Events	Acceptance
$Setup_{kin}$	80104	
COS3D	77571	0.9684 ± 0.00062
ZUTOOUT	77471	0.9987 ± 0.00013
ZFRF	77399	0.9991 ± 0.00011
A_{kin}		0.9662 ± 0.00064

как показано на рис. 3.10. Уменьшение эффективности COS3D и ZFRF для больших импульсов объясняется тем, что частицы с более высоким импульсом стремятся остановиться на краях детектора пробега, чтобы пройти (19_{ct}) условие $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера. Тем самым такие частицы не попадают в рабочий объем детектора.

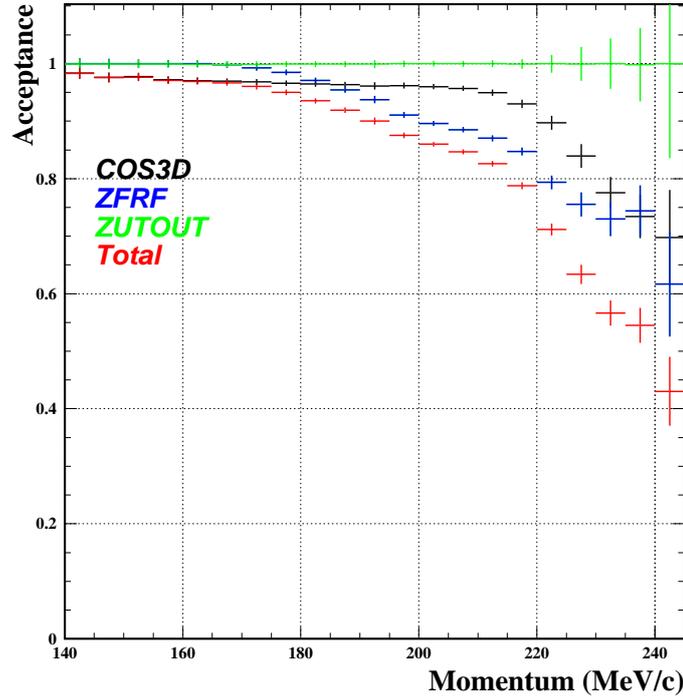


Рис. 3.10. Зависимость эффективности кинематических критериев отбора от импульса мюона

3.2.2 Выборка событий в пучке и в мишени

Искомый распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ похож на хорошо известный распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$: они оба имеют один заряженный мюонный трек, рожденный при распаде одиночного каона, и оба распада не имеют фотонов в конечном состоянии. Таким образом, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распад является идеальным кандидатом для изучения критериев отбора в пучке и мишени.

Эффективности выборки событий в пучке и мишени измерялась при помощи мюонов от $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада, которые прошли КМ21 триггер (формула 2.7) и дополнительные условия, показанные в таблице 3.7. Условие КМУРВОХ обозна-

Таблица 3.7. Дополнительные условия для измерения эффективности выборки событий в пучке и в мишени

	Component cuts
$Setup_{beamtg}$	КМ21 trigger, RD_TRK, TRKTIM, RDUTM, UTCQUAL, КМУ2РВОХ, COS3D

чает выборку событий по импульсу заряженного трека: $226 < p_{ct} < 246$ МэВ/с. Результат измерения показан в таблице 3.8.

Несколько критериев отбора, применяемых в мишени, были исследованы при помощи других дополнительных условий, показанных в таблице 3.9. Это связано с тем, что эти несколько критериев отбора связаны с кинематическими параметрами

Таблица 3.8. Эффективность выборки событий в пучке и в мишени, измеренная с помощью мюонов от $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада

Cut	Events	Acceptance
$Setup_{beamtg}$	3710873	
TGQUALT	3536725	0.9531 ± 0.00011
NPITG	3536725	1.0000 ± 0.00000
TIMCON	3519567	0.9951 ± 0.00004
TGTCON	3481112	0.9891 ± 0.00006
B4ETCON	3446571	0.9901 ± 0.00005
DELC	2644360	0.7672 ± 0.00023
B4DEX	2605059	0.9851 ± 0.00007
BWTRS	2356959	0.9048 ± 0.00018
CPITRS	2347104	0.9958 ± 0.00004
CPITAIL	2346001	0.9995 ± 0.00001
CKTRS	2319928	0.9889 ± 0.00007
CKTAIL	2274701	0.9805 ± 0.00009
B4TRS	2154100	0.9470 ± 0.00015
B4CCD	2124839	0.9864 ± 0.00008
UPV	2089757	0.9835 ± 0.00009
RV	2087683	0.9990 ± 0.00002
TGGEO	2002873	0.9594 ± 0.00014
B4EKZ	1826998	0.9122 ± 0.00020
TGZFOOL	1804544	0.9877 ± 0.00008
TARGF	1746394	0.9678 ± 0.00013
DTGTTP	1746382	0.9999 ± 0.00001
RTDIF	1729685	0.9904 ± 0.00007
TGKTIM	1709774	0.9885 ± 0.00008
EIC	1660250	0.9710 ± 0.00013
TIC	1659901	0.9998 ± 0.00001
PIGAP	1645421	0.9913 ± 0.00007
TGDB4TIP	1610659	0.9789 ± 0.00011
TGDVXTIP	1604320	0.9961 ± 0.00005
TGDVXPI	1569139	0.9781 ± 0.00012
PHIVTX	1522007	0.9700 ± 0.00014
KIC	1521550	0.9997 ± 0.00001
A_{beamtg}		0.4100 ± 0.00026

трека, такими как энергия или пробег. Результат измерения показан в таблице 3.10.

3.2.3 Дополнительные критерии отбора

1. Фотонное вето

Для измерения эффективности фотонного вето также удобно использовать

Таблица 3.9. Дополнительные условия для измерения эффективности кинематических критериев отбора в мишени

	Component cuts
$Setup_{tgkin}$	KM21 trigger, RD_TRK, STLAY, BAD_STC, TRKTIM, UTC, RDUTM, PDC, TGPVCUT, LAYER14, UTCQUAL, PRRF, RTGHI, DELC, OPSVETO, VERRNG, ANGLI, TPICS, kinematic, beam and target cuts

Таблица 3.10. Эффективность кинематических критериев отбора в мишени, измеренная с помощью мюонов от $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада

Cut	Events	Acceptance
$Setup_{tgkin}$	184046	
TGER	184025	0.9999 ± 0.00002
TGENR	181487	0.9862 ± 0.00027
TGEDGE	180599	0.9951 ± 0.00016
DRP	180545	0.9997 ± 0.00004
CHI5MAX	180347	0.9989 ± 0.00008
A_{tgkin}		0.9799 ± 0.00033

$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распад в связи с наличием одного заряженного трека и отсутствием фотонов в конечном состоянии. Мюоны, прошедшие KM21 триггер, использовались для этой цели. Однако, мюоны от $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада могут пролететь через весь детектор пробега и попасть в детекторы фотонов (BVL и BV), поэтому для KM21 триггера было дополнительно использовано условие, которое требует, чтобы мюон остановился до последнего, 19-го, слоя детектора пробега. В основном триггере эксперимента используется онлайн требование на отсутствие фотонов в детекторе (онлайн фотонное вето). При дальнейшем анализе также используются требования на отсутствие фотонов во всех фотонных детекторах, так называемое оффлайн фотонное вето. Онлайн и оффлайн фотонное вето исследовалось с помощью одних и тех же мюонов, прошедших KM21 триггер, т.к. в нем не имеется онлайн условий на отсутствие фотонов в детекторе. Дополнительные условия для измерения эффективности фотонного вето показаны в таблице 3.11.

Таблица 3.11. Дополнительные условия для измерения эффективности фотонного вето

	Component cuts
$Setup_{pv}$	KM21 trigger, RD_TRK, TRKTIM, RDUTM, UTCQUAL, KMU2PBOX, COS3D, beam and target cuts, DELC, <i>stopping layer</i> < 19

В свою очередь оффлайн фотонное вето имеет несколько различных наборов параметров для более или менее сильного подавления фотонов: PV30, PV60, PV90 и отдельная группа параметров (PV_{SPI}), используемая нами в даль-

нейшем для вычисления вероятности распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и изучения формы фона. Параметры PV_{SPI} (временные окна и пороговые значения энергии в различных фотонных детекторах) показаны в таблице 3.12. Таблица 3.13

Таблица 3.12. Параметры фотонного вето PV_{SPI}

System		TOFF	DT	EMIN
NPVBV	on band BV	0.50	4.50	0.20
NPVEC	end cap (exclude inner ring)	0.25	2.25	3.80
NPVRDT	on band RD	-0.75	1.50	3.80
NPVTG	target	0.10	1.30	4.79
NPVIC	I-counter	0.25	2.25	0.40
NPVIC	V-counter	-1.75	2.00	1.60
NPVCO	collar	2.75	1.25	0.80
NPVCM	microcollar	-0.50	1.50	2.80
NPVEC	end cap inner ring	0.00	1.75	1.00
NSASTBV	BV single-end ADC, single-end TDC	-9.50	9.50	4.80
NSASTRD1	RD single-end ADC, single-end TDC	1.00	0.00	16.80
NSABTRD1	RD single-end ADC, both-end TDC	1.00	0.00	4.00
NNABTRD	RD no ADC, both-end TDC	0.75	2.00	0.40
NBASTRD1	RD both-end ADC, single-end TDC	-0.50	0.00	2.80
NSABTBV	BV single-end ADC, both-end TDC	4.00	1.00	2.80
NNABTBV	BV no ADC, both-end TDC	-1.50	0.00	6.00
NBASTBV	NV both-end ADC, single-end TDC	-4.00	11.00	8.80
NPVEC	end cap 2nd pulse	-3.00	0.00	19.20
NPVBL	on band BVL	0.75	2.00	0.00
NBASTBL	BL both-end ADC, single-end TDC	-2.00	2.50	17.60
NPVBV	off-band BV	0.50	4.50	0.20
NPVBL	off-band BVL	0.75	2.00	0.00
NPVRDT	off-band RD	-0.75	1.50	3.80

показывает результаты измерения онлайн и оффлайн компонент фотонного вето. PV — это не отдельное условие, а эффективность оффлайн компоненты фотонного вето, полученная умножением значений от $TGPV$ до $EARLY_{BVL}$ включительно. $A_{PV_no_extra_cuts}$ — это эффективность всех критериев, кроме $ADPV$, $EARLY_{BV}$, $DSPV$, $EARLY_{BVL}$. A_{PV} — это эффективность всех критериев, указанных в таблице.

Таблица 3.13. Эффективности онлайн и оффлайн компонент фотонного вега, измеренные с помощью KM21 триггера

Cut	PV30		PV60		PV90		PV _{SPI}	
	Events	Acceptance	Events	Acceptance	Events	Acceptance	Events	Acceptance
<i>SetupPV</i>	170566		170566		170566		170566	
LHEX	159103	0.9328 ± 0.00061	159103	0.9328 ± 0.00061	159103	0.9328 ± 0.00061	159103	0.9328 ± 0.00061
PVONLINE	150772	0.9862 ± 0.00027	150772	0.9862 ± 0.00027	150772	0.9862 ± 0.00027	150772	0.9862 ± 0.00027
LAY20or21	149445	0.9912 ± 0.00024	149445	0.9912 ± 0.00024	149445	0.9912 ± 0.00024	149445	0.9912 ± 0.00024
STLAY	147446	1.0000 ± 0.00000	147446	1.0000 ± 0.00000	147446	1.0000 ± 0.00000	147446	1.0000 ± 0.00000
RSHEX	142066	0.9953 ± 0.00017	142066	0.9953 ± 0.00017	142066	0.9953 ± 0.00017	142066	0.9953 ± 0.00017
PVCUT	136363	0.9997 ± 0.00005	136363	0.9997 ± 0.00005	136363	0.9997 ± 0.00005	136363	0.9997 ± 0.00005
TGPVCUT	134877	0.9891 ± 0.00028	134877	0.9891 ± 0.00028	134877	0.9891 ± 0.00028	134877	0.9891 ± 0.00028
TGPVTR	134877	1.0000 ± 0.00000	134877	1.0000 ± 0.00000	134877	1.0000 ± 0.00000	134877	1.0000 ± 0.00000
TGPV	122705	0.9098 ± 0.00078	130162	0.9650 ± 0.00050	134424	0.9966 ± 0.00016	134379	0.9963 ± 0.00017
ICPV	122298	0.9967 ± 0.00016	130022	0.9989 ± 0.00009	134390	0.9997 ± 0.00004	133882	0.9963 ± 0.00017
VCPV	122045	0.9979 ± 0.00013	129951	0.9995 ± 0.00006	134363	0.9998 ± 0.00004	133832	0.9996 ± 0.00005
COPV	121563	0.9961 ± 0.00018	129236	0.9945 ± 0.00021	134138	0.9983 ± 0.00011	133540	0.9978 ± 0.00013
MCPV	121522	0.9997 ± 0.00005	129220	0.9999 ± 0.00003	133297	0.9999 ± 0.00002	133532	0.9999 ± 0.00002
ECinner	96482	0.7939 ± 0.00116	119457	0.9244 ± 0.00074	133297	0.9938 ± 0.00022	132931	0.9955 ± 0.00018
ECouter	76860	0.7966 ± 0.00130	103861	0.8694 ± 0.00098	132436	0.9935 ± 0.00022	132529	0.9970 ± 0.00015
EC 2nd	71307	0.9278 ± 0.00093	103104	0.9927 ± 0.00026	132379	0.9996 ± 0.00006	132529	1.0000 ± 0.00000
RSPV	49953	0.7005 ± 0.00172	94927	0.9207 ± 0.00084	128371	0.9697 ± 0.00047	131305	0.9908 ± 0.00026
BVPV	45888	0.9186 ± 0.00122	87993	0.9270 ± 0.00085	126146	0.9827 ± 0.00036	128351	0.9775 ± 0.00041
BVLPV	45319	0.9876 ± 0.00052	86542	0.9835 ± 0.00043	125929	0.9983 ± 0.00012	128034	0.9975 ± 0.00014
ADPV	43547	0.9609 ± 0.00091	82499	0.9533 ± 0.00072	119217	0.9467 ± 0.00063	121188	0.9465 ± 0.00063
EARLY _{BV}	43517	0.9993 ± 0.00013	82413	0.9990 ± 0.00011	119062	0.9987 ± 0.00010	121038	0.9988 ± 0.00010
DSPV	43514	0.9999 ± 0.00004	82406	0.9999 ± 0.00003	119054	0.9999 ± 0.00002	121030	0.9999 ± 0.00002
EARLY _{BVL}	43511	0.9999 ± 0.00004	82406	1.0000 ± 0.00000	119012	0.9996 ± 0.00005	121030	1.0000 ± 0.00000
<i>PV_{of} fine</i>		0.3226 ± 0.00127		0.6110 ± 0.00133		0.8824 ± 0.00088		0.8973 ± 0.00083
<i>A_{PV} no_extra_cuts</i>		0.2657 ± 0.00107		0.5073 ± 0.00121		0.7383 ± 0.00106		0.7507 ± 0.00105
<i>A_{PV}</i>		0.2551 ± 0.00106		0.4831 ± 0.00121		0.6977 ± 0.00111		0.7096 ± 0.00110

2. Соответствие пробега и импульса для заряженного трека (RNGMOM)

Эффективность этого условия была измерена с помощью KP21 триггера, путем выделения мюонов с импульсом ниже $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ пика (236 МэВ/с). Эффективность данного критерия не зависит от импульса и равна

$$A_{RNGMOM} = 0.9739 \pm 0.0012 \quad (3.5)$$

3. OPSVETO, UTCQUAL, PRRF, LAYER14

Для эффективности данных критериев мы использовали значения из предыдущего анализа E949 по поиску распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [97]:

$$A_{OPSVETO} = 0.9742 \pm 0.0006, \quad (3.6)$$

$$A_{UTCQUAL} = 0.9503 \pm 0.0007, \quad (3.7)$$

$$A_{PRRF} = 0.9520 \pm 0.0007, \quad (3.8)$$

$$A_{LAYER14} = 1.0000 \pm 0.0000 \quad (3.9)$$

3.3 Чувствительность эксперимента E949 к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$

Измеренные выше эффективности триггера и других критериев отбора позволяют вычислить полную эффективность установки к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса (рис. 3.11). Эта эффективность включает в себя эффективность Т-счетчиков ($\epsilon_{T\bullet 2}$) и долю остановленных в мишени каонов (f_s). Величина $\epsilon_{T\bullet 2}$ взята из предыдущего анализа [97] и равна

$$\epsilon_{T\bullet 2} = 0.9505 \pm 0.0012, \quad (3.10)$$

а величина f_s измерялась с помощью KP21 триггера (формула 2.6) и равна

$$f_s = 0.7558 \pm 0.0075. \quad (3.11)$$

Уменьшение аксептанса установки для частиц с импульсом меньше 140 МэВ/с связано с условием, требующим, чтобы заряженный трек долетал до шестого слоя детектора пробега. Падение аксептанса установки для частиц с импульсом больше 200 МэВ/с происходит по двум причинам. Во-первых, заряженный трек не должен долетать до 19-го слоя детектора пробега и, во-вторых, дополнительное условие на длину заряженного трека подавляет длинные треки, которые составляют большинство для частиц с высоким импульсом. Наибольшая потеря эффективности (~ 20) связана с идентификацией пиона онлайн (синяя кривая на рис. 3.11). Также следует отметить, что кривые эффективностей на рис. 3.11 должны быть скорректированы для импульсов $p > 220$ МэВ/с, т.к. Монте-Карло моделирование дополнительного условия на длину заряженного трека и критерия (19_{ct}) не достаточно точно в этой области. Однако, это не играет существенной роли для поиска тяжелых нейтрино, т.к. мы будем исследовать область импульсов от 130 МэВ/с до 200 МэВ/с. Согласно рис. 3.11 аксептанс в этой области слабо зависит от импульса и имеет наибольшее значение.

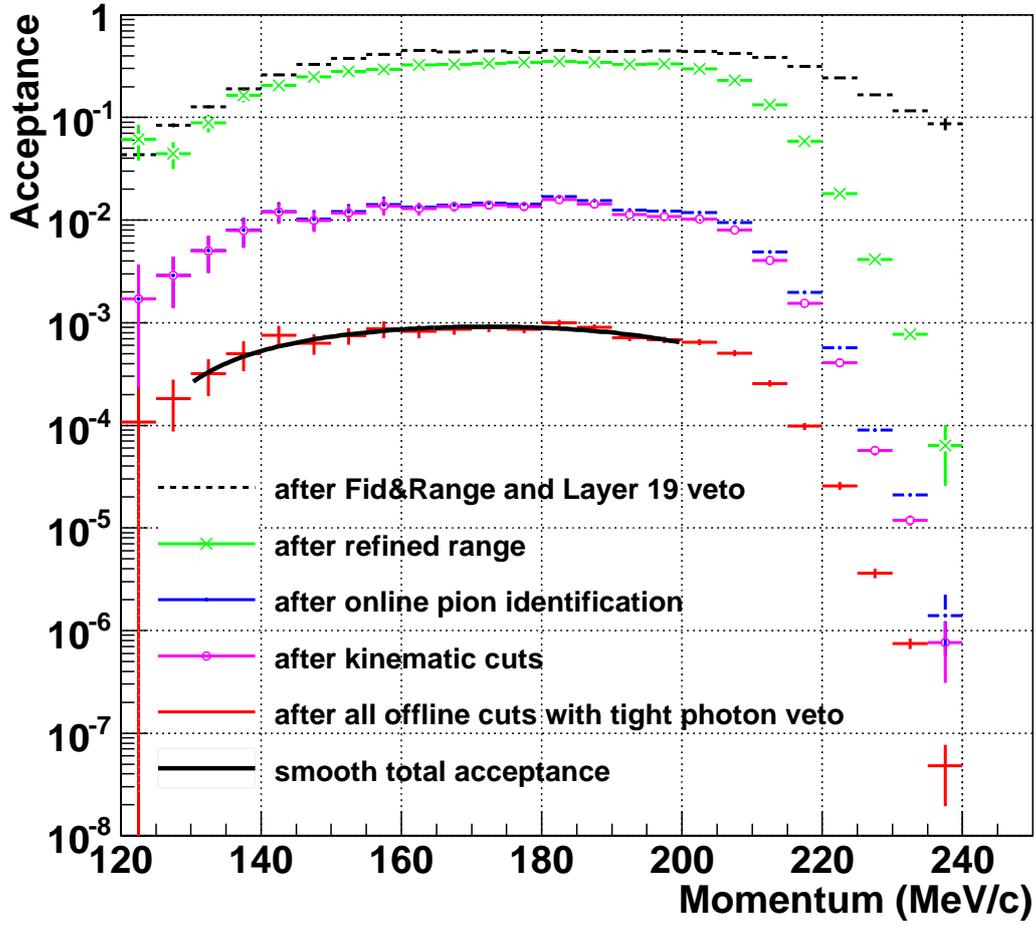


Рис. 3.11. Зависимость эффективности от импульса после применения различных критериев отбора. Черные точки — основной триггер $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ без онлайн фотонного вето, идентификации пиона онлайн и дополнительного условия на длину заряженного трека; зеленые — после дополнительного условия на длину заряженного трека; синие — после идентификации пиона онлайн; фиолетовые — после кинематических критериев отбора, красные — после всех остальных критериев отбора (применено самое сильное фотонное вето PV30), черная кривая показывает сглаженный аксептанс, который будет использоваться для вычисления матричного элемента смешивания $|U_{\mu H}|^2$

Эффективность всех критериев отбора для распада $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$ ($p_\mu \simeq 164 \text{ МэВ}/c$) показана в таблице 3.14. В данной таблице указана только статистическая ошибка, систематическая ошибка будет введена позже.

Таким образом, чувствительность (single event sensitivity или S.E.S.) эксперимента E949 к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$ может быть вычислена по следующей формуле:

$$S.E.S. = \frac{1}{Acc \times N_K} = 7.35 \times 10^{-10}, \quad (3.12)$$

Таблица 3.14. Эффективность всех критериев отбора для распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$ ($p_\mu \simeq 164 \text{ МэВ}/c$)

A_{trigmc}	0.4383 ± 0.0011
A_{L1n}	0.0412 ± 0.0053
$A_{L0rr1(1+2)}$	0.7252 ± 0.0159
A_{kin}	0.9662 ± 0.0006
A_{beamtg}	0.4100 ± 0.0003
A_{tgkin}	0.9799 ± 0.0003
A_{RNGMOM}	0.9739 ± 0.0012
$A_{OPSVETO}$	0.9742 ± 0.0006
$A_{UTCQUAL}$	0.9503 ± 0.0007
A_{PRRF}	0.9520 ± 0.0007
$A_{LAYER14}$	1.0000 ± 0.0000
A_{PV30}	0.2551 ± 0.0012
$\epsilon_{T\bullet 2}$	0.9505 ± 0.0012
f_s	0.7558 ± 0.0075
A_{m250}	$(8.00 \pm 1.05(stat.)) \times 10^{-4}$

где A_{ss} — это эффективность всех критериев отбора, а N_K — это общее число остановленных каонов. Эта чувствительность почти не изменяется во всем исследуемом диапазоне импульсов.

Глава 4

Изучение 1/20 всех данных эксперимента E949

В данной главе описывается процедура проверки аксептанса, измеренного в предыдущей главе, с помощью измерения вероятности распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$, проводится изучение основных фоновых процессов, а также рассматривается соответствующий метод поиска пиков в спектре импульсов мюонов от распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

4.1 Измерение абсолютного значения импульса заряженной частицы

Импульс заряженной частицы измерялся в дрейфовой камере по кривизне трека. Однако, чтобы получить импульс частицы в точке распада, нужно учесть потери энергии в мишени, в неактивном материале внутренних стенок дрейфовой камеры и газе. В основном анализе эксперимента E949 [97] полный импульс заряженной частиц вычислялся, предполагая, что все заряженные треки — это пионы. Для поиска тяжелых нейтрино мы будем пытаться найти дополнительный пик в спектре импульсов мюонов ниже основного $K_{\mu 2}$ пика. Положение пика соответствует определенной массе тяжелого нейтрино как показано на рис. 2.11, поэтому импульс заряженной частицы должен быть пересчитан в предположении, что все заряженные треки — это мюоны. Для изучения этого эффекта мы будем использовать 1/20 всех экспериментальных данных. На рис. 4.1 показаны спектры импульсов заряженных частиц после применения всех критериев отбора. Чтобы проверить новый реконструированный импульс, мы использовали Монте-Карло моделирование $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов и сравнили реконструированный импульс с величиной импульса из моделирования. Результаты показаны на рис. 4.2. Таким образом, реконструированный импульс, предполагая, что все треки являются мюонами, хорошо согласуется с величинами импульсов, полученных из Монте-Карло моделирования $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов.

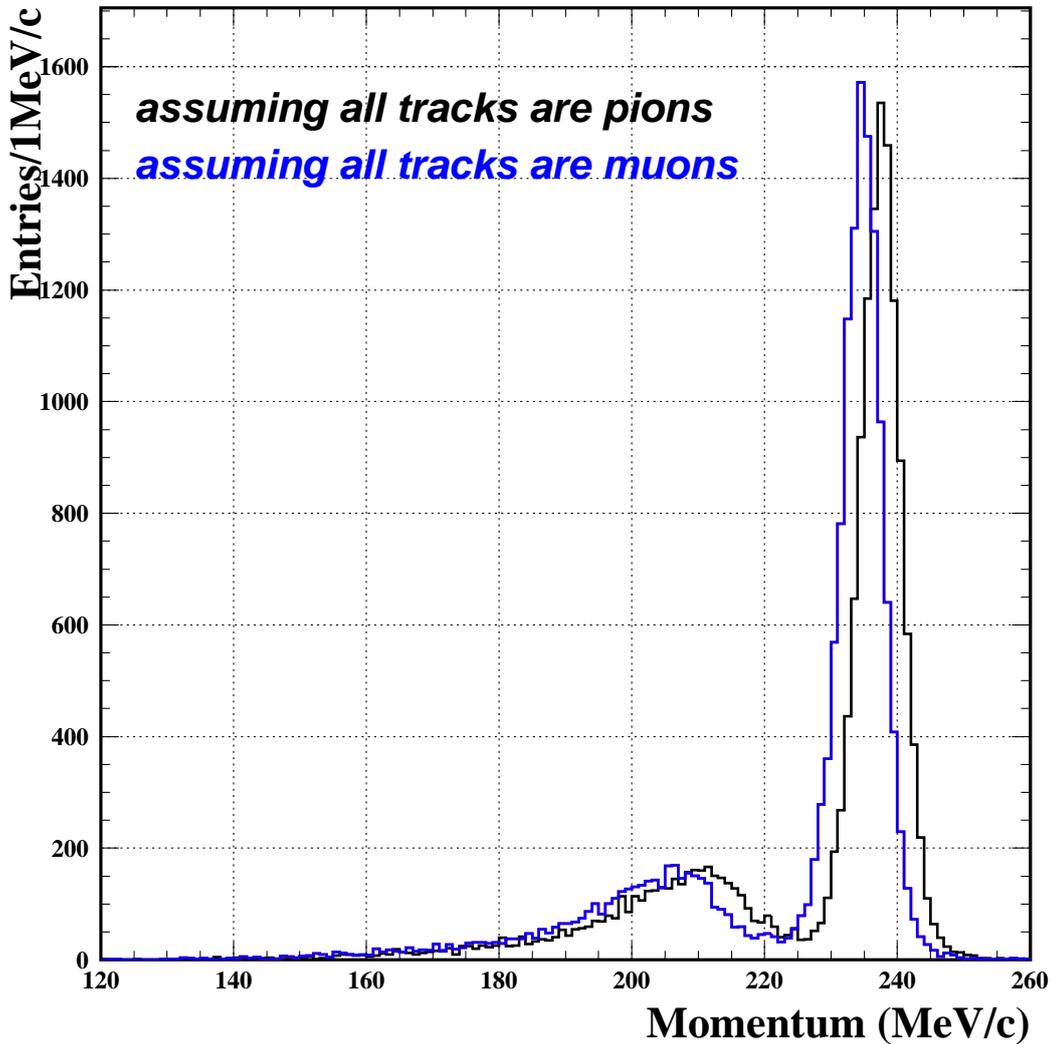


Рис. 4.1. Спектры импульсов заряженных частиц после применения всех критериев отбора. Черная линия означает, что мы считали все заряженные треки пионами, синяя линия — все заряженные треки считаются мюонами

4.2 Измерение вероятности распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$

Вероятность распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ измерялась для того, чтобы подтвердить измерения акцептанса в области высоких импульсов. Для этой цели использовался только $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер (формула 2.4), так как в $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггер (формула 2.5) добавлено условие, подавляющее длинные треки: $(13_{ct} + \dots + 18_{ct})$. Вероятность искомого распада вычисляется по следующей формуле:

$$\mathcal{B}(K_{\mu 2}) = \frac{N_{K_{\mu 2}}}{\epsilon_{t \bullet 2} \times f_s \times (KB_{live})_{1/20} \times A_{trig} \times A_{offline_cuts}}, \quad (4.1)$$

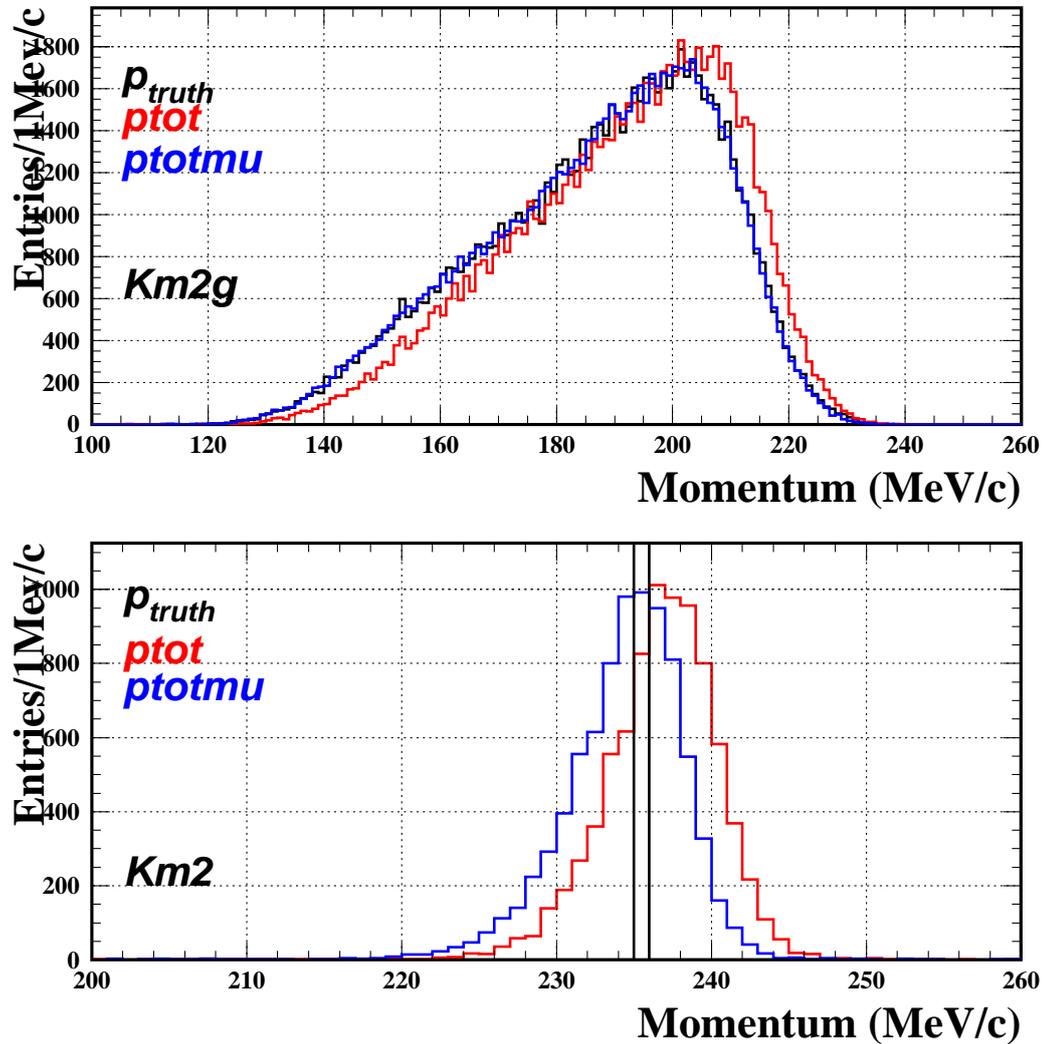


Рис. 4.2. Сравнение реконструированного импульса, предполагая, что все треки мюоны (синий) или пионы (красный), и импульса, полученного из моделирования $K_{\mu\nu\gamma}$ распада (вверху) и $K_{\mu 2}$ распада (внизу)

где

$$A_{trig} = A_{K_{\mu 2}, trig}^{UMC} \times A_{L1n} \times A_{\overline{19ct}} \times A_{L0rr1},$$

$$A_{offline_cuts} = A_{K_{\mu 2}, kin}^{UMC} \times A_{PRRF} \times A_{OPSVETO} \times A_{UTCQUAL} \times A_{beamtg} \times A_{tgkin} \times A_{PV90}.$$

Мы использовали 1/20 всех данных $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера с критериями отбора, показанными в таблице 4.1. События, которые прошли все эти критерии, показаны на рис. 4.3. Все последующие измерения эффективности критериев отбора связаны с $K_{\mu 2}$ пиком ($p > 220$ МэВ/с).

Таблица 4.1. Критерии отбора для измерения вероятности $K_{\mu 2}$ распада

Selection cuts
$\pi\nu\bar{\nu}(1)$ trigger, UTCQUAL, PRRF, DELC, OPSVETO, kinematic, beam, target, target kinematic cuts, PV90

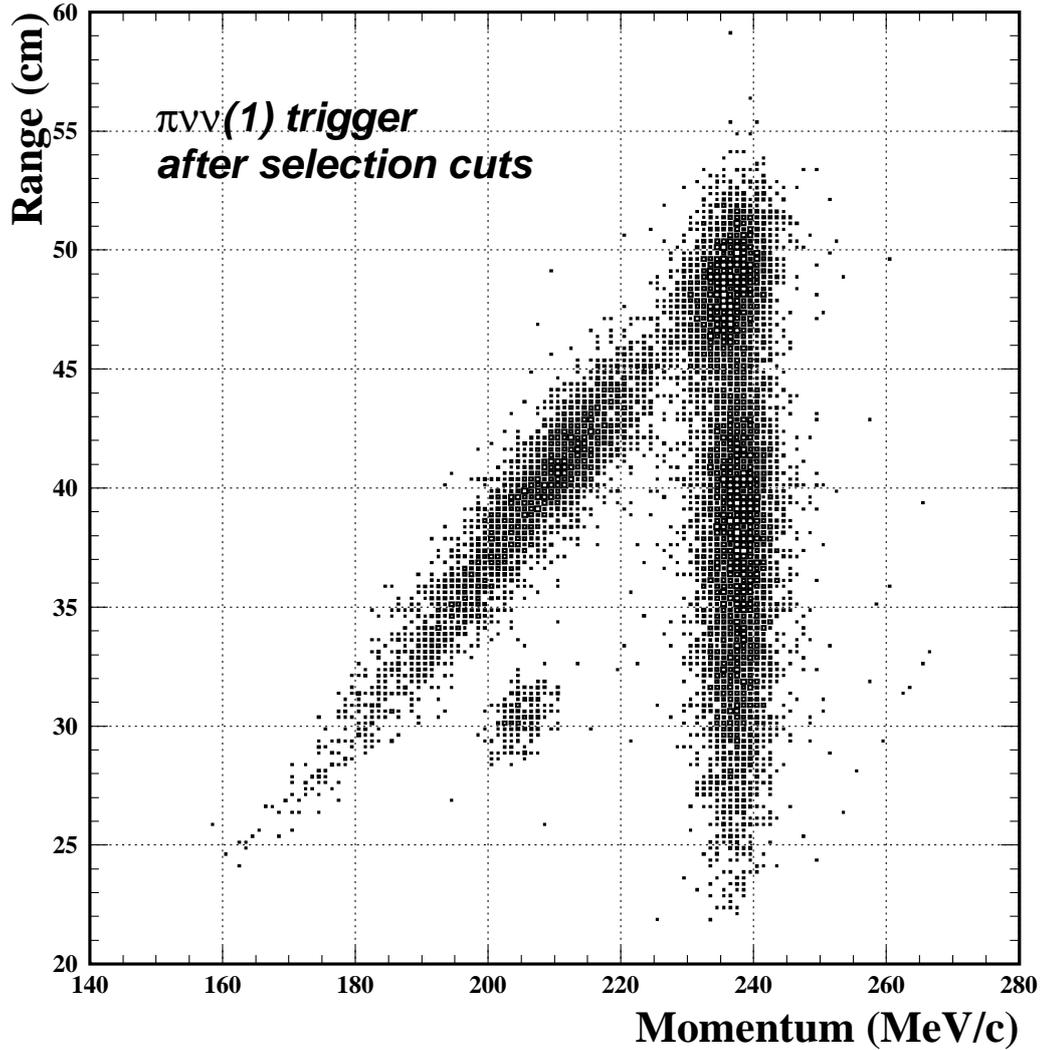


Рис. 4.3. События, которые прошли $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер и все критерии отбора для измерения вероятности $K_{\mu 2}$ распада

4.2.1 Эффективность выбора $K_{\mu 2}$ событий

Распад $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ похож на распад $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$, для которого эффективность всех критериев отбора уже вычислена в Главе 3. Однако, как замечено в Главе 3.3, для импульсов мюонов $p > 220$ МэВ/с эффективности некоторых критериев отбора должны быть скорректированы.

- Эффективность $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера

Для измерения эффективности триггера мы использовали Монте-Карло моделирование $K_{\mu 2}$ распада, предварительно убрав $\overline{19_{ct}}$ и $L0rr1$ условия. Также было убрано фотонное вето, потому что мюоны от $K_{\mu 2}$ распада могут долететь до бокового вето (Barrel Veto). Результат показан в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Эффективность $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера для $K_{\mu 2}$ распада, вычисленная с помощью Монте-Карло моделирования

Cut	Events
КТ	100000
TDOTA	45512
Reach layer B	45508
Delayed coinc.	45508
$A_{K_{\mu 2}, pnn1}^{UMC}$	0.4551 ± 0.0016

- Эффективность $\overline{19_{ct}}$ условия

Большинство мюонов от $K_{\mu 2}$ распада долетают до 19-го слоя детектора пробега и эффективность этого условия должна быть измерена отдельно. Для измерения эффективности этого условия мы использовали КМ21 триггер. Критерии отбора показаны в таблице 4.3. Измеренная эффективность равна

Таблица 4.3. Критерии отбора для измерения эффективности вето условия $\overline{19_{ct}}$

	Component cuts
$Setup_{\overline{19_{ct}}}$	КМ21 trigger, ICBIT, DCBIT, $ptot > 230$, beam and target, PV60 (w/o BV, BVL, RD)

$$A_{\overline{19_{ct}}} = 0.1074 \pm 0.0021. \quad (4.2)$$

Используемый КМ21 триггер имеет условие, чтоб заряженный трек долетел хотя бы до 17-го слоя детектора пробега ($(17_{ct} + 18_{ct} + 19_{ct})$), которого нет в $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггере. Однако, маловероятно, что мюон от $K_{\mu 2}$ распада остановится раньше 17-го слоя. Этот эффект был изучен с помощью Монте-Карло моделирования: меньше 3 % мюонов от $K_{\mu 2}$ распада останавливаются до 17-го слоя детектора пробега.

- Эффективность кинематических критериев отбора

Чтобы пройти условие $\overline{19_{ct}}$, мюоны от $K_{\mu 2}$ распада будут иметь тенденцию останавливаться на краях детектора пробега. Этот факт влияет на эффективность такого кинематического критерия отбора как COS3D.

Кинематические критерии отбора измерялись с помощью Монте-Карло моделирования $K_{\mu 2}$ распада с $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггером без дополнительного требования на длину заряженного трека ($L0rr1$). Критерии отбора показаны в таблице 4.4. Результат измерений эффективности кинематических критери-

Таблица 4.4. Критерии отбора для измерения эффективности кинематических условий

	Component cuts
$Setup_{kin}$	UTCQUAL, RDUTM, TARGET, TGQUALT

ев отбора показан в таблице 4.5. Следует отметить, что эта эффективность измерена до применения условий на длину заряженного трека (L0rr1) и идентификации пионов онлайн (L1n).

Таблица 4.5. Эффективность кинематических критериев отбора для $K_{\mu 2}$ распада, измеренная с помощью Монте-Карло моделирования

Cut	Events	Acceptance
$Setup_{kin, K_{\mu 2}}$	156517	
COS3D	129124	0.8250 ± 0.00096
ZUTOUT	128781	0.9973 ± 0.00014
ZFRF	124400	0.9660 ± 0.00051
$A_{kin, K_{\mu 2}}$		0.7948 ± 0.00102

- Эффективность L0rr1 и L1n условий

Дополнительное требование на длину заряженного трека и идентификация пионов онлайн имеют высокий подавляющий фактор для $K_{\mu 2}$ распада, так как эти требования были специально разработаны для подавления мюонов. Оба этих условия сильно зависят от слоя и z координаты точки останова трека в детекторе пробега для мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, поэтому мы решили измерять эффективность этих критериев одновременно. Подходящий набор $K_{\mu 2}$ распадов выбирался с помощью критериев отбора, показанных в таблице 4.6. Таким образом, эффективность исследуемых условий для $K_{\mu 2}$ распада

Таблица 4.6. Критерии отбора для измерения эффективности L0rr1 и L1n условий

	Component cuts
$Setup_{L0rr1, L1n}$	KP21 trigger, TRKTIM, STLAY, BAD_STC, UTC, RDUTM, TGPVCUT, TARGET, ICBIT, DCBIT, UTCQULT, COS3D, ZFRF, ZUTOUT, DELC, beam and target cuts, target kinematic cuts, OPSVETO PV90 (w/o RDPV), $ptot > 225$

равна

$$A_{L0RR1} \times A_{L1n} = (1.49 \pm 0.40) \times 10^{-4} \quad (4.3)$$

- Эффективность PRRF условия

Данный критерий подавляет возможное рассеяние заряженного трека в детекторе пробега. В предыдущем анализе [97] для измерения эффективности этого критерия использовались качественные треки. Однако, наш набор данных для измерения вероятности $K_{\mu 2}$ распада после $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера и всех

остальных критериев отбора имеет длинный мюонный хвост как показано на рис. 4.3. События в этом хвосте — это мюоны, которые рассеялись в детекторе пробега. Следовательно, чтобы измерить эффективность PRRF условия правильно для нашего особого случая, мы должны выбрать все мюоны от $K_{\mu 2}$ распада (вместе с рассеянными в детекторе пробега). Критерии отбора для нашего измерения показаны в таблице 4.7. Измеренная эффективность

Таблица 4.7. Критерии отбора для измерения эффективности PRRF условия

	Component cuts
<i>Setup_{rr1,L1n}</i>	KP21 trigger, Refined Range, TRKTIM, STLAY, BAD_STC,UTC, RDUTM, TGPVCUT, TARGET, ICBIT, DCBIT, UTCQULT, COS3D, ZFRF, ZUTOUT, DELC, beam and target cuts, target kinematic cuts, OPSVETO PV90 (w/o RDPV), $ptot > 225$

равна

$$A_{PRRF} = 0.1486 \pm 0.0106. \quad (4.4)$$

4.2.2 Число остановленных $K_{\mu 2}$ событий

Радиационный $K_{\mu 2}$ распад, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \gamma$, вносит вклад в число событий в $K_{\mu 2}$ пике и обычный выбор $K_{\mu 2}$ событий путем обрезания гистограммы по импульсу не совсем правилен. Для того, чтобы измерить число остановленных мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, мы профитировали проекцию по импульсу от гистограммы, показанной на рис. 4.3, следующей функцией

$$F = p_0 \times e^{p_1 \cdot ptot} + \frac{p_2}{\sqrt{2\pi p_4^2}} \times e^{-\frac{(ptot-p_3)^2}{2p_4^2}}, \quad (4.5)$$

где p_0 , p_1 , p_2 , p_3 и p_4 — это параметры фита. В таком определении функции фита p_2 — это искомое число остановленных мюонов от $K_{\mu 2}$ распада. Результат фита показан на рис. 4.4. Таким образом, число остановленных $K_{\mu 2}$ событий равно

$$N_{K_{\mu 2}} = 7916 \pm 97. \quad (4.6)$$

4.2.3 Определение вероятности $K_{\mu 2}$ распада

Зная эффективности всех критериев отбора, вероятность $K_{\mu 2}$ распада вычисляется по формуле 4.1. Результат показан в таблице 4.8. Таким образом, измеренная нами вероятность $K_{\mu 2}$ распада равна

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu}) = 0.54 \pm 0.15. \quad (4.7)$$

Эта величина согласуется в пределах ошибки с измеренным ранее значением [33]:

$$\mathcal{B}^{PDG}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu}) = 0.6355 \pm 0.0011. \quad (4.8)$$

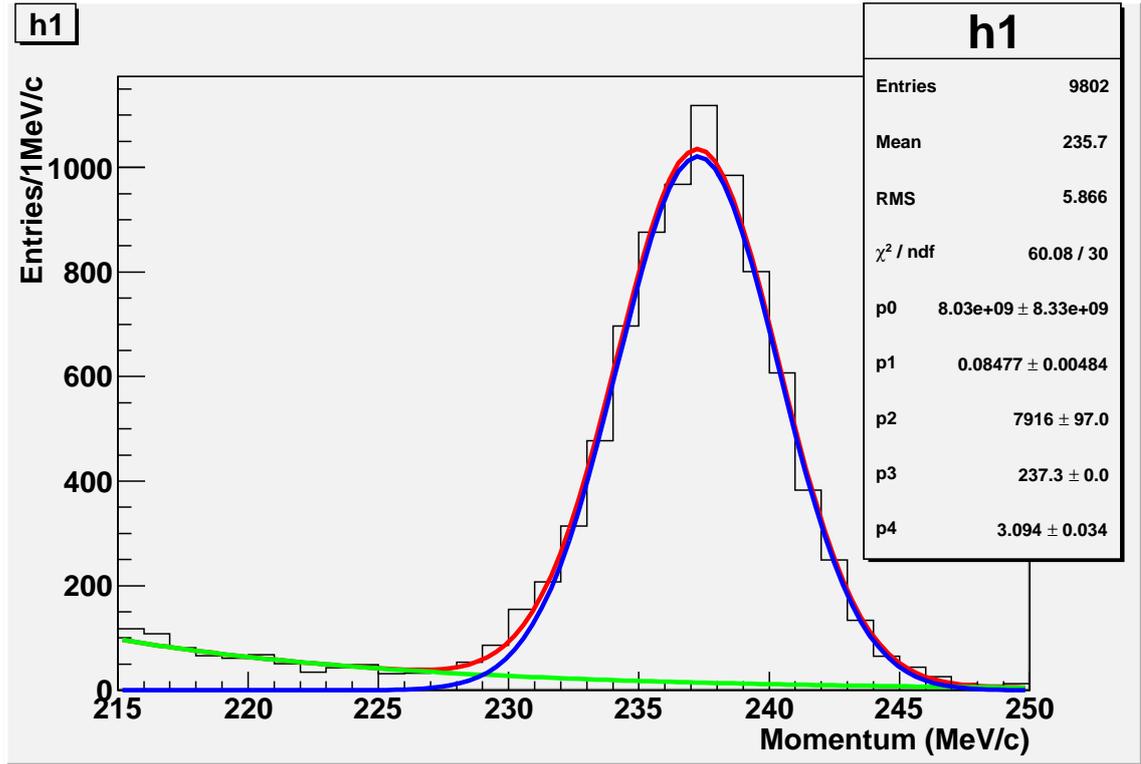


Рис. 4.4. Фитирование конечной гистограммы функцией F . Красная линия - это функция F , зеленая — экспоненциально убывающий фон и синяя линия — это $K_{\mu 2}$ распад

Таблица 4.8. Определение вероятности $K_{\mu 2}$ распада. A_{tot} — это полная эффективность критериев отбора для $K_{\mu 2}$ распада от $\epsilon_{T \bullet 2}$ до A_{PV90} включительно

$N_{K_{\mu 2}}$	7916 ± 97
$(KB_{live})_{1/20}$	9.1×10^{10}
$\epsilon_{T \bullet 2}$	0.9505 ± 0.0012
f_s	0.7558 ± 0.0075
$A_{K_{\mu 2}, pmn1}^{UMC}$	0.4551 ± 0.0016
A_{19ct}	0.1074 ± 0.0021
$A_{L0RR1, L1n}$	$(1.49 \pm 0.40) \times 10^{-4}$
$A_{UTCQUAL}$	0.9503 ± 0.0007
$A_{K_{\mu 2}, kin}^{UMC}$	0.7948 ± 0.0010
A_{PRRF}	0.1486 ± 0.0106
A_{beamtg}	0.4100 ± 0.0003
$A_{OPSVETO}$	0.9742 ± 0.0006
A_{tgkin}	0.9799 ± 0.0003
A_{PV90}	0.6977 ± 0.0011
A_{tot}	$(1.60 \pm 0.45) \times 10^{-7}$
$\mathcal{B}(K_{\mu 2})$	0.5425 ± 0.1513

Такое согласие между измеренной величиной и ее измеренным ранее значением подтверждает тот факт, что мы провели корректные измерения аксептанса в об-

ласти высоких импульсов.

Используемый $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер (формула. 2.4) имеет очень низкую эффективность регистрации $K_{\mu 2}$ распада ($\simeq 10^{-7}$) из-за требований, которые сильно подавляют мюоны ($\overline{19ct}$, L0rr1, L1n). Дополнительный KM21 триггер (формула 2.7) был специально создан, чтобы регистрировать $K_{\mu 2}$ распады. На рис. 4.5, 4.6 показана

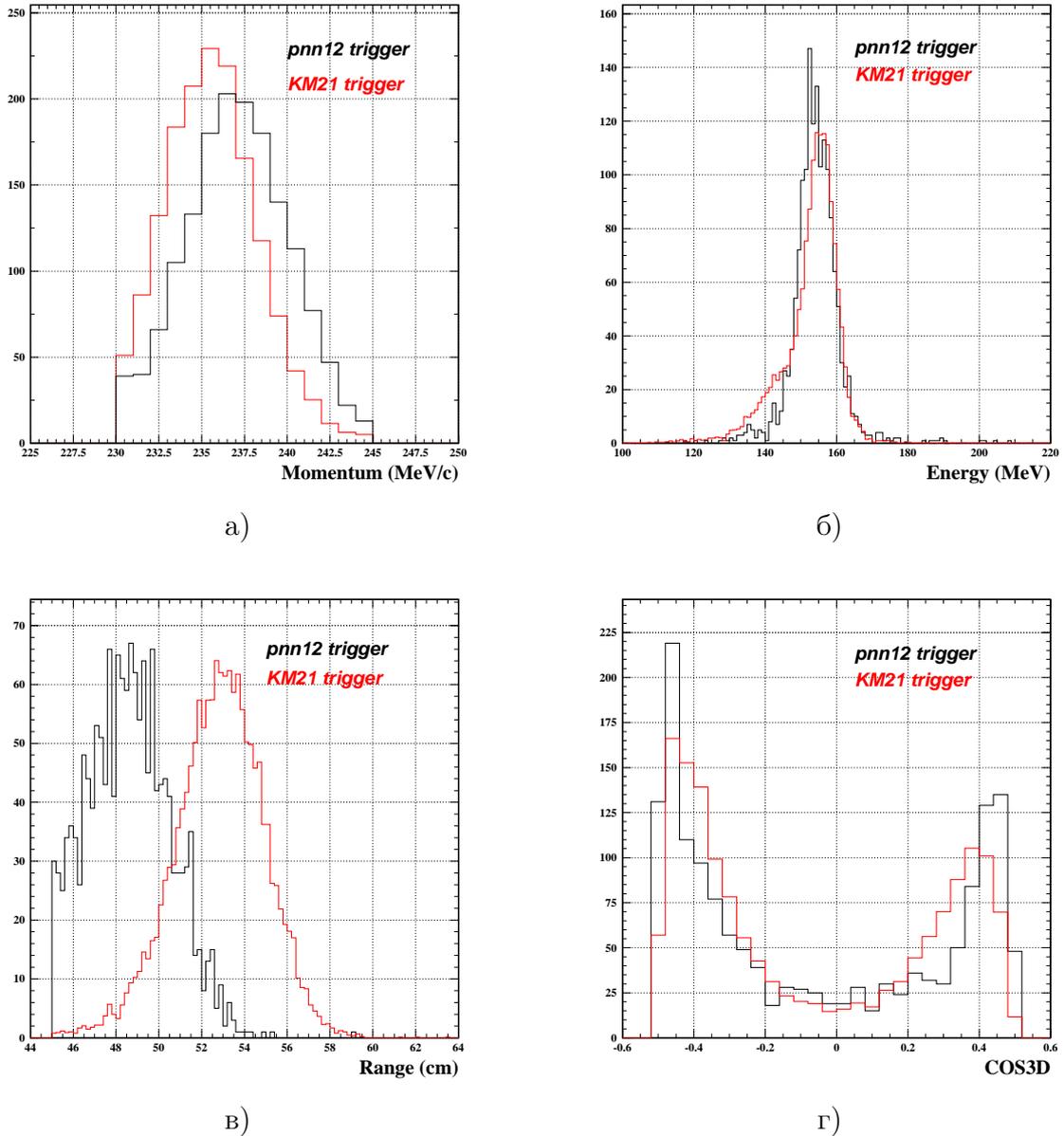
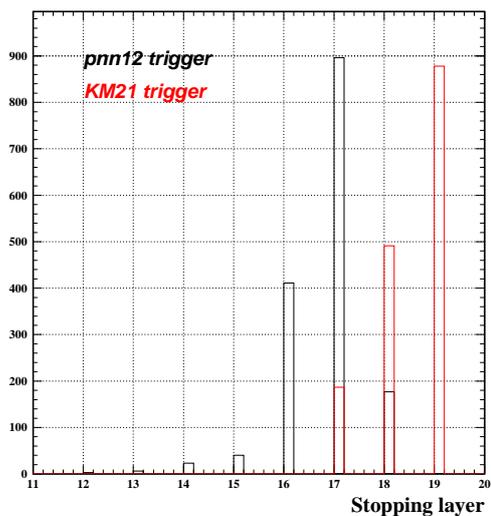
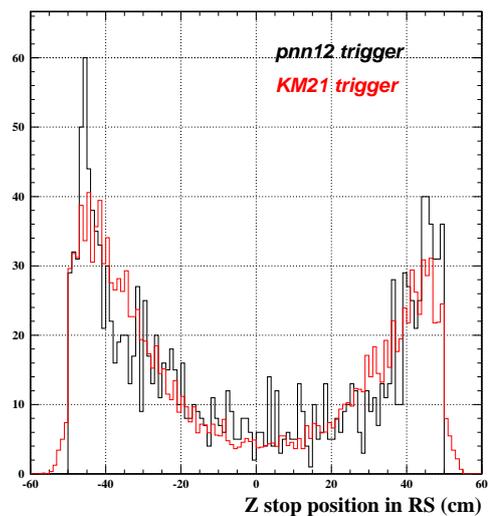


Рис. 4.5. а) импульс, б) энергия, в) длина пробега, г) угол для мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, которые прошли $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер или KM21 триггер

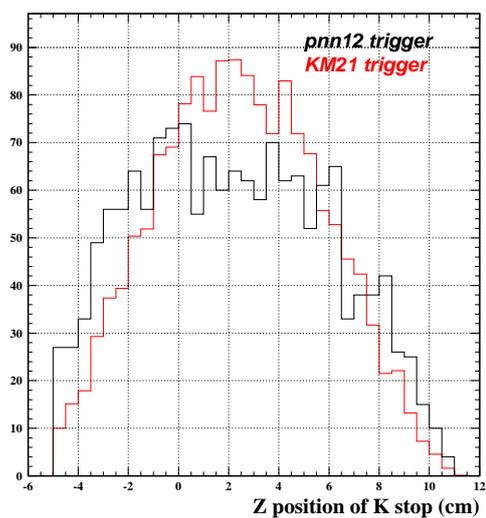
ны некоторые кинематические параметры (импульс, энергия, длина пробега, угол, слой и z координата точки останова мюона в детекторе пробега, z координата точки останова каона в мишени, число зажженных мюоном волокон в мишени) для мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, которые прошли $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер или KM21 триггер. Для правильного сравнения мы использовали одинаковые критерии отбора для



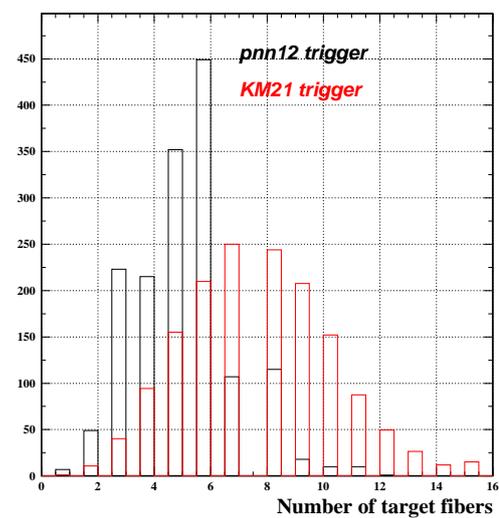
а)



б)



в)



г)

Рис. 4.6. а) слой, б) z координата точки остановки мюона в детекторе пробега, в) z координата точки остановки каона в мишени, г) число зажженных мюоном волокон в мишени для мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, которые прошли $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер или KM21 триггер

обоих триггеров, которые показаны в таблице 4.9. Сравнивая распределения упо-

Таблица 4.9. Критерии отбора для сравнения кинематических параметров мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, которые прошли KM21 триггер или $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггер

Selection cuts
kinematic, beam and target, target kinematic,
PV90, $230 < p_{tot} < 245$, $r_{tot} > 45$

мянутых выше параметров для обоих триггеров, можно сделать вывод, что мы использовали действительно мюоны от $K_{\mu 2}$ распада, чтобы измерить вероятность распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, а не какие-то случайные события, прошедшие $\pi \nu \bar{\nu}(1)$ триггер.

4.3 Измерение вероятности распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$

Вероятность распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ измерялась для того, чтобы подтвердить измерения акцептанса в области импульсов ниже $K_{\mu 2}$ пика ($140 < p_\mu < 200$ МэВ/с). Для этой цели мы использовали 1/20 всех экспериментальных данных, записанных основным триггером эксперимента E949 $\pi \nu \bar{\nu}(1 + 2)$. Вероятность данного распада вычисляется по следующей формуле:

$$\mathcal{B}(K_{\mu\nu\gamma}) = \frac{N_{K_{\mu\nu\gamma}}}{\epsilon_{t\bullet 2} \times f_s \times (KB_{live})_{1/20} \times A_{offline_cuts} \times A_{PV}}, \quad (4.9)$$

где

$$A_{trig} = A_{K_{\mu\nu\gamma},trig}^{UMC} \times A_{L1n} \times A_{L0rr1,2}$$

$$A_{offline_cuts} = A_{K_{\mu\nu\gamma},kin}^{UMC} \times A_{PRRF} \times A_{OPSVETO} \times A_{UTCQUAL} \times A_{beamtg} \times A_{tgkin} \times A_{RNGMOM}.$$

Критерии отбора показаны в таблице 4.10.

Таблица 4.10. Критерии отбора для вычисления вероятности распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$

	Component cuts
$Setup_{K_{\mu\nu\gamma}}$	pnn12 trigger, UTCQUAL, PRRF, DELC, OPSVETO, kinematic, beam, target, target kinematic cuts, RNGMOM, $140 < ptotmu < 200$, PVspi

4.3.1 Эффективность выбора $K_{\mu\nu\gamma}$ событий

Эффективность всех критериев отбора в исследуемой области импульсов ($140 < p_\mu < 200$ МэВ/с) уже измерена в Главе 3 и показана на рис. 3.11. Исключение составляет только эффективность фотонного вето, т.к. в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ есть один гамма-квант в конечном состоянии.

- Эффективность $\pi \nu \bar{\nu}(1 + 2)$ триггера

Для измерения эффективности триггера мы использовали Монте-Карло моделирование $K_{\mu\nu\gamma}$ распада, предварительно убрав $L0rr1$ условие и фотонное вето и применив ограничение по импульсу $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с во время моделирования. Результат показан в таблице 4.11.

- Эффективность $L0rr1$ и $L0rr2$ условий

Эффективность дополнительного требования на длину заряженного трека в $\pi \nu \bar{\nu}(1)$ триггере ($L0rr1$) была измерена с помощью вспомогательного KP21

Таблица 4.11. Эффективность $\pi\nu\bar{\nu}(1)$, $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггеров для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада и общее число $K_{\mu\nu\gamma}$ событий, прошедших $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ trigger

$\pi\nu\bar{\nu}(1)$ trigger		$\pi\nu\bar{\nu}(2)$ trigger	
Cut	Events	Cut	Events
КТ	399993	КТ	399993
TDOTA	180621	TDOTA	180621
Reach layer B	173156	DC	180621
DC	173156	Reach layer 3–6	172874
Passed mu veto	169515	Passed range veto	101655
		Passed mu veto	92689
		Refined Range	86400
$N_{K_{\mu\nu\gamma}}^{pnn12} = 169515$			
$A_{K_{\mu\nu\gamma},pnn12}^{UMC} = 0.4238 \pm 0.0008$			

триггера, тогда как эффективность этого же условия для $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера ($140 < p_\mu < 200$) была измерена с помощью Монте-Карло моделирования (см. Гл. 3.1.2). Дополнительное требование на длину заряженного трека для $\pi\nu\bar{\nu}(2)$ триггера (L0rr2) отличается от условия, использованного в $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггере. Единственная необходимая информация — это число зажженных волокон в мишени, которое должно быть меньше 15:

$$tntg < 15 \quad (4.10)$$

Это условие было выполнено во время Монте-Карло моделирования. Таким образом, эффективность L0rr1 и L0rr2 в диапазоне импульсов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с равна

$$A_{L0rr1(1+2)}^{UMC} = \frac{12861}{16907} = 0.7607 \pm 0.0033 \quad (4.11)$$

- Эффективность L1n условия

Метод измерения подробно описан в Главе 3.1.3. Таким образом, эффективность L1n условия в диапазоне импульсов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с равна

$$A_{L1n}^{pnn12} = \frac{527}{13312} = 0.0396 \pm 0.0017 \quad (4.12)$$

- Эффективность фотонного вето

Измерение эффективности фотонного вето является наиболее важным для определения вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада. Необходимое измерение было проведено с помощью таблицы неэффективности регистрации одного фотона (SPI) в детекторе E949, которая показана на рис. 4.7. Временные окна и пороговые значения энергии в различных фотонных детекторах для этого измерения показаны в таблице 3.12. Метод измерения этой таблицы подробно описан в [118]. Данная таблица не подходит для работы с фотонами, энергия которых меньше 20 МэВ, т.к. для таких фотонов либо неизвестна неэффективность,

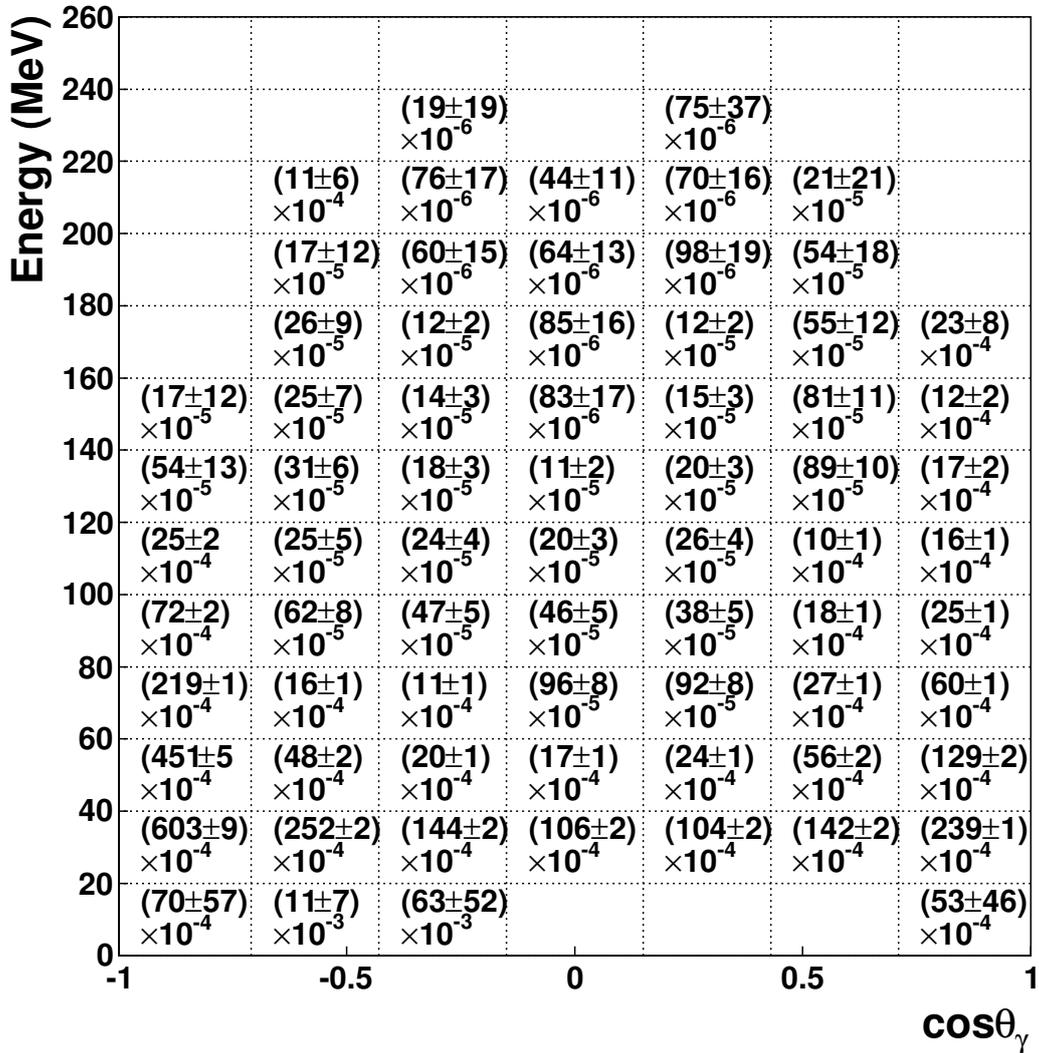


Рис. 4.7. Измеренная неэффективность регистрации одного фотона в детекторе E949

либо она имеет большую ошибку. Однако, фотоны от $K_{\mu\nu\gamma}$ распада имеют энергию $E > 20$ МэВ в области импульсов мюонов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с, что показано на рис. 4.8. Таким образом, мы можем использовать полученную таблицу для измерения эффективности фотонного вето.

Распад $K_{\mu\nu\gamma}$ был смоделирован методом Монте-Карло, используя условия $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера, предварительно убрав L0rr1 условие и фотонное вето. Критерии отбора для измерения эффективности фотонного вето показаны в таблице 4.12. Таблица неэффективности (рис. 4.7) включает в себя все критерии фотонного вето (онлайн и дополнительные) и мы не можем ее использовать, если мюон и фотон находятся в одном hextant, т.к. в этом случае фотонное вето в детекторе пробега не применяется. Фотоны в детекторе пробега выбирались по углу, например $|\cos\theta_\gamma| < 0.5$, и к ним фотонное ве-

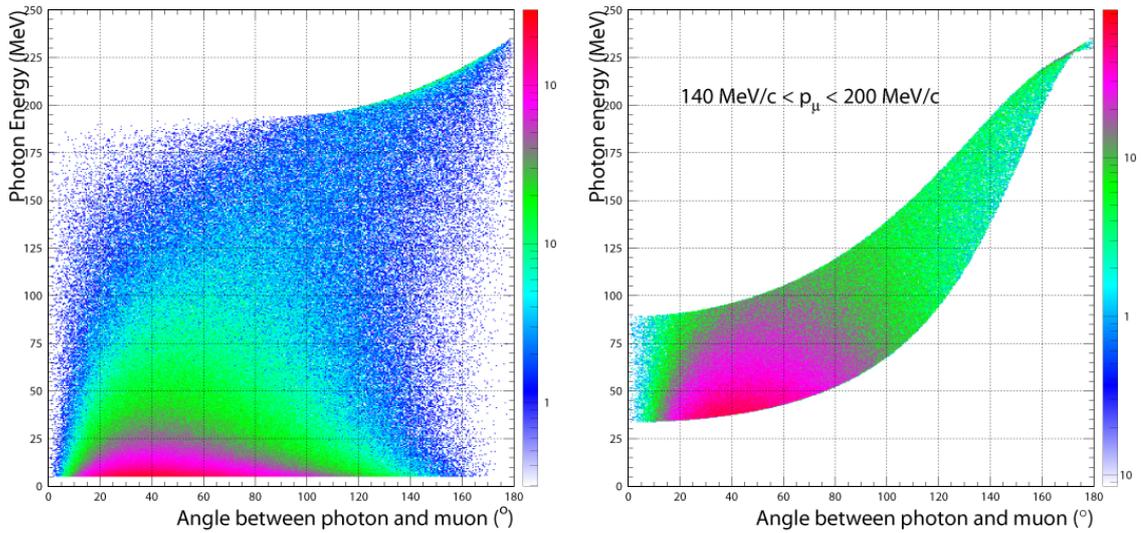


Рис. 4.8. Зависимость энергии фотона от угла между фотоном и мюоном для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада для всего диапазона импульсов мюона (слева) и для диапазона импульсов мюона $140 < p_{\mu} < 200$ МэВ/с (справа)

Таблица 4.12. Критерии отбора для измерения эффективности фотонного вето для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада

	Component cuts
<i>Setup</i>	RDUTM, TARGET, UTCQUAL, TGQUALT, COS3D, ZUTOUT,ZFRF, $140 < p_{tot\mu} < 200$, PRRF, some target cuts, RNGMOM, Refined Range

то применялось по отдельным правилам. Метод измерения эффективности фотонного вето показан на рис. 4.9. Для простоты измерения мы установи-

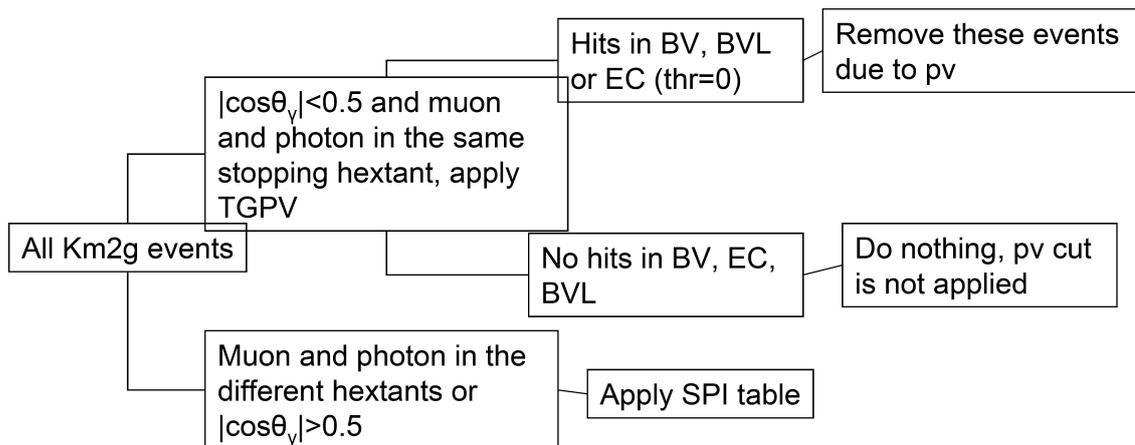


Рис. 4.9. Метод измерения эффективности фотонного вето

ли нулевые энергитические пороги в детекторах фотонов, т.е. отбрасывали любые события, если фиксировалась какая-либо активность в этих детек-

торах в соответствующее временное окно. Результат измерения показан в таблице 4.13.

Таблица 4.13. Измеренная эффективность фотонного вето. Пороги детекторов BV/BVL/EC равны нулю, критерий $|\cos \theta_\gamma| < 0.5$ применялся, чтобы выбрать фотоны в детекторе пробега

Number of events	$\pi\nu\nu(1+2)$ trigger	
after setup	57757	
in the same hextant	7860	
have no RD single end hits	6505	
have no BV hits	1003	
have no BVL hits	520	
have no EC hits	331	
after target photon veto	286	
after IC photon veto	286	
after VC photon veto	286	
in the different hextants after SPI table		330
pass photon veto		286 + 330
A_{PV}		0.0107 ± 0.0004

В реальном эксперименте в детекторах фотонов установлены определенные пороги на выделенную энергию (МэВ):

$$BV = 0.20, \quad (4.13)$$

$$BVL = 0.00, \quad (4.14)$$

$$ECin = 1.00, \quad (4.15)$$

$$ECout = 3.80 \quad (4.16)$$

Если мы установим эти пороги и проведем измерение эффективности снова, то измеренная величина изменится. На самом деле пороги в детекторах BV/EC для смоделированных данных должны быть меньше, чем для экспериментальных данных, потому что в реальном эксперименте все детекторы имеют некий шум. Следовательно, полная выделившаяся энергия в любом детекторе фотонов включает в себя как энергию, оставленную фотоном, так и шум от ФЭУ и т.д. Такой шум не учитывается в Монте-Карло моделировании и фотонное вето действует только на энергию, оставленную фотоном в детекторе. Таким образом, одно и то же условие отбора $E < 1$ МэВ действует по разному на смоделированные данные и экспериментальные данные. Мы просканировали диапазон по энергии для условий фотонного вето от 0 до номинальной величины (~ 1 МэВ). Мы также изменяли угол вылета фотона, чтобы выбрать фотоны в детекторе пробега. Сравнение спектров импульсов мюонов для экспериментальных и смоделированных данных ($K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$) показано на рис. 4.10. Нормировка описана в следующей главе. На этом рисунке показана зависимость эффективности фотонного вето от выбора фотонов в детекторе пробега и энергетических порогов в детекторах фотонов. Таким

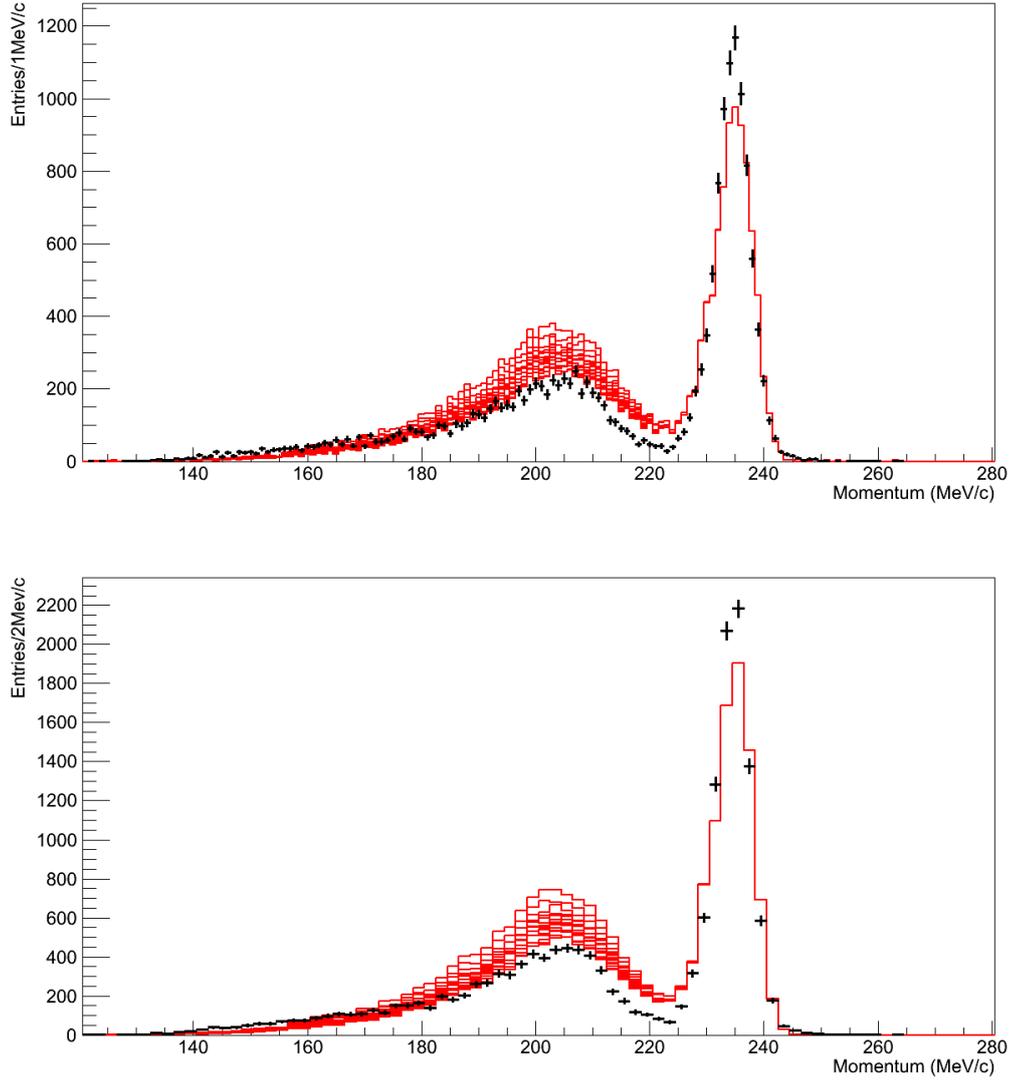


Рис. 4.10. Спектры импульсов мюонов для $1/20$ экспериментальных данных (черный) и для смоделированных распадов $K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$ (красный). Верхний рисунок имеет $bin = 1$ МэВ/с, нижний — $bin = 2$ МэВ/с. Нормировка описана в следующей главе

образом, мы считаем, что эффективность фотонного вето для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада в диапазоне импульсов мюона $140 < p_{\mu} < 200$ МэВ/с равна среднему от эффективностей всех красных гистограмм. Ошибка измерения определяется как максимальное отклонение от средней величины:

$$A_{PV} = (1.24 \pm 0.38) \times 10^{-2}. \quad (4.17)$$

Измеренная эффективность фотонного вето имеет большую ошибку, однако, цель этой работы не заключается в точном измерении вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада.

- Эффективность кинематических критериев отбора

Эффективность кинематических критериев отбора была измерена с помощью Монте-Карло моделирования $K_{\mu\nu\gamma}$ распада, используя $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггер с выключенным L0rr1 условием и фотонным вето. Критерии отбора для данного измерения показаны в таблице 4.14. Измеренная эффективность рав-

Таблица 4.14. Критерии отбора для измерения эффективности кинематических условий

	Component cuts
$Setup_{kin}$	UTCQUAL, RDUTM, TARGET, TGQUALT, $140 < p_{tot\mu} < 200$

на

$$A_{kin,pnn12}^{UMC} = 0.9170 \pm 0.0007 \quad (4.18)$$

Эффективности всех остальных критериев отбора измерены в Главах 3.2.2, 3.2.3.

4.3.2 Число остановленных $K_{\mu\nu\gamma}$ событий

После всех критериев отбора (таблица 4.10) общее число $K_{\mu\nu\gamma}$ событий равно

$$N_{K_{\mu\nu\gamma}}^{pnn12} = 4289 \pm 65 \quad (4.19)$$

4.3.3 Определение вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада

Зная эффективности всех критериев отбора, вероятность $K_{\mu\nu\gamma}$ распада вычисляется по формуле 4.9. Результат показан в таблице 4.15.

Таким образом, измеренная нами вероятность $K_{\mu\nu\gamma}$ распада в диапазоне импульсов мюонов $140 < p_{\mu} < 200$ МэВ/с равна

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \gamma) = (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-3}, 140 < p_{\mu} < 200 \text{ МэВ/с}. \quad (4.20)$$

Измеренное ранее значение вероятности для данного распада представлено для диапазона импульсов мюонов $p_{\mu} < 231.5$ МэВ/с [33]:

$$\mathcal{B}^{PDG}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \gamma) = (6.2 \pm 0.8) \times 10^{-3}, p_{\mu} < 231.5 \text{ МэВ/с}. \quad (4.21)$$

Чтобы сравнить это значение с измеренным значением, мы должны знать отношение числа событий в этих диапазонах импульсов для $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \gamma$ распада ($N_{140 < p < 200} / N_{p < 231.5}$). Это отношение было измерено с помощью Монте-Карло моделирования $K_{\mu\nu\gamma}$ распада с энергией фотонов $E_{\gamma} > 5$ МэВ:

$$\frac{N_{140 < p < 200}}{N_{p < 231.5}} = 0.2231 \pm 0.0004. \quad (4.22)$$

Таким образом, измеренное ранее значение вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада в диапазоне импульсов мюонов $140 < p_{\mu} < 200$ МэВ/с должно быть равно:

$$\mathcal{B}^{PDG}(K_{\mu\nu\gamma}) = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}, 140 < p_{\mu} < 200 \text{ МэВ/с}. \quad (4.23)$$

Таблица 4.15. Определение вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада. A_{tot} — это полная эффективность критериев отбора для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада от $A_{beam\&target}$ до A_{PV} включительно

	$\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ trigger
Cuts from pnn2 analysis	
$A_{beam\&target}$	0.4100 ± 0.0003
A_{tgkin}	0.9799 ± 0.0012
$A_{UTCQUAL}$	0.9503 ± 0.0007
$A_{OPSVETO}$	0.9742 ± 0.0006
A_{PRRF}	0.9520 ± 0.0007
A_{fs}	0.7558 ± 0.0075
$A_{\epsilon_{T\bullet 2}}$	0.9505 ± 0.0012
Special cuts on muons	
$A_{trigger}^{UMC}$	0.4238 ± 0.0008
A_{kin}	0.9170 ± 0.0007
$A_{RefinedRange}$	0.7607 ± 0.0033
A_{L1n}	0.0396 ± 0.0017
A_{RNGMOM}	0.9739 ± 0.0012
Photon veto cuts	
A_{PV}	$(1.24 \pm 0.38) \times 10^{-2}$
A_{tot}	$(3.60 \pm 1.11) \times 10^{-5}$
$(KB_{live})1/20$	9.1×10^{10}
$N_{K_{\mu\nu\gamma}}$	4289 ± 65
$\mathcal{B}(K_{\mu\nu\gamma})$	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{-3}$

Измеренное нами значение в пределах ошибки согласуется с измеренным ранее значением. Полную ошибку нашего измерения вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада (31%) мы будем считать за систематическую ошибку измерения эффективности критериев отбора для искомого распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

4.4 Основные фоновые процессы

Поиск распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ заключается в поиске дополнительного пика, лежащего ниже основного $K_{\mu 2}$ пика, поэтому всевозможные источники фона, которые могут симитировать или скрыть сигнал, должны быть хорошо изучены. Основные фоновые процессы, такие как $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$, $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ ($K_{\pi 2\gamma}$), были смоделированы методом Монте-Карло. Результаты показаны в таблице 4.16, в которой для $K_{\mu\nu\gamma}$ и $K_{\mu 3}$ распадов помимо триггера были применены кинематические критерии отбора, идентификация мюона в детекторе пробега и фотонное veto, для $K_{\pi 2\gamma}$ распада применялись только критерии отбора в триггере.

Как видно из этой таблицы, вклад от распада $K_{\pi 2\gamma}$ в общее число фоновых событий пренебрежимо мал из-за трех фотонов в конечном состоянии и идентификации мюона в детекторе пробега (фактор подавления пионов ~ 500). После прохождения всех критериев отбора вклад $K_{\mu 3}$ распада в общее число фоновых

Таблица 4.16. Факторы подавления $K_{\mu\nu\gamma}$, $K_{\mu 3}$ и $K_{\pi 2\gamma}$ распадов, учитывая их вероятности распада

Process	Trigger+cuts rej	BR	Total rejection
$K_{\mu\nu\gamma}$	$\sim 10^4$	6.2×10^{-3}	$\sim 10^7$
$K_{\mu 3}$	$\sim 10^7$	3.35×10^{-2}	$\sim 10^9$
Only $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ trigger			
$K_{\pi 2\gamma}$	$\sim 5 \times 10^4$	2.75×10^{-4}	$\sim 2 \times 10^9$

событий оказался меньше 1% от вклада $K_{\mu\nu\gamma}$ распада из-за наличия двух фотонов в конечном состоянии. Распределения по импульсу мюонов для $K_{\mu\nu\gamma}$ и $K_{\mu 3}$ распадов до применения фотонного вето и после применения показаны на рис. 4.11.

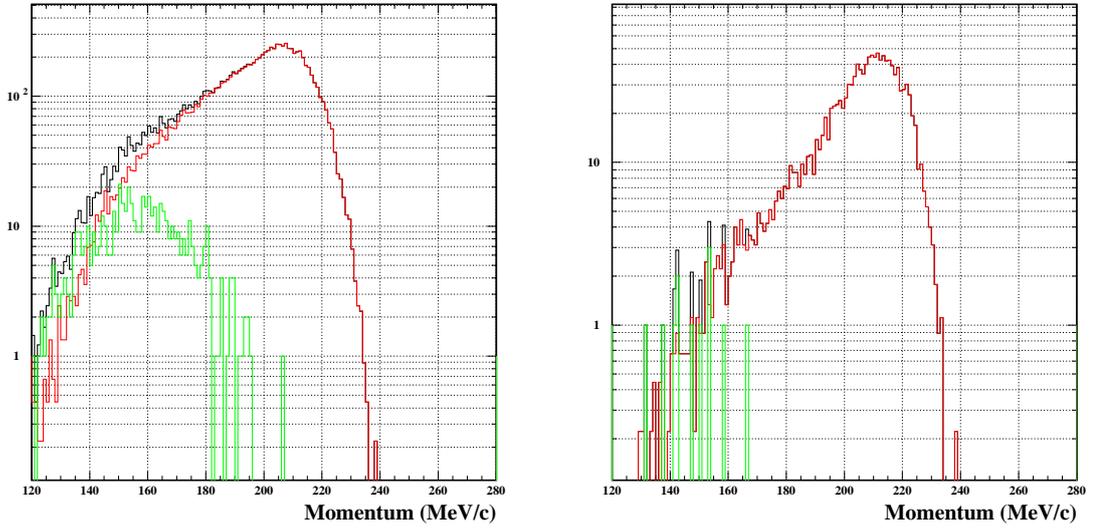


Рис. 4.11. Распределения по импульсу мюонов для Монте-Карло моделирования $K_{\mu\nu\gamma} + K_{\mu 3}$ распадов (черная линия), $K_{\mu\nu\gamma}$ распада (красная линия) и $K_{\mu 3}$ распада (зеленая линия) до применения фотонного вето (слева) и после применения (справа)

Таким образом, $K_{\mu\nu\gamma}$ распад является основным фоновым процессом для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

Принимая во внимание согласованность измеренных вероятностей $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов с измеренными ранее значениями, мы можем сравнить экспериментальный спектр мюонов с Монте-Карло моделированием $K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$ распадов.

Для того, чтобы представить спектры импульса мюонов от $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов вместе, мы должны учесть их вероятности распада и число смоделированных событий как показано в таблице 4.17. Число $K_{\mu 2}$ событий после всех критериев отбора для экспериментальных и смоделированных данных может быть легко вычислено по следующим формулам:

$$N_{K_{\mu 2}}^{MC} = N_{sim, K_{\mu 2}} \times A_{K_{\mu 2}}^{MC}, \quad (4.24)$$

$$N_{K_{\mu 2}}^{Exp} = (KBlive)_{1/20} \times A_{K_{\mu 2}}^{Exp} \times BR(K_{\mu 2}), \quad (4.25)$$

Таблица 4.17. Общее число смоделированных событий и вероятности распада для $K_{\mu\nu\gamma}$ и $K_{\mu 2}$ распадов

Process	Simulated events	Branching ratio
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$	2×10^7	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}, 140 < p_\mu < 200$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	1.28×10^8	0.6355 ± 0.0011

где $N_{sim, K_{\mu 2}}$ — число смоделированных $K_{\mu 2}$ событий, $A_{K_{\mu 2}}^{MC}$ и $A_{K_{\mu 2}}^{Exp}$ — общие эффективности всех критериев отбора для смоделированных и экспериментальных данных соответственно. Число $K_{\mu 2}$ событий после всех критериев отбора для смоделированных и экспериментальных данных должно быть одинаково ($N_{K_{\mu 2}}^{MC} = N_{K_{\mu 2}}^{Exp}$), т.к. мы хотим сравнить спектр импульсов мюонов для этих двух наборов данных. Таким образом, нормировочный коэффициент для $K_{\mu 2}$ распада может быть получен из формул 4.24, 4.25:

$$k_{K_{\mu 2}} = \frac{(KBlive)_{1/20}}{N_{sim, K_{\mu 2}}} \times \frac{A_{K_{\mu 2}}^{Exp}}{A_{K_{\mu 2}}^{MC}} \times BR(K_{\mu 2}). \quad (4.26)$$

Нормировочный коэффициент для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада вычисляется таким же способом:

$$k_{K_{\mu\nu\gamma}} = \frac{(KBlive)_{1/20}}{N_{sim, K_{\mu\nu\gamma}}^{140 < p < 200}} \times \frac{A_{K_{\mu\nu\gamma}}^{Exp}}{A_{K_{\mu\nu\gamma}}^{MC}} \times BR(K_{\mu\nu\gamma}). \quad (4.27)$$

Однако, следует заметить, что мы моделировали $K_{\mu\nu\gamma}$ распад с порогом на энергию фотона $E_\gamma > 5$ МэВ. Для того, чтобы вычислить число смоделированных событий в диапазоне импульсов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с, мы должны учесть отношение числа событий $N_{140 < p < 200} / N_{E_\gamma > 5}$, которое было определено из Монте-Карло моделирования без каких-либо критериев отбора.

$$\frac{N_{140 < p < 200}}{N_{E_\gamma > 5}} = \frac{211332}{1000000} = 0.2113 \quad (4.28)$$

Эффективности всех критериев отбора для $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов для экспериментальных данных нам известны из измерений вероятностей этих распадов. Для набора данных, полученных с помощью Монте-Карло моделирования, мы применяли не все критерии отбора, которые использовались для экспериментальных данных. Например, критерии отбора в пучке не были применены, т.к. распад каонов моделировался в покоящемся состоянии в мишени. Таблица 4.18 показывает эффективности каждого критерия отбора, примененного для смоделированного $K_{\mu 2}$ распада и экспериментальных данных, основные различия выделены красным цветом (19_{ct} , $L0rr1 \cdot L1n$, PV).

Таблица 4.18. Эффективности критериев отбора для экспериментальных данных $\pi\nu\bar{\nu}(1)$ триггера и смоделированного $K_{\mu 2}$ распада

Cut	Exp acceptance	MC acceptance
$T \bullet 2 \cdot (6_{ct} + 7_{ct})$	0.4551 ± 0.0016	0.4551 ± 0.0016
продолжение на следующей странице		

<i>начало на предыдущей странице</i>		
$\overline{I9_{ct}}$	0.1074 ± 0.0021	0.1649 ± 0.0002
$L0rr1 \cdot L1n$		$(6.39 \pm 0.41) \times 10^{-3}$
COS3D		0.7307 ± 0.0016
ZFRF		0.7519 ± 0.0019
ZUTOUT		0.9997 ± 0.0001
COS3D	0.8250 ± 0.00096	
ZFRF	0.9660 ± 0.00051	
ZUTOUT	0.9973 ± 0.00014	
$L0rr1 \cdot L1n$	$(1.49 \pm 0.40) \times 10^{-4}$	
UTCQUAL	0.9503 ± 0.0007	0.9743 ± 0.0006
PRRF	0.1486 ± 0.0106	0.2015 ± 0.0020
DELC	0.7672 ± 0.00023	not applied
TGQUALT	0.9531 ± 0.00011	0.9555 ± 0.0027
TIMCON	0.9951 ± 0.00004	not applied
TGTCON	0.9891 ± 0.00006	0.9145 ± 0.0037
B4ETCON	0.9901 ± 0.00005	not applied
B4EDX	0.9851 ± 0.00007	not applied
BWTRS	0.9048 ± 0.00018	not applied
CPITRS	0.9958 ± 0.00004	not applied
CPITAIL	0.9995 ± 0.00001	not applied
CKTRS	0.9889 ± 0.00007	not applied
CKTAIL	0.9805 ± 0.00009	not applied
B4TRS	0.9470 ± 0.00015	not applied
B4CCD	0.9864 ± 0.00008	not applied
UPV	0.9835 ± 0.00009	not applied
RV	0.9990 ± 0.00002	not applied
TGCEO	0.9594 ± 0.00014	not applied
B4EKZ	0.9122 ± 0.00020	not applied
TGZFOOL	0.9877 ± 0.00008	0.9532 ± 0.0029
TARGF	0.9678 ± 0.00013	0.9636 ± 0.0027
DTGTTP	0.99999 ± 0.000002	1.0000 ± 0.0000
RTDIF	0.9904 ± 0.00007	0.9898 ± 0.0015
TGKTIM	0.9885 ± 0.00008	not applied
EIC	0.9710 ± 0.00013	0.9659 ± 0.0026
TIC	0.9998 ± 0.00001	0.9969 ± 0.0008
PIGAP	0.9913 ± 0.00007	0.9842 ± 0.0018
TGDB4TIP	0.9789 ± 0.00011	not applied
TGDVXTIP	0.9961 ± 0.00005	0.9947 ± 0.0011
TGDVXPI	0.9781 ± 0.00012	0.9743 ± 0.0024
PHIVTX	0.9706 ± 0.00013	0.9328 ± 0.0038
NPITG	1.0000 ± 0.00000	1.0000 ± 0.0000
KIC	0.9997 ± 0.00001	1.0000 ± 0.0000
<i>продолжение на следующей странице</i>		

<i>начало на предыдущей странице</i>		
OPSVETO	0.9742 ± 0.0006	not applied
TGENR	0.9862 ± 0.00027	not applied
TGEDGE	0.9951 ± 0.00016	not applied
CHI5MAX	0.9989 ± 0.00008	0.9995 ± 0.0003
TGER	0.9999 ± 0.00002	0.9953 ± 0.0011
PV	0.6977 ± 0.00111	0.9332 ± 0.0039
Correction factors		
$\epsilon_{T\bullet 2}$	0.9505 ± 0.0012	not applied
f_s	0.7558 ± 0.0075	not applied
$A_{tot, K_{\mu 2}}$	$(1.60 \pm 0.45) \times 10^{-7}$	$(3.25 \pm 0.15) \times 10^{-5}$

Аналогичное сравнение эффективностей для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада для импульсов мюонов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с показано в таблице 4.19 (красным цветом выделено условие L1.n).

Таблица 4.19. Эффективности критериев отбора для экспериментальных данных $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера и смоделированного $K_{\mu\nu\gamma}$ распада для импульсов мюонов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с

Cut	Exp acceptance	MC acceptance
$T\bullet 2 \cdot (6_{ct} + 7_{ct}) \cdot \overline{19_{ct}}$	0.4238 ± 0.0008	0.4238 ± 0.0008
UTCQUAL	0.9503 ± 0.0007	0.9743 ± 0.0006
$COS3D \times ZFRF \times ZUTOUT$	0.9170 ± 0.0007	0.9170 ± 0.0007
Refined Range	0.7607 ± 0.0033	0.7607 ± 0.0033
PRRF	0.9520 ± 0.0007	0.8854 ± 0.0009
DELC	0.7672 ± 0.00023	not applied
TGQUALT	0.9531 ± 0.00011	0.9621 ± 0.0007
TIMCON	0.9951 ± 0.00004	not applied
TGTCON	0.9891 ± 0.00006	0.9133 ± 0.0010
B4ETCON	0.9901 ± 0.00005	not applied
B4DEDX	0.9851 ± 0.00007	not applied
BWTRS	0.9048 ± 0.00018	not applied
CPITRS	0.9958 ± 0.00004	not applied
CPITAIL	0.9995 ± 0.00001	not applied
CKTRS	0.9889 ± 0.00007	not applied
CKTAIL	0.9805 ± 0.00009	not applied
B4TRS	0.9470 ± 0.00015	not applied
B4CCD	0.9864 ± 0.00008	not applied
UPV	0.9835 ± 0.00009	not applied
RV	0.9990 ± 0.00002	not applied
TGGEO	0.9594 ± 0.00014	not applied
B4EKZ	0.9122 ± 0.00020	not applied
<i>продолжение на следующей странице</i>		

<i>начало на предыдущей странице</i>		
TGZFOOL	0.9877 ± 0.00008	0.9766 ± 0.0006
TARGF	0.9678 ± 0.00013	0.9869 ± 0.0004
DTGTTP	0.99999 ± 0.000002	1.0000 ± 0.0000
RTDIF	0.9904 ± 0.00007	0.9912 ± 0.0004
TGKTIM	0.9885 ± 0.00008	not applied
EIC	0.9710 ± 0.00013	0.9826 ± 0.0005
TIC	0.9998 ± 0.00001	0.9968 ± 0.0002
PIGAP	0.9913 ± 0.00007	0.9788 ± 0.0006
TGDB4TIP	0.9789 ± 0.00011	not applied
TGDVXTIP	0.9961 ± 0.00005	0.9932 ± 0.0003
TGDVXPI	0.9781 ± 0.00012	0.9756 ± 0.0006
PHIVTX	0.9706 ± 0.00013	0.9640 ± 0.0010
NPITG	1.0000 ± 0.00000	1.0000 ± 0.0000
KIC	0.9997 ± 0.00001	1.0000 ± 0.0000
OPSVETO	0.9742 ± 0.0006	not applied
TGENR	0.9862 ± 0.00027	not applied
TGEDGE	0.9951 ± 0.00016	not applied
CHI5MAX	0.9989 ± 0.00008	0.9998 ± 0.0001
TGER	0.9999 ± 0.00002	0.9993 ± 0.0001
RNGMOM	0.9739 ± 0.0012	0.9934 ± 0.0003
L1.n	0.0396 ± 0.0017	0.5872 ± 0.0114
PV	0.0124 ± 0.0038	0.0124 ± 0.0038
Correction factors		
$\epsilon_{T\bullet 2}$	0.9505 ± 0.0012	not applied
f_s	0.7558 ± 0.0075	not applied
$A_{tot, K_{\mu\nu\gamma}}$	$(3.60 \pm 1.11) \times 10^{-5}$	$(1.39 \pm 0.42) \times 10^{-3}$

Теперь мы знаем все коэффициенты в формулах 4.26, 4.27 и можем вычислить нормировочные коэффициенты для $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов (таблица 4.20). Естественно, эти нормировочные коэффициенты должны иметь некую ошибку.

Таблица 4.20. Нормировочные коэффициенты для $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$ распадов. Вероятность распада $K_{\mu\nu\gamma}$ измерена в диапазоне импульсов мюонов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с

	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$
N_{sim}	$0.2113 \times 2 \times 10^7$	1.28×10^8
BR	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	0.6355 ± 0.0011
A^{MC}	$(1.39 \pm 0.42) \times 10^{-3}$	$(3.25 \pm 0.15) \times 10^{-5}$
A^{Exp}	$(3.60 \pm 1.11) \times 10^{-5}$	$(1.60 \pm 0.45) \times 10^{-7}$
$(KBlive)_{1/20}$	9.1×10^{10}	9.1×10^{10}
k	0.78	2.22

Основной вклад в ошибку для $K_{\mu\nu\gamma}$ распада вносит неопределенность в эффек-

тивности фотонного вето и вероятности данного распада. Для $K_{\mu 2}$ распада основной вклад ошибку вносит неопределенность эффективности двух критериев, которую мы измеряли одновременно ($L1n \times RR1$). Спектры импульсов мюонов для экспериментальных данных и смоделированных $K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$ распадов показаны на рис. 4.12. Красная область показывает отклонение $\pm 1\sigma$ от смоделированной

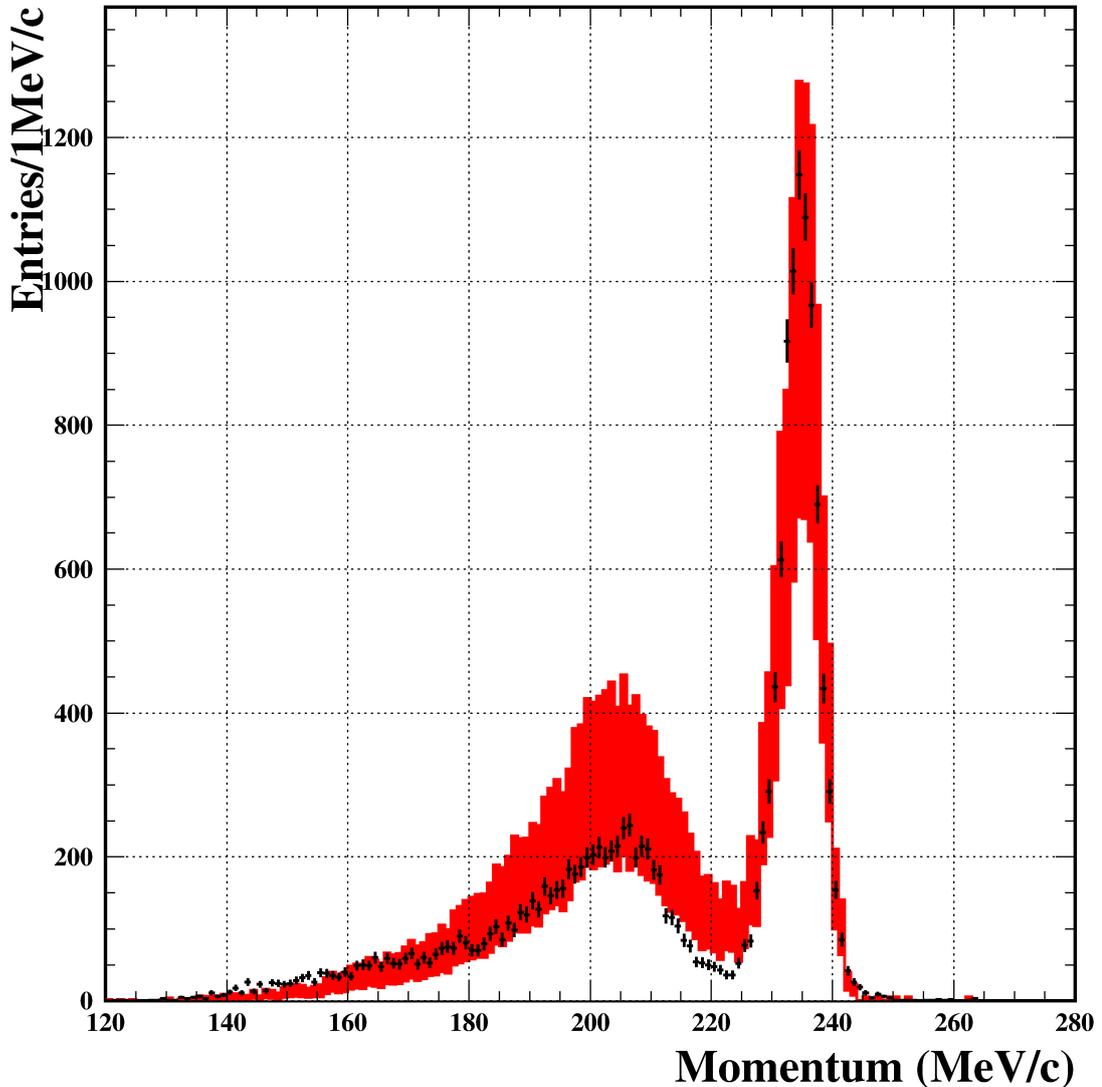


Рис. 4.12. Спектры импульсов мюонов для смоделированных $K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$ распадов (красная область) и $1/20$ экспериментальных данных (черные точки)

гистограммы с эффективностью фотонного вето $A_{PV} = 1.27 \times 10^{-2}$

Согласно рис. 4.12 существуют некоторые различия между смоделированными $K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$ распадами и экспериментальным спектром мюонов в области импульсов 200–220 МэВ/с. Это связано с низкой энергией фотонов и сложностями точного моделирования $K_{\mu\nu\gamma}$ распада для таких энергий. В других областях оба спектра хорошо согласуются в пределах ошибок. Попытка искусственно добавить немоделируемый шум может улучшить совпадение спектров в диапазоне импульсов 200–220 МэВ/с. Для каждого фотонного детектора мы использовали номинальный порог в качестве параметра для моделирования шума. Рассматривались две

гипотезы:

1. Шум распределен по гауссу со средним значением $mean = 0$ и отклонением $\sigma = 1/3$ пороговой величины.
2. Шум распределен по гауссу со средним значением $mean = 0$ и отклонением σ равным пороговой величине.

Результат добавления шумов показан на рис. 4.13. Таким образом, наблюдаемое

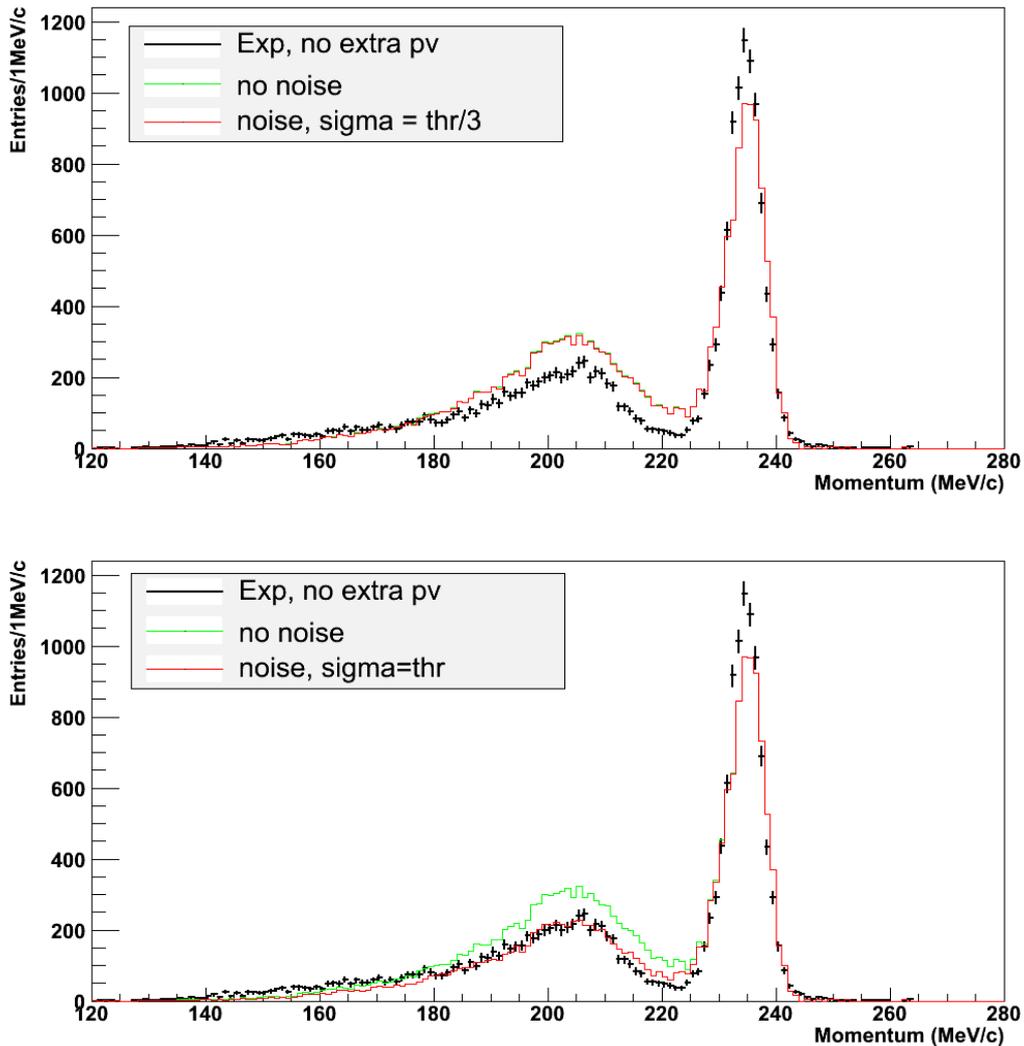


Рис. 4.13. Верхний рисунок показывает смоделированный и экспериментальный спектр мюонов для первой гипотезы шума, нижний — для второй. Зеленая гистограмма показывает смоделированный спектр мюонов без добавления шума, для каждого детектора фотонов применены номинальные пороги

различие в спектрах мюонов действительно связано с шумом, который не учитывался при Монте-Карло моделировании. Однако, здесь важно отметить, что смоделированный спектр мюонов не имеет каких-либо значимых провалов или пиков и мы можем сделать предположение, что экспериментальный спектр мюонов так же является гладким.

4.5 Разрешение детектора E949

Искомый распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ является двухчастичным и, следовательно, мюон в конечном состоянии имеет определенный импульс, который зависит только от массы нейтрино. Однако, в эксперименте мы наблюдаем не монохроматичный пик в импульсе мюона, а некую форму сигнала из-за рассеяния в детекторе. Для поиска тяжелых нейтрино мы должны знать эту форму.

Для начала мы сравнили форму сигнала хорошо известных распадов, таких как $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$, с Монте-Карло моделированием. Эти распады были отобраны из событий, прошедших вспомогательные триггера KM21 и KP21. Результат сравнения показан на рис. 4.14. Монте-Карло моделирование обоих распадов хорошо согласуется с экспериментальными данными, поэтому мы можем полагаться на моделирование, чтобы изучить зависимость разрешения детектора E949 от импульса мюона.

Было проведено моделирование распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ для 16 различных значений масс тяжелого нейтрино. Форма сигнала после всех критериев отбора для массы нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$ показана на рис. 4.15. Полученный сигнал хорошо согласуется с формой гауссовского распределения, поэтому мы принимаем стандартное отклонение (σ) за разрешение детектора при заданном импульсе (среднее значение). Зависимость разрешения детектора от импульса мюона показана на рис. 4.16. Фитирование 16 точек, соответствующих 16 различным массам нейтрино, прямой дает нам формулу для вычисления разрешения детектора в зависимости от импульса мюона:

$$\sigma(p) = (-0.1071 + 0.01278 \times p(\text{МэВ}/c)) \pm 0.14 \pm 0.05 \quad \text{МэВ}/c \quad (4.29)$$

Первая ошибка равна максимальному отклонению точек от наилучшей прямой, вторая ошибка равна максимальному отклонению данных от Монте-Карло моделирования $K_{\mu 2}/K_{\pi 2}$ распадов.

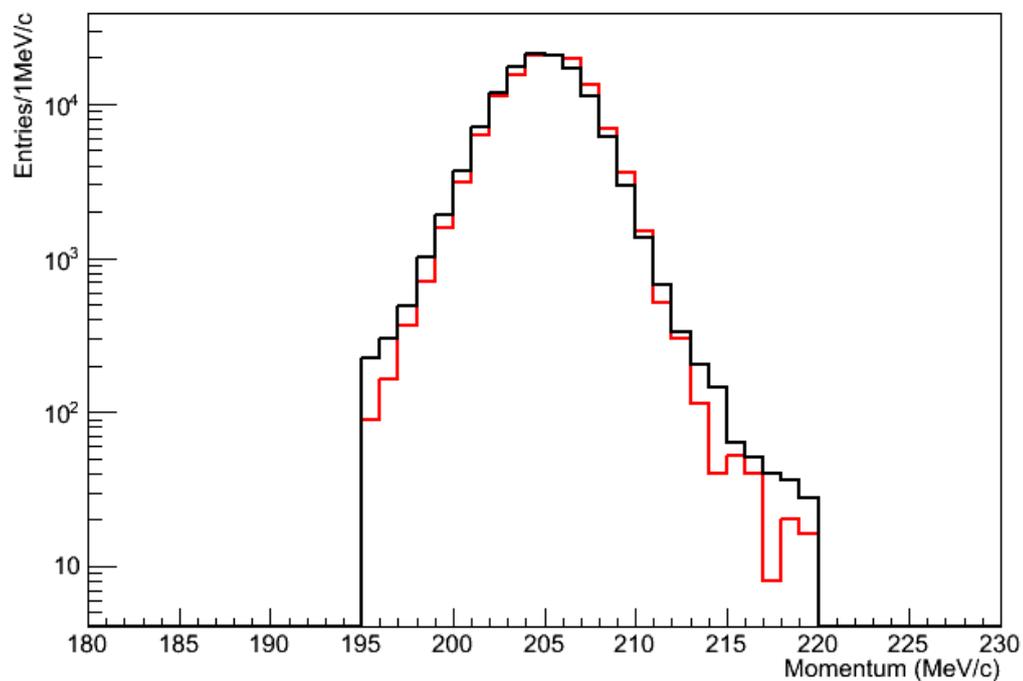
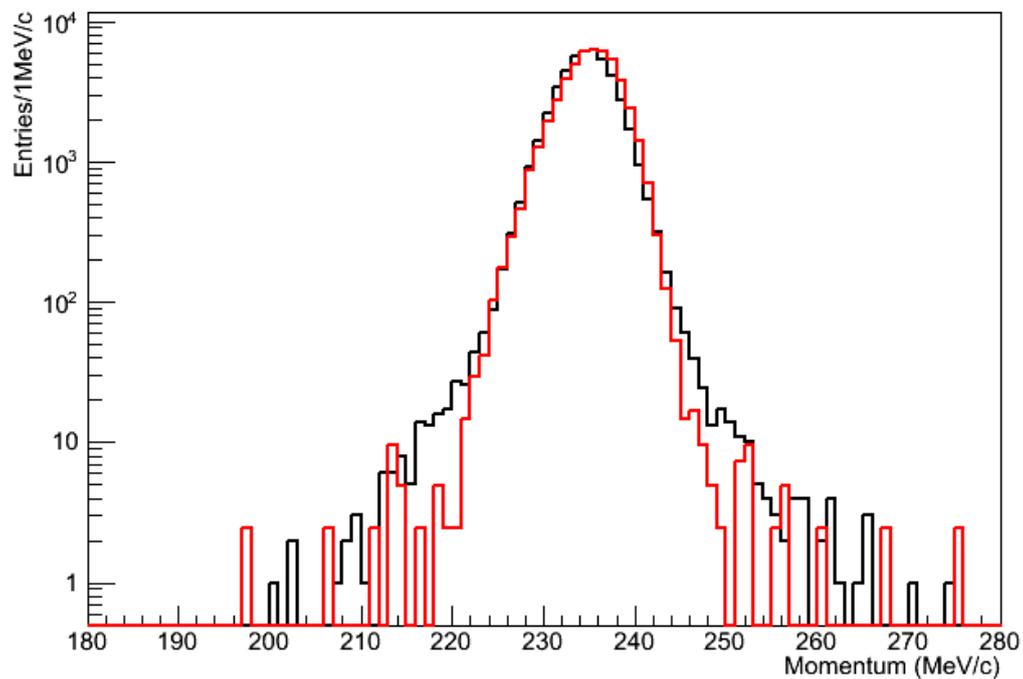


Рис. 4.14. Верхний рисунок соответствует смоделированному $K_{\mu 2}$ распаду (красный) и полученному из экспериментальных данных КМ21 триггера (черный). Нижний рисунок соответствует смоделированному $K_{\pi 2}$ распаду (красный) и полученному из экспериментальных данных КР21 триггера (черный)

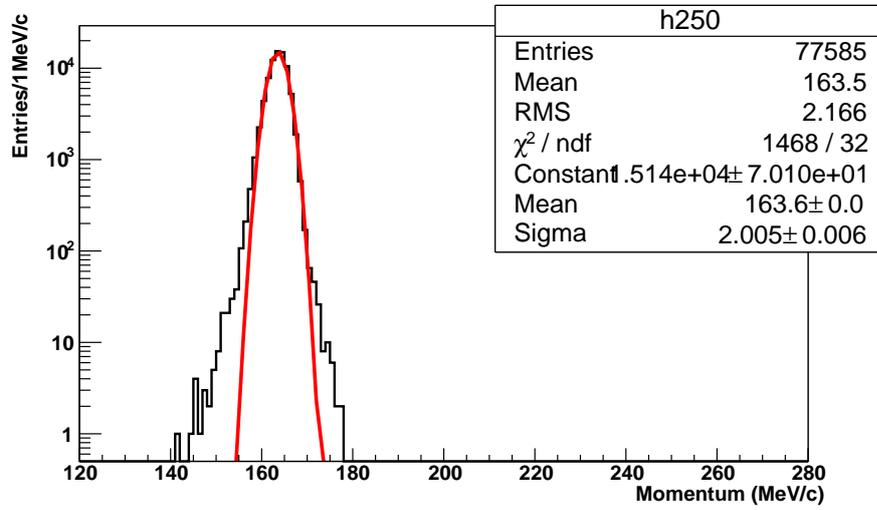


Рис. 4.15. Форма сигнала после всех критериев отбора для массы нейтрино $m_{\nu_H} = 250 \text{ МэВ}/c^2$

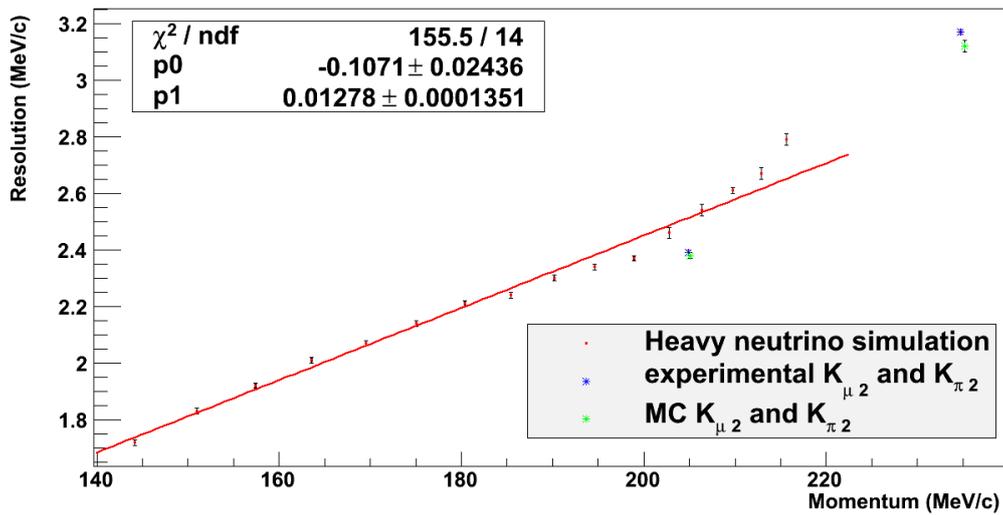


Рис. 4.16. Зависимость разрешения детектора от импульса мюона. Распады $K_{\mu 2}$ и $K_{\pi 2}$ не были включены в фит, т.к. для их отбора использовались другие критерии отбора

4.6 Метод поиска пиков

Поиск тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ связан с поиском дополнительных пиков ниже основного $K_{\mu 2}$ пика, т.к. в зависимости от массы тяжелого нейтрино вылетающий мюон будет иметь определенный импульс. В данном анализе мы будем использовать метод максимального правдоподобия, основанный на результатах работы Вилкса и Вальда [119]. Преимущества этого метода следующие:

- Частотный подход, который не требует больших вычислительных мощностей для Монте-Карло моделирования.
- Чувствителен к форме сигнала и, следовательно, не зависит от неоднозначности выбора области поиска (например 3σ или 5σ , где σ —стандартное отклонение в случае распределения Гаусса).
- Вдобавок к вычисленному значению верхнего предела возможно построение доверительных интервалов для этого значения.
- Был использован для открытия бозона Хиггса в эксперименте ATLAS [120].

Предложенная функция правдоподобия задается выражением:

$$L(\mu, \theta) = \left\{ \prod_{i=1}^{N_{bin}} \frac{(\mu \cdot \epsilon s_i + \beta b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu \cdot \epsilon s_i + \beta b_i)} \right\} \times Gauss(\epsilon; \epsilon_{peak}, \sigma_{\epsilon_{peak}}), \quad (4.30)$$

где N_{bin} —число бинов в исследуемой области; s_i и b_i —вероятности распределения сигнала и фона соответственно в i -ом бине; n_i —полное число наблюдаемых событий в i -ом бине; β —параметр фона, одинаковый во всех исследуемых бинах; параметр ϵ добавлен для того, чтобы учесть полный аксептанс к искомому распаду при помощи распределения Гаусса со средним значением ϵ_{peak} (см. рис. 3.11, черная линия) и стандартным отклонением $\sigma_{\epsilon_{peak}}$ (пример для массы тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/ c^2 показан в таблице 3.14); μ —параметр сигнала (обычно число событий в искомом пике, в нашем случае число событий, деленное на аксептанс к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в исследуемой точке). Форма сигнала, s_i , в нашем анализе—это распределение Гаусса со стандартным отклонением, равным разрешению по импульсу (формула 4.29). Форма фона, b_i , для данного исследования определяется из экспериментальных данных и будет рассмотрена подробно в дальнейшем.

Для исследуемого параметра μ было сконструировано следующее отношение функций правдоподобия:

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (4.31)$$

где два параметра β и ϵ обозначены $\theta = (\beta, \epsilon)$; $\hat{\theta}$ в числителе обозначает величину θ , при которой функция правдоподобия L достигает максимума (при фиксированном значении μ); числитель—это максимизированная функция правдоподобия, когда все параметры свободны, а $\hat{\mu}$ и $\hat{\theta}$ —это результаты лучшего фита. Величина

$\hat{\mu}$ подчиняется распределению Гаусса из-за статистических флуктуаций в наборе данных, а средняя величина $\hat{\mu}$ соответствует «настоящей» величине сигнала и обозначена как μ' . Удобно ввести статистику t_μ :

$$t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu), \quad (4.32)$$

которая удовлетворяет χ^2 -распределению с одной степенью свободы, когда $\mu = \mu'$, а наиболее вероятная величина t_μ равна нулю. Если $\mu \neq \mu'$, то введенная статистика t_μ подчиняется нецентральному χ^2 -распределению с одной степенью свободы и медиана (пик) этого распределения отличен от нуля. Следовательно, верхний предел на величину μ' может быть определен, когда величина t_μ удовлетворяет установленному уровню достоверности, вычисленному из распределения t_μ при условии $\mu = \mu' = 0$. Ошибка на определенный таким образом верхний предел также может быть определена из ширины распределения t_μ .

При фитировании данных величина наилучшего фита $\hat{\mu}$ может быть отрицательной из-за статистических флуктуаций в наборе данных, однако, верхний предел должен лежать в физической области параметров, т.е. быть положительным, поэтому статистика t_μ может быть представлена в следующем виде:

$$t_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(0, \hat{\theta})}, & \hat{\mu} < 0, \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, & \hat{\mu} \geq 0, \end{cases} \quad (4.33)$$

где $\hat{\mu}$ приравнивается нулю, если наилучший фит дает отрицательное значение. Результаты, полученные при применении статистики t_μ , согласуются с результатами, полученными методом Фелдмана-Казинса [121].

Для вычисления ожидаемого верхнего предела на параметр сигнала μ , т.е. при отсутствии сигнала, и конструирования соответствующих доверительных интервалов используется так называемый азимовский набор данных [119]. Это искусственный набор данных, который должен соответствовать форме фона. Обычно он может быть получен путем Монте-Карло моделирования всех фоновых процессов и применения к ним всех критериев отбора. Однако, точная форма фона не может быть получена из Монте-Карло моделирования (см. Главу 4.4), поэтому она определялась напрямую из данных с предположением, что она должна быть гладкой кривой. Для того, чтобы избежать искусственных пиков или провалов, данные в диапазоне $\pm 9\sigma$ (σ —разрешение детектора, определенное формулой 4.29) около предполагаемого среднего значения пика фитировались полиномом второй степени. Полная область поиска пиков находится в диапазоне импульсов от 130 МэВ/с до 200 МэВ/с, поэтому описанная процедура повторялась 71 раз для каждого значения импульса с шагом 1 МэВ/с. Качество фита для определения формы фона проверялось на 1/20 всех данных с использованием слабого фотонного вето (PVspi, таблица 3.12). Хотя мы и замечали, что для получения конечного результата будет использовано сильное фотонное вето с дополнительными критериями (pv30+extra), но для 1/20 данных после применения этого сильного критерия остается слишком мало событий, так что говорить о качестве фитирования не имеет смысла. Пример определения формы фона для предполагаемого сигнала с импульсом мюона 165 МэВ/с и качество фита (χ^2/ndf) для всех точек показаны

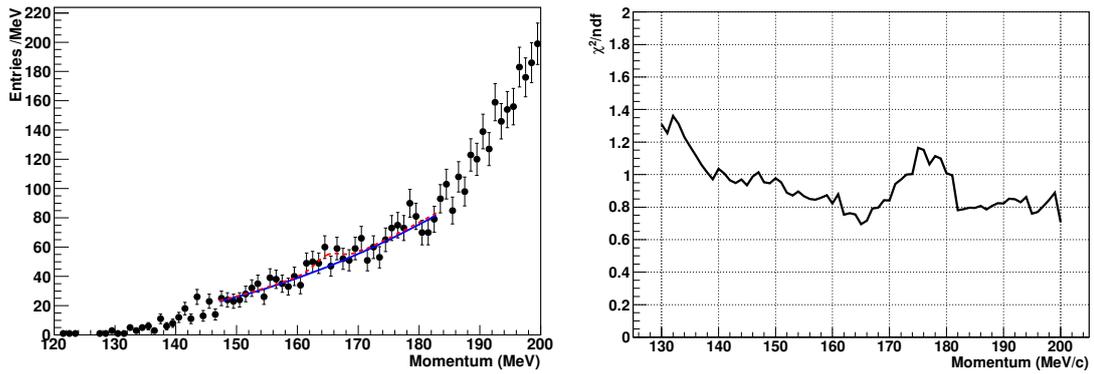


Рис. 4.17. Пример определения формы фона для предполагаемого сигнала с импульсом мюона 165 МэВ/с (синяя линия) и наилучший фит сигнал+фон (красная пунктирная линия) (слева). Качество определения формы фона для всей исследуемой области импульсов (справа)

на рис. 4.17. Число степеней свободы ndf соответствует числу точек, использованных в фите минус число фитируемых параметров. Измеренный верхний предел на параметр сигнала μ измерялся аналогичным способом как и ожидаемый, только вместо искусственного азимовского набора данных использовался экспериментальный набор данных после всех критериев отбора. Основная систематическая ошибка метода заключается в неопределенности ширины искомого сигнала, т.к. измеренное разрешение детектора, использовавшееся для ширины, имеет некоторую ошибку (формула 4.29). Эта ошибка порядка 0.15 МэВ/с и для разрешения 1.5 МэВ/с составляет 10%. Ошибка в измерении абсолютного значения импульса невелика ($\sim 1\%$, см. рис. 4.16). Результат применения описанного метода поиска пиков для 1/20 всех данных после применения всех критериев отбора со слабым фотонным вето (рис. 2.12) показан на рис. 4.18. Очевидно, что при определении диапазона ожидаемого верхнего предела на параметр сигнала μ основной вклад вносит статистическая ошибка.

Теперь, зная эффективности всех критериев отбора и метод поиска пиков, можно переходить к обработке всех данных эксперимента E949.

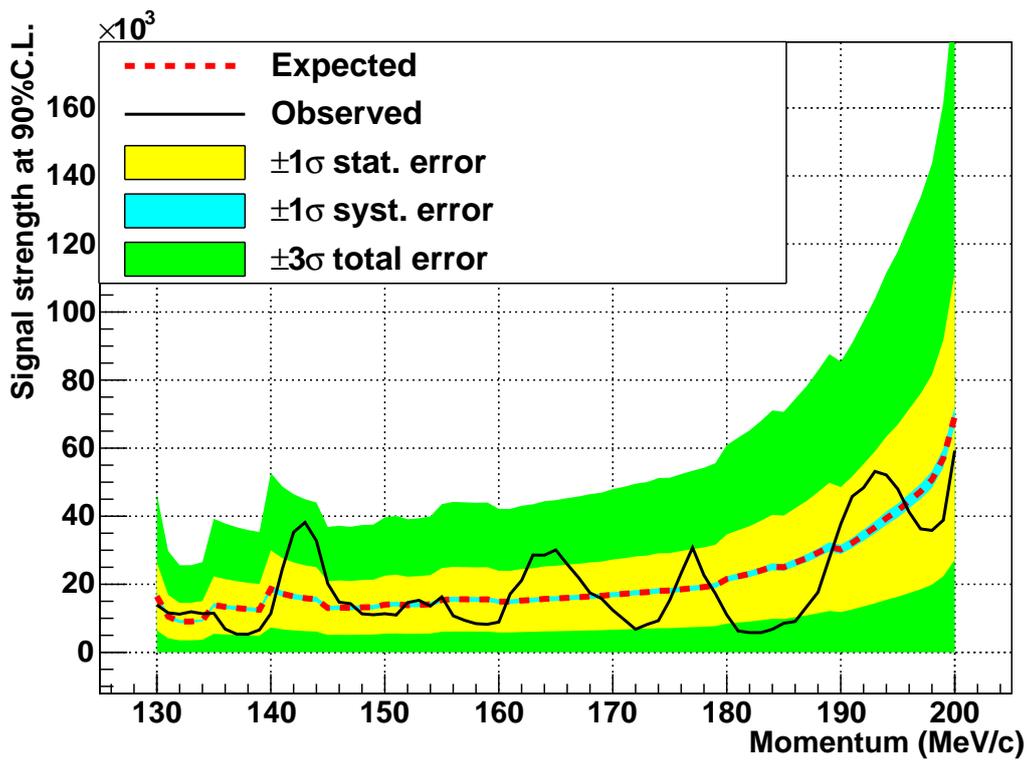


Рис. 4.18. Ограничение (90% C.L.) на параметр сигнала μ для 1/20 всех данных после применения всех критериев отбора со слабым фотонным вето. Красная пунктирная линия показывает ожидаемое значение, желтая и зеленая области показывают возможный диапазон значений этого ограничения на уровне $\pm 1\sigma$ и $\pm 3\sigma$ соответственно. Голубая область показывает вклад систематической ошибки в общую ошибку. Черная линия соответствует измеренному значению

Глава 5

Анализ всех данных эксперимента E949

При обработке всех экспериментальных данных $\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ триггера применялись критерии отбора, показанные в таблице 5.1. Для поиска тяжелых нейтрино в

Таблица 5.1. Критерии отбора для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$

	Component cuts
$Setup_{heavy\mu}$	$\pi\nu\bar{\nu}(1+2)$ trigger, UTCQUAL, PRRF, DELC, OPSVETO, kinematic, beam, target, target kinematic cuts, RNGMOM, PV30+extra

распаде $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_H$ было применено сильное фотонное вето (pv30+extra), чтобы подавить фон от распада $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\gamma$ как можно больше. Спектр импульсов мюонов после прохождения этих критериев отбора показан на рис. 5.1. Однако, перед

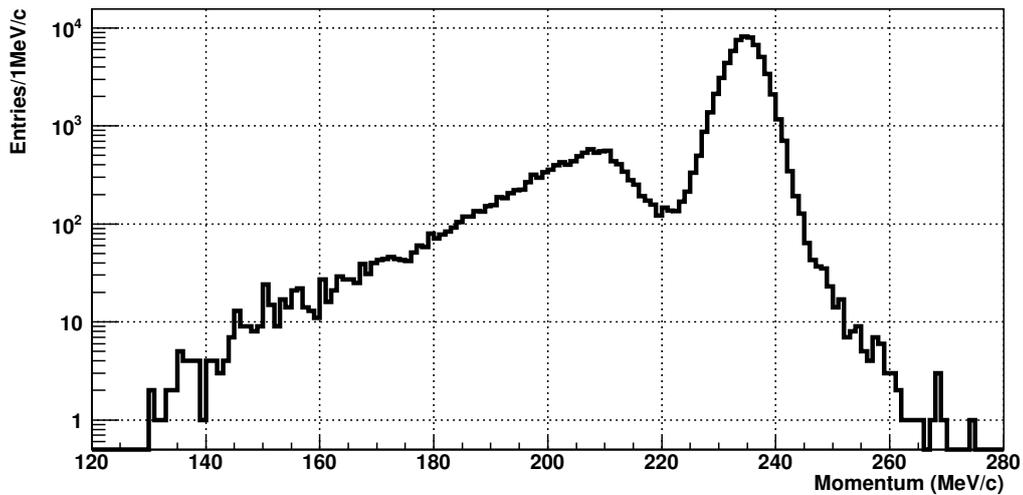


Рис. 5.1. Спектр импульсов мюонов после прохождения всех критериев отбора для всех экспериментальных данных

применением метода поиска пиков (Глава 4.6), было найдено, что диапазон $\pm 9\sigma$ не подходит для определения формы фона. Вместо него был выбран диапазон $\pm 6\sigma$ вокруг выбранной точки. Пример определения формы фона для диапазона $\pm 9\sigma$ и $\pm 6\sigma$ для точки 180 МэВ/с показан на рис. 5.2. Качество определения формы фона

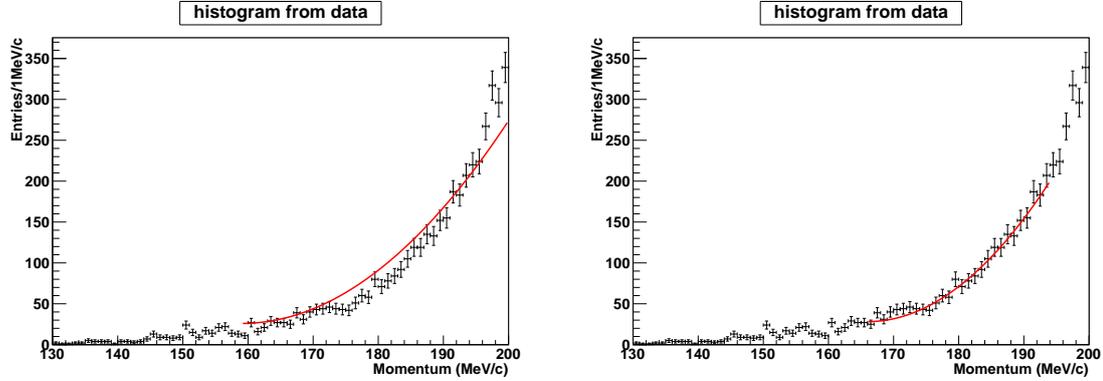


Рис. 5.2. Пример определения формы фона для диапазона $\pm 9\sigma$ (слева) и $\pm 6\sigma$ (справа) для точки 180 МэВ/с

для этих двух диапазонов для всех исследуемых точек показано на рис. 5.3.

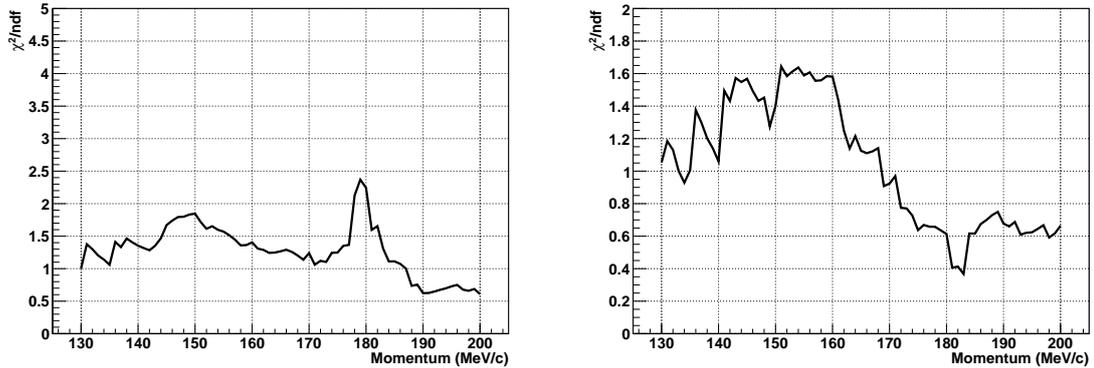


Рис. 5.3. Качество определения формы фона для диапазона $\pm 9\sigma$ (слева) и $\pm 6\sigma$ (справа) для всех исследуемых точек

Результат применения метода поиска пиков к полученному спектру импульсов мюонов (рис. 5.1) показан на рис. 5.4. Пунктирная линия показывает ожидаемый верхний предел на параметр сигнала μ , используя азимовский набор данных (только фон), черная сплошная линия показывает измеренный верхний предел на параметр сигнала μ , используя экспериментальные данные. Так как измеренное ограничение для всего исследованного диапазона импульсов мюонов ($130 < p_\mu < 200$ МэВ/с) не превосходит ожидаемое ограничение больше, чем на 3 стандартных отклонения, то мы можем сделать вывод, что мы не видим статистически значимых доказательств существования тяжелых нейтрино в исследуемом интервале значений. Таким образом, мы можем поставить ограничение на матричный элемент смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, используя

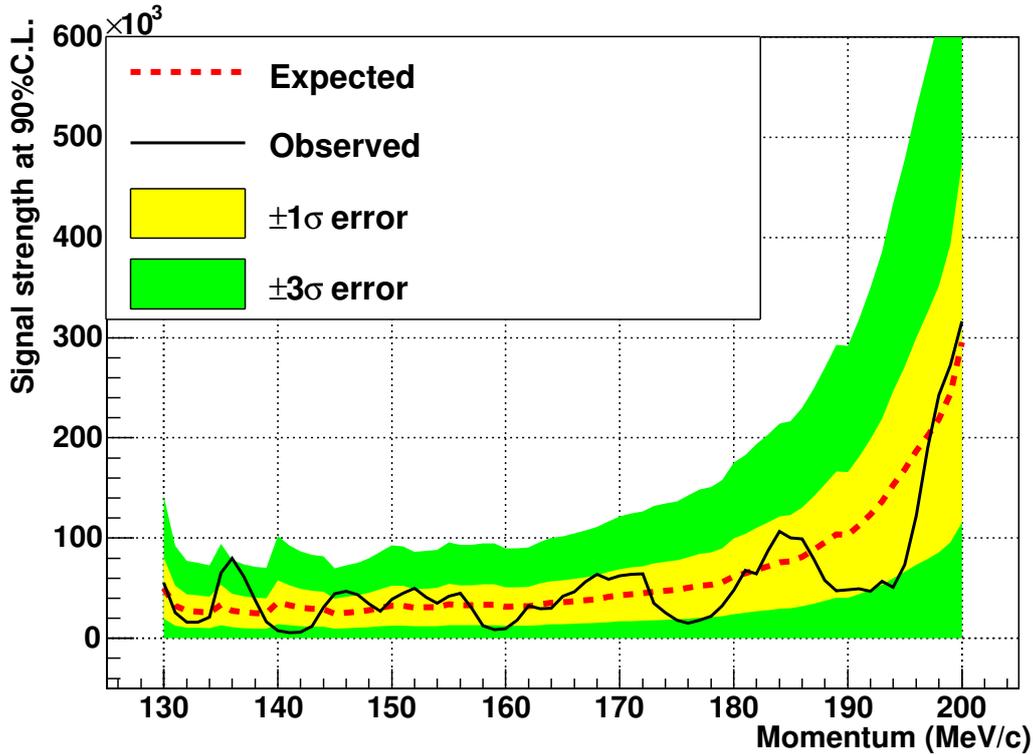


Рис. 5.4. Ограничение (90% C.L.) на параметр сигнала μ для всех данных после применения всех критериев отбора с сильным фотонным ветом. Красная пунктирная линия показывает ожидаемое значение, желтая и зеленая области показывают возможный диапазон значений этого ограничения на уровне $\pm 1\sigma$ и $\pm 3\sigma$ соответственно. Черная линия соответствует измеренному значению

формулы 1.12, 1.13 и 2.9, в которых $M = K$ и $l = \mu$:

$$|U_{\mu H}|^2 = \frac{N_{candidates}}{Acc \times N_K \times \rho \times BR(K_{\mu 2})}, \quad (5.1)$$

где Acc —полный аксептанс, включающий в себя $Correction$ из формулы 2.9; $N_K = 1.70 \times 10^{12}$ —полное число остановленных каонов; ρ —кинематический фактор, задающийся формулой 1.13. Согласно предложенной функции правдоподобия (формула 4.30) параметр сигнала μ не просто число событий в искомом пике, а число событий, деленное на аксептанс, т.е. величина $N_{candidates}/Acc$. Следовательно, верхний предел на параметр сигнала μ может быть напрямую пересчитан в ограничение (90% C.L.) на матричный элемент смешивания $|U_{\mu H}|^2$ в зависимости от массы тяжелого нейтрино. Это ограничение показано на рис. 5.5 и изменяется от 10^{-9} до 10^{-7} . В отличие от результатов эксперимента CERN PS191 [70] и ограничения, выведенного из предсказаний первичного нуклеосинтеза [59], полученный результат является модельно независимым, т.к. не было сделано никаких предположений о природе тяжелых нейтрино и их смешивании с частицами СМ.

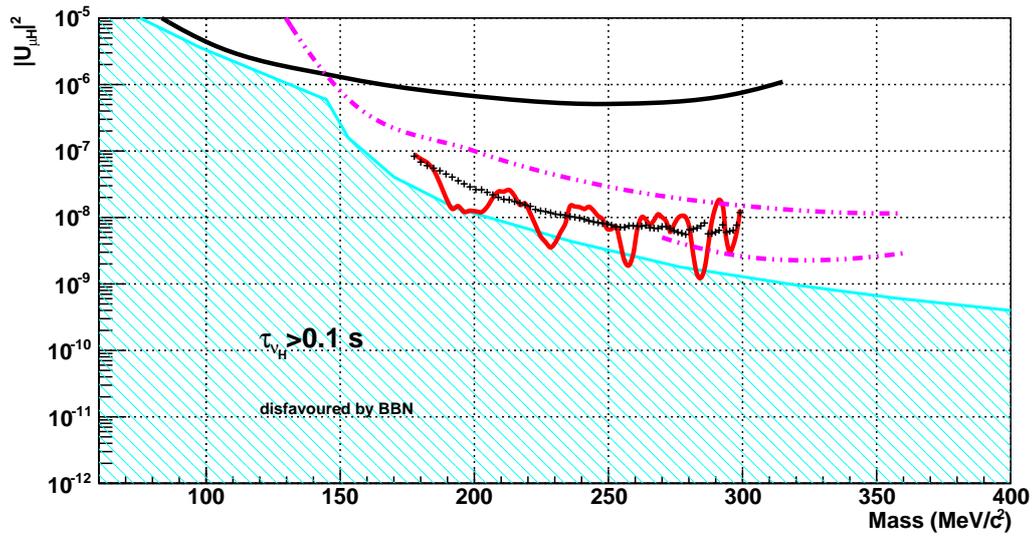


Рис. 5.5. Ограничение сверху (90% C.L.) на матричный элемент смешивания $|U_{\mu H}|^2$, полученное из данного анализа (сплошная красная линия, черные крестики показывают ожидаемое ограничение при наличии только фона) и предыдущих экспериментов. Сплошная черная линия показывает предыдущий результат по поиску пиков в распадах каонов [78]. Штрих-пунктирные фиолетовые линии показывают результаты поиска распадов тяжелых нейтрино в эксперименте CERN PS191 [70] в двух каналах: верхняя штрих-пунктирная линия получена из анализа цепочки $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H \rightarrow \mu^+ (\mu^- e^+ \nu_e) + c.c.$, нижняя штрих-пунктирная линия получена из анализа цепочки $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H \rightarrow \mu^+ (\mu^- \pi^+) + c.c.$. Голубая область показывает одно из возможных ограничений снизу, полученное из предсказаний первичного нуклеосинтеза [59]

Заключение

Открытие явления осцилляций нейтрино в экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино, а также в реакторных и ускорительных экспериментах, дало однозначное указание на наличие у нейтрино ненулевой массы. Этот факт не согласуется со Стандартной моделью, в которой все активные нейтрино являются безмассовыми частицами. Для объяснения ненулевой массы нейтрино и других явлений, не согласующихся со Стандартной моделью (например, темная материя и темная энергия, барионная асимметрия Вселенной), различные теоретические конструкции вводят понятие стерильных нейтрино. Эти новые массивные нейтральные лептоны не взаимодействуют с частицами Стандартной модели (стерильные), но могут разрешить существующие противоречия. Однако, порядок масс стерильных нейтрино неизвестен и может изменяться от нескольких электронвольт/ c^2 до сотен ГэВ/ c^2 .

Представленная работа посвящена поиску тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$, используя данные эксперимента БНЛ—E949. Эксперимент E949 был создан для измерения вероятности редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, который чувствителен к физике за пределами Стандартной модели, поэтому все критерии отбора были разработаны для идентификации положительного пиона в детекторе. Однако, мюоны также присутствуют в конечном наборе данных из-за того, что часть мюонов идентифицировалась как пионы и попадала в пионный триггер. Поиск тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ заключался в идентификации мюонов в распадах остановленных каонов в пионном триггере и в поиске пиков в спектре импульсов вылетающих мюонов ниже основного пика от распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($p_\mu = 236$ МэВ/ c при распаде покоящегося каона).

Ниже представлены основные результаты настоящей работы и соответствующие выводы:

1. Для поиска тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов разработаны методы анализа мюонных событий, прошедших основной триггер эксперимента E949, оптимизированный для регистрации пионов от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.
2. Проведена оптимизация критериев отбора для идентификации мюона в основном триггере эксперимента E949.
3. Измерен акцептанс распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса вылетающего мюона в основном триггере эксперимента и определена чувствительность эксперимента к искомому распаду в отсутствии фоновых процессов. Величина чувствительности остается практически постоянной для исследу-

емого диапазона импульсов мюонов 130–200 МэВ/с, что соответствует диапазону масс тяжелого нейтрино 175–300 МэВ/с², и равна 7.35×10^{-10} .

4. Измерены вероятности распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ в интервале импульсов мюонов 140–200 МэВ/с:

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) &= 0.54 \pm 0.15, \\ BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma, 140 < p_\mu < 200 \text{ МэВ/с}) &= (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Полученные вероятности в пределах ошибок согласуются с измеренными ранее значениями вероятностей этих распадов. Данные измерения подтверждают надежность определения акцептанса распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в основном триггере эксперимента E949.

5. После анализа распадов 1.70×10^{12} остановленных каонов в диапазоне импульсов вылетающих мюонов 130–200 МэВ/с не найдено статистически значимых доказательств существования тяжелых нейтрино в диапазоне масс 175–300 МэВ/с². Это позволяет поставить новые модельно независимые ограничения на элемент матрицы смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, в исследуемом диапазоне масс, т.к. при данном методе поиска тяжелых нейтрино не было сделано никаких предположений относительно природы тяжелых нейтрино и их смешивании с другими частицами СМ.
6. Получены новые модельно независимые ограничения на элемент матрицы смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, в диапазоне масс 175–300 МэВ/с², которые изменяются от 10^{-7} до 10^{-9} для доверительного интервала 90%. Полученные ограничения почти на два порядка улучшают предыдущие ограничения из распадов каонов и примерно на порядок улучшают ограничения из поиска распадов тяжелых нейтрино в эксперименте CERN PS191 в диапазоне масс 175–270 МэВ/с². Новые ограничения являются лучшими в мире ограничениями на элемент матрицы смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$.

В заключение автор хотел бы выразить глубокую благодарность своему научному руководителю Ю.Г. Куденко за постановку научной задачи, постоянный интерес к работе, множество полезных наставлений при выполнении исследования, а также за критические замечания при подготовке настоящей диссертации.

Автор выражает отдельную благодарность Ж. Вангу за плодотворные обсуждения и ценные советы на всех этапах проведения исследования.

Также автор благодарит за ценные замечания и помощь в работе сотрудников ИЯИ РАН Н.В. Ершова, А.О. Измайлова, О.В. Минеева, М.М. Хабибуллина и А.Н. Хотянцева. Автор считает своим приятным долгом особо отметить помощь в проведении этой работы со стороны Д. Бримана, Х. Вея, Д. Джаффе, С. Кеттелля, Л. Литтенберга, Б. Льюиса и других участников коллаборации E949.

Литература

- [1] Glasow S.L. Partial-symmetries of weak interactions // Nucl. Phys., 1961. V.22, P.579.
- [2] Weinberg S. A Model of Leptons // Phys. Rev. Lett., 1968. V.19, P.1264.
- [3] Salam A. Weak and Electromagnetic Interactions // in Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden, Stockholm, 1968. P.367–377.
- [4] Politzer H.D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? // Phys. Rev. Lett., 1973. V.30, P.1346.
- [5] Gross D.J. and Wilczek F. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories // Phys. Rev. Lett., 1973. V.30, P.1343.
- [6] Pauli Letter Collection: [Электронный ресурс] // URL: http://cds.cern.ch/record/83282/files/meitner_0393.pdf. На немецком. (Дата обращения 13.09.2014)
- [7] Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц // М.: ЛКИ, 2008. 218 С.
- [8] Davis R.J., Harmer D.S. and Hoffman K.C. Search for neutrinos from the sun // Phys. Rev. Lett., 1968. V.20, P.1205–1209.
- [9] Bahcall J.N., Fowler A.W., Iben I.Jr. and Sears R.L. Solar neutrino flux // Astrophys. J., 1963. V.137, P.344–346.
- [10] Sears R.L. Helium Content and Neutrino Fluxes in Solar Models // Astrophys.J., 1964. V.140, P.477–484.
- [11] Pochoda P. and Reeves H. A revised solar model with a solar neutrino spectrum // Planetary Space Sci., 1964. V.12, P.119.
- [12] Bahcall J.N., Bahcall N.A., Fowler A.W. and Shaviv G. Solar neutrinos and low-energy nuclear cross sections // Phys. Lett. B, 1968. V.26, P.359–361.
- [13] Bahcall J.N. and Shaviv G. Solar Models and Neutrino Fluxes // Astrophys. J., 1968. V.153, P.113.
- [14] Понтекорво Б.М. Мезоний и антимезоний // ЖЭТФ, 1957. Т.33, Вып.2, Стр.549–551.
- [15] Понтекорво Б.М. Обратные β –процессы и несохранение лептонного заряда // ЖЭТФ, 1958. Т.34, Вып.1, Стр.247–249.

- [16] Smirnov A.Yu. The MSW effect and matter effects in neutrino oscillations // Phys. Scripta, 2005. T121, P.57–64.
- [17] Fukuda Y., Hayakawa T., Ichihara E. *et al.* Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos // Phys. Rev. Lett., 1998. V.81, P.1562–1567.
- [18] Maki Z., Nakagawa M. and Sakata S. Remarks on the unified model of elementary particles // Prog. Theor. Phys., 1962. V.28, P870–880.
- [19] Hirata K.S., Kajita T., Kifune T. *et al.* Observation of B-8 Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector // Phys. Rev. Lett., 1989. V.63, P.16.
- [20] Anselmann P., Hampel W., Heusser G. *et al.* Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso // Phys. Lett. B, 1992. V.285, P.376–389.
- [21] Abdurashitov Dzh.N., Faizon E.L., Gavrin V.N. *et al.* Results from SAGE // Phys. Lett. B, 1994. V.328, P.234-248.
- [22] Fukuda Y., Hayakawa T., Inoue K. *et al.* Solar neutrino data covering solar cycle 22 // Phys. Rev. Lett., 1996. V.77, P.1683-1686.
- [23] Ahmad Q.R., Allen R.C., Andersen T.C. *et al.* Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory // Phys. Rev. Lett., 2001. V.87, P.071301.
- [24] Bellini G., Benziger J., Bick D. *et al.* First evidence of pep solar neutrinos by direct detection in Borexino // Phys. Rev. Lett., 2012. V.108, P.051302
- [25] Ahn M.H., Aliu E., Andringa S. *et al.* Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment // Phys. Rev. D, 2006. V.74, P.072003.
- [26] Adamson P., Andreopoulos C., Kregg E. Arms *et al.* Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam // Phys. Rev. Lett., 2008. V.101, P.131802.
- [27] Abe K., Abgrall N., Ajima Y. *et al.* Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam // Phys. Rev. Lett., 2011. V.107, P.041801.
- [28] Adamson P., Auty D.J., Ayres D.S. *et al.* Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS // Phys. Rev. Lett., 2011. V.107, P.181802.
- [29] Eguchi K., Enomoto S., Furuno K. *et al.* First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance // Phys. Rev. Lett., 2003. V.90, P.021802.
- [30] Abe Y., Aberle C., Akiri T. *et al.* Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment // Phys. Rev. Lett., 2012. V.108, P.131801.
- [31] An F.P., Bai J.Z., Balantekin A.B. *et al.* Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay // Phys. Rev. Lett., 2012. V.108, P.171803.

- [32] Ahn J.K., Chebotaryov S., Choi J.H. *et al.* Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2012. V.108, P.191802.
- [33] Olive K.A., Agashe K., Amsler C. *et al.* (Particle Data Group) Review of Particle Physics // *Chinese Physics C*, 2014. V.38, P.090001
- [34] Gell-Mann M., Ramond P. and Slansky R. Complex spinors and unified theories // In *Proceedings Of The Supergravity Workshop*. P.315–321, Stony Brook, NY, 1979.
- [35] Yanagida T. Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos // *Prog. Theor. Phys.*, 1980. V.64, P.1103–1105.
- [36] Frampton P.H., Glashow S.L. and Yanagida T. Cosmological sign of neutrino CP violation // *Phys. Lett. B*, 2002. V.548, P.119.
- [37] McLaughlin G.C., Fetter J.M., Balantekin A.B. and Fuller G.M. An Active sterile neutrino transformation solution for r process nucleosynthesis // *Phys. Rev. C*, 1999. V.59, P.2873.
- [38] Kusenko A. and Segre G. Neutral current induced neutrino oscillations in a supernova // *Phys. Lett. B*, 1997. V.396, P.197–200.
- [39] Kusenko A. and Segre G. Pulsar kicks from neutrino oscillations // *Phys. Rev. D*, 1999. V.59, P.061302.
- [40] Fuller G., Kusenko A., Mocioiu I. and Pascoli S. Pulsar kicks from a dark-matter sterile neutrino // *Phys. Rev. D*, 2003. V.68, P.103002.
- [41] Barkovich M., D’Olivo J.C. and Montemayor R. Active sterile neutrino oscillations and pulsar kicks // *Phys. Rev. D*, 2004. V.70, P.043005.
- [42] Kusenko A. Pulsar kicks from neutrino oscillations // *Int. J. Mod. Phys. D*, 2004. V.13, P.2065.
- [43] Loveridge L.C. Gravitational waves from a pulsar kick caused by neutrino conversions // *Phys. Rev. D*, 2004. V.69, P.024008.
- [44] Kusenko A. Sterile neutrinos, dark matter, and the pulsar velocities in models with a Higgs singlet // *Phys. Rev. Lett.*, 2006. V.97, P.241301.
- [45] Kusenko A., Mandal B.P. and Mukherjee A. Delayed pulsar kicks from the emission of sterile neutrinos // *Phys. Rev. D*, 2008. V.77, P.123009.
- [46] Fryer C.L. and Kusenko A. Effects of neutrino-driven kicks on the supernova explosion mechanism // *Astrophys. J. Suppl.*, 2006. V.163, P.335.
- [47] Hidaka J. and Fuller G.M. Dark matter sterile neutrinos in stellar collapse: Alteration of energy/lepton number transport and a mechanism for supernova explosion enhancement // *Phys. Rev. D*, 2006. V.74, P.125015.

- [48] Dodelson S. and Widrow L.M. Sterile-neutrinos as dark matter // Phys. Rev. Lett., 1994. V.72, P.17.
- [49] Shi X.D. and Fuller G.M. A New dark matter candidate: Nonthermal sterile neutrinos // Phys. Rev. Lett., 1999. V.82, P.2832.
- [50] Abazajian K., Fuller G. and Patel M. Sterile neutrino hot, warm, and cold dark matter // Phys. Rev. D, 2001. V.64, P.023501.
- [51] Abazajian K., Fuller G.M. and Tucker W.H. Direct detection of warm dark matter in the X-ray // Astrophys. J., 2001. V.562, P.593.
- [52] Abazajian K. and Fuller G.M. Bulk QCD thermodynamics and sterile neutrino dark matter // Phys. Rev. D, 2002. V.66, P.023526
- [53] Dolgov A.D. and Hansen S.H. Massive sterile neutrinos as warm dark matter // Astropart. Phys., 2002. V.16, P.339.
- [54] Asaka T., Blanchet S. and Shaposhnikov M. The nuMSM, dark matter and neutrino masses // Phys. Lett. B, 2005. V.631, P.151.
- [55] Kishimoto C.T., Fuller G.M. and Smith C.J. Coherent Active-Sterile Neutrino Flavor Transformation in the Early Universe // Phys. Rev. Lett., 2006. V.97, P.141301.
- [56] Asaka T., Shaposhnikov M. and Kusenko A. Opening a new window for warm dark matter // Phys. Lett. B, 2006. V.638, P.401.
- [57] Asaka T., Laine M. and Shaposhnikov M. On the hadronic contribution to sterile neutrino production // JHEP, 2006. V.0606, P.053.
- [58] Asaka T. and Shaposhnikov M. The nuMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe // Phys. Lett. B, 2005. V.620, P.17–26.
- [59] Gorbunov D. and Shaposhnikov M. How to find neutral leptons of the ν MSM // JHEP, 2007. V.0710 P.015.
- [60] Akhmedov E.K., Rubakov V.A. and Smirnov A.Y. Baryogenesis via neutrino oscillations // Phys. Rev. Lett., 1998. V.81, P.1359–1362.
- [61] de Gouvea A. See-saw energy scale and the LSND anomaly // Phys. Rev. D, 2005. V.72, P.033005.
- [62] Schael S., Barate R., Bruneliere R. *et al.* Precision electroweak measurements on the Z resonance // Phys. Rept., 2006. V.427, P.257–454.
- [63] Aguilar A., Auerbach L.B., Burman R.L. *et al.* Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam // Phys. Rev. D, 2001. V.64, P.112007.
- [64] Окунь Л.Б. Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков // УФН, 2007. Т.177, Вып.4, Стр.397–406.

- [65] Shrock R.E. New Tests For, and Bounds On, Neutrino Masses and Lepton Mixing // Phys. Lett. B, 1980. V.96, P.159.
- [66] Shrock R.E. General Theory of Weak Leptonic and Semileptonic Decays. 1. Leptonic Pseudoscalar Meson Decays, with Associated Tests For, and Bounds on, Neutrino Masses and Lepton Mixing // Phys. Rev. D, 1981. V.24, P.1232.
- [67] Britton D.I., Ahmad S., Bryman D.A. *et al.* Improved search for massive neutrinos in $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$ decay // Phys. Rev. D, 1992. V.46, P.885–887.
- [68] Aoki M., Blecher M., Bryman D.A. *et al.* Search for Massive Neutrinos in the Decay $\pi \rightarrow e\nu$ // Phys. Rev. D, 2011. V.84, P.052002.
- [69] Yamazaki T., Ishikawa T., Akiba Y. *et al.* Search for heavy neutrinos in kaon decay // In: Proceedings of 22nd International Conference on High-Energy Physics. V.1, Leipzig, 1984.
- [70] G. Bernardi, Carugno G., Chauveau J. *et al.* Further Limits On Heavy Neutrino Couplings // Phys. Lett. B, 1988. V.203, P.332.
- [71] Badier J., Bemporad C., Boucrot J. *et al.* Mass and Lifetime Limits on New Longlived Particles in 300-GeV/ $c\pi^-$ Interactions // Z. Phys. C, 1986. V.31, P. 21.
- [72] Bergsma F., Dorenbosch J., Allaby J.V. *et al.* A Search for Decays of Heavy Neutrinos in the Mass Range 0.5-GeV to 2.8-GeV // Phys. Lett. B, 1986. V.166, P.473.
- [73] Abreu P., Adam W., Adye T. *et al.* Search for neutral heavy leptons produced in Z decays // Z. Phys. C, 1997. V.74, P.57–71.
- [74] Adriani O., Aguilar-Benitez M., Ahlen S.P. *et al.* Search for isosinglet neutral heavy leptons in Z0 decays // Phys. Lett. B, 1992. V.295, P.371–382.
- [75] Belanger G., Boudjema F., London D. and Nadeau H. Inverse neutrinoless double beta decay revisited // Phys. Rev. D, 1996. V.53, P.6292–6301.
- [76] Benes P., Faessler A., Simkovic F. and Kovalenko S. Sterile neutrinos in neutrinoless double beta decay // Phys. Rev. D, 2005. V.71, P.077901.
- [77] Liventsev D., Adachi I., Aihara H. *et al.* Search for heavy neutrinos at Belle // Phys. Rev. D, 2013. V.87, P.071102.
- [78] Hayano R.S., Taniguchi T., Yamanaka T. *et al.* HEAVY NEUTRINO SEARCH USING $K_{\mu 2}$ DECAY // Phys. Rev. Lett., 1982. V.49, P.1305.
- [79] Kusenko A., Pascoli S. and Semikoz D. New bounds on MeV sterile neutrinos based on the accelerator and Super-Kamiokande results // JHEP, 2005. V.11, P.028.
- [80] Cooper-Sarkar A.M., Haywood S.J., Michael Andrew Parker *et al.* Search for Heavy Neutrino Decays in the BEBC Beam Dump Experiment // Phys. Lett. B, 1985. V.160, P.207.

- [81] Gallas E., Abolins M., Brock R. *et al.* Search for neutral weakly interacting massive particles in the Fermilab Tevatron wide band neutrino beam // Phys. Rev. D, 1995. V.52, P.6–14.
- [82] Vaitaitis A., Drucker R.B., Formaggio J. *et al.* Search for neutral heavy leptons in a high-energy neutrino beam // Phys. Rev. Lett., 1999. V.83, P.4943–4946.
- [83] Vilain P., Wilquet G., Petrak S. *et al.* Search for heavy isosinglet neutrinos // Phys. Lett. B, 1995. V.343, P.453–358.
- [84] Vilain P., Wilquet G., Petrak S. *et al.* Search for heavy isosinglet neutrinos // Phys. Lett. B, 1995. V.351, P.387–392.
- [85] Aaij R., Adeva B., Adinolfi M. *et al.* Search for Majorana neutrinos in $B^- \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^-$ decays // Phys. Rev. Lett., 2014. V.112, №13, P.131802.
- [86] Khachatryan V. Search for heavy Majorana neutrinos in $\mu^\pm \mu^\pm$ +jets events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV: CERN report CERN-PH-EP-2015-001, 2015 / Khachatryan V. , Sirunyan A.M., Tumasyan A. *et al.* // arxiv server. URL: <http://arxiv.org/pdf/1501.05566.pdf> (Дата обращения 02.03.2015).
- [87] Calaprice F.P., Schreiber D.F, Schneider M.B. *et al.* Search for Finite Mass Neutrinos in the Decay $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \mu \nu$ // Phys. Lett. B, 1981. V.106, P.175–178.
- [88] Abela R., Daum M., Eaton G.H. *et al.* Search for an Admixture of Heavy Neutrino in Pion Decay // Phys. Lett. B, 1981. V.105, P.263–266.
- [89] Daum M., Jost B., Marshall R.M. *et al.* Search for Admixtures of Massive Neutrinos in the Decay $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ Neutrino // Phys. Rev. D, 1987. V.36, P.2624.
- [90] Bryman D.A. and Numao T. Search for massive neutrinos in $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ decay // Phys. Rev. D, 1996. V.53, P.558–559.
- [91] Daum M., Janousch M., Kettle P.R. *et al.* The KARMEN time anomaly: Search for a neutral particle of mass 33.9 MeV in pion decay // Phys. Rev. Lett., 2000. V.85, P.1815–1818.
- [92] Duk V.A., Bolotov V.N., Khudiyakov A.A. *et al.* Search for Heavy Neutrino in $K^- \rightarrow \mu^- \nu_h (\nu_h \rightarrow \nu \gamma)$ Decay at ISTRA+ Setup // Phys. Lett. B, 2012. V.710, P.307–317.
- [93] Orloff J., Rozanov A.N. and Santoni C. Limits on the mixing of tau neutrino to heavy neutrinos // Phys. Lett. B, 2002. V.550, P.8–15.
- [94] Astier P., Autiero D., Baldisseri A. *et al.* Search for heavy neutrinos mixing with tau neutrinos // Phys. Lett. B, 2001. V.506, P.27–38.
- [95] Dolgov A.D., Hansen S.H., Raffelt G. and Semikoz D.V. Heavy sterile neutrinos: Bounds from big bang nucleosynthesis and SN1987A // Nucl. Phys. B, 2000. V.590, P.562–574.

- [96] Aloisio A., Ambrosino F., Antonelli A. *et al.* Measurement of $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$ and extraction of $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ below 1-GeV with the KLOE detector // Phys. Lett. B, 2005. V.606, P.12–24.
- [97] Artamonov A.V., Bassalleck B., Bhuyan B. *et al.* Study of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ in the momentum region $140 < P_\pi < 199$ MeV/c // Phys. Rev. D, 2009. V.79, P.092004.
- [98] Aguilar-Arevalo A.A., Bazarko A.O., Brice S.J. *et al.* A Search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ scale // Phys. Rev. Lett., 2007. V.98, P.231801.
- [99] Michael D.G., Adamson P., Alexopoulos T. *et al.* The Magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment // Nucl. Instrum. Meth. A, 2008. V.596, P.190-228.
- [100] Asaka T., Eijima S. and Watanabe A. Heavy neutrino search in accelerator-based experiments // JHEP, 2013. V.1303, P.125.
- [101] Duk V. LFV and exotics at the NA62 experiment // J. Phys. Conf. Ser. 2014. V. 556, №1, P. 012067.
- [102] Evans L. and Bryant P. LHC Machine // JINST, 2008. V.3, P.S08001.
- [103] Harris D.A., Yu J., Adams T. *et al.* Precision calibration of the NuTeV calorimeter // Nucl. Instrum. Meth. A, 2000. V.447, P.377–415.
- [104] Bonivento W., Boyarsky A., Dijkstra H. *et al.* Proposal to Search for Heavy Neutral Leptons at the SPS: [Электронный ресурс] // URL: <http://arxiv.org/abs/arXiv:1310.1762> (Дата обращения 16.10.2014)
- [105] Adler S., Atiya M.S., Chiang I-H. *et al.* Evidence for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ // Phys. Rev. Lett., 1997. V.79, P.2204.
- [106] Adler S., Bazarko A.O., Bergbusch P.C. *et al.* Further evidence for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ // Phys. Rev. Lett., 2002. V.88, P.041803.
- [107] Adler S.S., Aoki M., Ardebili M. *et al.* Search for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ in the momentum region $P(\pi) < 195$ MeV/c // Phys. Lett. B, 2002. V.537, P.211-216.
- [108] Adler S., Aoki M., Ardebili M. *et al.* Further search for the decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ in the momentum region $P < 195$ MeV/c // Phys. Rev. D, 2004. V.70, P.037102.
- [109] Brod J., Gorbahn M. and Stamou E. Two-loop electroweak corrections for the $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ decays // Phys. Rev. D, 2011. V.83, P.034030.
- [110] Doornbos J., Aoki M., Blackmore E.W. *et al.* Optics design and performance of LESB3, a two-stage separated 800-MeV/c kaon beamline // Nucl. Instrum. Meth. A, 2000. V.444, P.546–556.
- [111] Blackmore E.W., Bryman D.A., Kuno Y. *et al.* Central tracking chamber with inflated cathode strip foils // Nucl. Instrum. Meth. A, 1998. V.404, P.295–304.

- [112] Chiang I.H., Garber E., Kettell S.H. *et al.* CsI endcap photon detector for a $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ experiment at BNL // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1995. V.42, P.394.
- [113] Komatsubara T.K., Morimoto T., Omata K. *et al.* Performance of fine mesh photomultiplier tubes designed for an undoped CsI endcap photon detector // Nucl. Instrum. Meth. A, 1998. V.404, P.315–326.
- [114] Caso C., Conforto G., Gurtu A. *et al.* Review of particle physics. Particle Data Group // Eur. Phys. J. C, 1998. V.3, P.1–794.
- [115] Meyers P. A modified version of the UMC Multiple Scattering Routine MSCAT1: E787 Technical Note TN-77, 1985 / P. Meyers // Brookhaven National Laboratory (paper only).
- [116] Stevens A.J. Nuclear interactions in CH revisited: E787 Technical Note TN-140, 1987 / A.J. Stevens // Brookhaven National Laboratory (paper only).
- [117] Nelson W.R. The EGS4 Code System: Stanford Linear Accelerator Center report SLAC-265, 1985 / W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers // SLAC server. URL: www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-265.pdf (дата обращения 17.10.2014).
- [118] Mizouchi K. Experimental search for the decay $\pi^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$ // Ph.D. thesis, Graduate School of Science, Kyoto University, 2006.
- [119] Cowan G., Cranmer K., Gross E. and Vitells O. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics // Eur. Phys. J. C, 2011. V.71, P.1554.
- [120] Aad G., Abajyan T., Abbott B. *et al.* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B, 2012. V.716, P.1.
- [121] Feldman G.J. and Cousins R.D. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. D, 1998. V. 57, P.3873.