

На правах рукописи

Шайхиев
Артур Тагирович

Поиск тяжелых нейтрино в распадах положительных каонов

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра и
элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Научный руководитель:

профессор, доктор физико-математических наук, заведующий Отделом физики высоких энергий ИЯИ РАН

Куденко Юрий Григорьевич

Официальные оппоненты:

Ольшевский Александр Григорьевич, профессор, доктор физико-математических наук, начальник Научно-экспериментального отдела физики элементарных частиц Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна)

Пахлов Павел Николаевич, член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, начальник Лаборатории физики тяжелых кварков и лептонов Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» Федерального государственного бюджетного учреждения «Государственный Научный Центр Российской Федерации Институт Теоретической и Экспериментальной Физики» ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» (г. Москва)

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск)

Защита состоится _____ в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте <http://www.inr.ru>

Автореферат разослан _____

Ученый секретарь

диссертационного совета

доктор физико-математических наук

С.В. Троицкий

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Стандартная модель 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 осциллирующий 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 $300 \text{ МэВ}/c^2$ в распадах каонов посвящена данная работа.

Цель работы

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 $175\text{--}300 \text{ МэВ}/c^2$. 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 отсутствия 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 ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $p_\mu = 236 \text{ МэВ}/c$ 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 $175\text{--}300 \text{ МэВ}/c^2$, 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 акцептанс распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса вылетающего мюона (массы тяжелого нейтрино) и вычислена чувствительность эксперимента к искомому распаду при 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

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», HEPFT 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.

Публикации

Непосредственно по материалам диссертации опубликовано 7 печатных работ, в числе которых 2 статьи в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, 5 статей в материалах научных конференций. Список опубликованных работ приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Заключения. Работа изложена на 108 страницах, включая 52 рисунка, 36 таблиц и список литературы, состоящий из 121 ссылки.

Содержание работы

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 (СМ). 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 диапазоне масс тяжелых нейтрино до 100 ГэВ/ c^2 .

Экспериментальные доказательства осцилляций нейтрино свидетельствуют о том факте, что активные нейтрино должны иметь маленькую, но ненулевую массу. 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, основная идея которого заключается в добавлении в СМ нескольких нейтральных массивных электро-слабых синглетов (стерильных нейтрино).

Можно вводить различное число 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 два стерильных нейтрино. Однако, для объяснения, например, барионной асимметрии Вселенной или темной материи необходимо большее число тяжелых нейтрино. Одним из примеров таких теоретических конструкций может служить ν MSM модель с тремя стерильными нейтрино, которые имеют массы меньше электрослабого масштаба (сотни ГэВ). Во всех подобных теоретических конструкциях порядок масс новых введенных частиц неизвестен. Он может быть как много больше электрослабого масштаба, так и много меньше (несколько эВ).

Тяжелые нейтрино можно обнаружить в лептонных распадах π , K , B и D мезонов путем изучения спектра вылетающих заряженных частиц и поиска пика. Если тяжелые нейтрино рождаются в таких распадах, то спектр лептонов, например по импульсу, будет иметь дополнительный пик:

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

где p_l — 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

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

где ρ — кинематический фактор, остальные обозначения такие же как в формуле (1). 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. 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 с тяжелыми нейтрино, так как предсказания

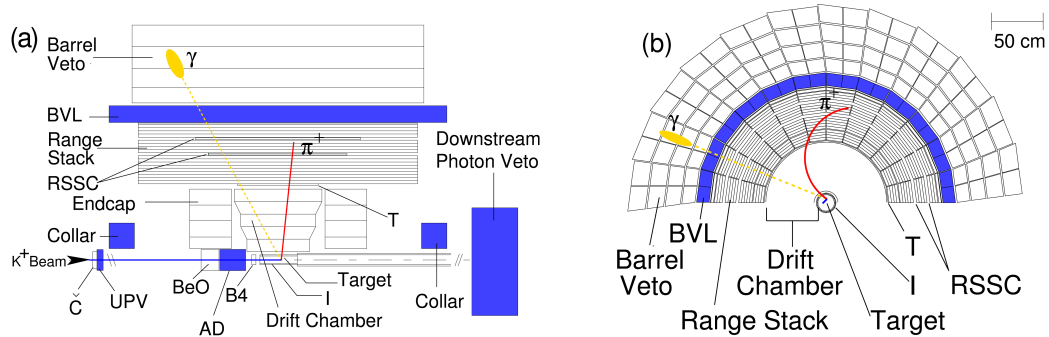


Рис. 1. Схематический вид верхней половины детектора эксперимента E949 сбоку (a) и спереди (b). Элементы установки описаны в тексте

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.

На сегодняшний день самое сильное ограничение на параметр смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, в диапазоне масс $m_\pi < m_{\nu_H} < m_K$ ($m_\pi = 139.57$ МэВ/ c^2 , $m_K = 493.67$ МэВ/ c^2) получено в эксперименте PS191 в ЦЕРНе и варьируется от $\sim 10^{-6}$ до $\sim 10^{-9}$. Данный диапазон масс привлекателен тем, что его возможно исследовать, используя уже существующие, но никогда не рассматривавшиеся с точки зрения поиска тяжелых нейтрино, экспериментальные данные эксперимента E949.

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.

Эксперимент E949 проходил в Брукхевенской Национальной лаборатории на синхротроне AGS (Alternating Gradient Synchrotron). Экспериментальная установка показана на рис. 1. Для получения каонов протоны ускоряются AGS до импульса 21.5 ГэВ/с

и ударяются в платиновую мишень. 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. Окончательное отношение положительных каонов к пионам на выходе из системы транспортировки пучка $K^+/\pi^+ = 3 : 1$. Система координат детектора E949 такова, что ось z направлена по направлению пучка, а оси x и y горизонтально и вертикально вверх соответственно.

Пучок каонов с импульсом 710 МэВ/с идентифицируется черенковским счетчиком. За черенковским детектором расположены две проволочные камеры (BWPCs), которые позволяют наблюдать за профилем пучка и идентифицировать дополнительные частицы из пучка. Далее располагаются замедлители пучка каонов, которые имеют активную и неактивную части. Сначала идет неактивная часть, состоящая из оксида бериллия (BeO), полная толщина которого подобрана таким образом, чтобы затормозить каоны с импульсом 710 МэВ/с. Вслед за неактивным замедлителем следует активный (AD), позволяющий идентифицировать частицы в пучке и фиксировать какую-либо активность, одновременную с распадом каона. За замедлителями пучка находится счетчик потерь энергии (В4 годоскоп). Данный счетчик расположен прямо перед сцинтилляционной мишенью и служит для детектирования координаты частицы, а также для последующего $K - \pi$ разделения по потерям энергии.

Каоны, почти остановленные в замедлителе, попадают в активную мишень из сцинтилляционного волокна, расположенную в центре детектора, останавливаются и распадаются в ней. Рабочая область мишени определяется двумя слоями сцинтилляционных счетчиков, которые окружают мишень (I-счетчик, IC).

Дрейфовая 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.

Сцинтилляционный детектор пробега (RS) расположен сразу после UTC и состоит из 19 слоев сцинтилляторов. Основными функциями детектора пробега являются измерение энергии и пробега заряженных частиц, а также их идентификация.

Регистрация какой-либо активности, одновременной с заряженным треком, важна при подавлении фоновых событий для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, изучавшегося в эксперименте E949. Фотоны от радиационных распадов регистрируются различными фотонными детекторами, которые показаны на рис. 1.

Функцию фотонного вето может выполнять почти каждый детектор установки E949. Детекторы фотонов окружают вершину распада каона на телесный угол 4π . Детекторы бокового вето, BV и BVL, покрывают $2/3$ полного телесного угла. Оставшуюся треть телесного угла покрывает торцевое вето (EndCap) и другие калориметры, расположенные вокруг линии пучка и покрывающие области с маленькими углами вокруг пучка.

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. Основной триггер состоит из многих условий, которые можно объединить в 5 групп:

1. Каон должен остановиться в мишени.
2. Заряженный трек должен попасть в рабочий объем детектора ($A_{Fid\&Range}$).
3. Заряженный трек не должен долететь до 19-го слоя детектора пробега (A_{19ct}). Это условие подавляет длинные треки (в основном мюоны от $K_{\mu 2}$ распада).
4. Дополнительное требование на длину заряженного трека ($A_{RefinedRange}$), которое подавляет длинные мюонные треки, удовлетворяющие A_{19ct} .
5. Фотонное вето: любая активность в детекторе, совпадающая по времени с заряженным треком, запрещена.
6. Онлайн идентификация пиона ($A_{\pi^+ \rightarrow \mu^+}$): в счетчике остановки, определенном онлайн, ищется цепочка распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+$, что подавляет мюоны от распада каонов.

Общее число остановленных каонов, набранных основным триггером эксперимента, который оптимизирован для идентификации положительных пионов, и доступное для поиска тяжелых нейтрино, равно 1.70×10^{12} .

Вдобавок к основному триггеру различные дополнительные триггеры с более простыми требованиями также записывали события для дальнейшего использования их в калибровке детектора, изучении фонов и измерении эффективностей различных критериев отбора. В нашем анализе мы использовали KM21, KP21 и π_{scat} триггеры. KM21 оптимизирован для регистрации мюонов от $K_{\mu 2}$ распада. KP21 триггер оптимизирован, чтобы регистрировать пионы от $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ($K_{\pi 2}$) распада. В пучке каонов находится значительная часть пионов, эти пионы выбирались π_{scat} триггером для изучения качества трека в детекторе.

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), в которой $l = \mu$.

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.

Для подавления фоновых событий, прошедших основной триггер эксперимента, мы использовали многочисленные критерии отбора, которые можно условно разделить на 8 основных групп:

1. Реконструкция трека в дрейфовой камере.
2. Кинематические критерии для определения рабочего объема детектора E949.
3. Подавление рассеяния заряженного трека в детекторе пробега.
4. Выборка событий в пучке. Данная группа критериев отбора направлена на идентификацию влетающей частицы (каон) и устранения возможности попадания в мишень двух частиц одновременно.
5. Подавление распадов каонов на лету.
6. Выборка событий в мишени. Данная группа критериев отбора позволяет выбрать качественный одиночный заряженный трек в мишени и устранить возможное рассеяние.
7. Соответствие пробег-импульс в детекторе пробега, позволяющее разделить мюоны и пионы.
8. Фотонное вето. Любая активность в детекторах фотонов, совпадающая по времени с заряженным треком, запрещена. В нашем анализе мы использовали слабое и сильное фотонное вето. Слабое фотонное вето применялось для вычисления вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада и определения систематических ошибок, а также для изучения формы фона. Сильное фотонное вето применялось для определения акцептанса распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$, обработки всех данных и получения конечного результата.

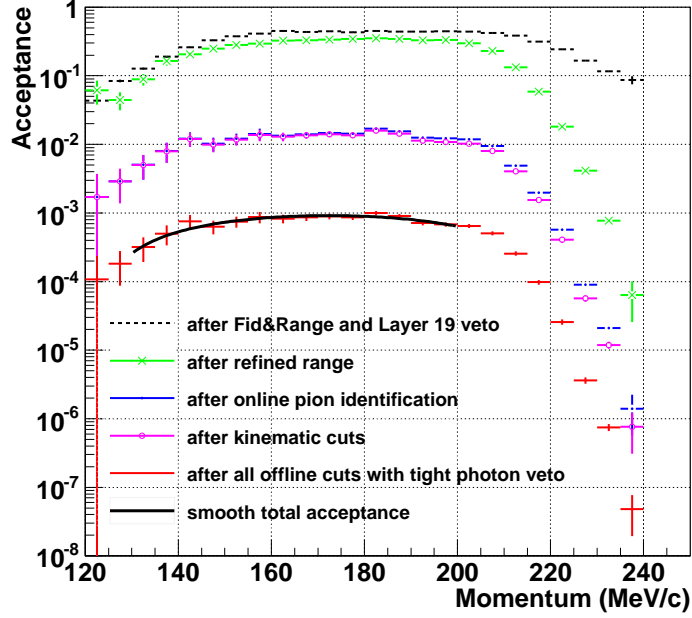


Рис. 2. Зависимость эффективности от импульса после применения различных критериев отбора

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.

Акцептанс распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ определяется двумя факторами: триггером и дополнительными критериями отбора. Для определения акцептанса простых критериев, таких как $A_{Fid\&Range}$, A_{19ct} , $A_{RefinedRange}$ и кинематических условий, мы использовали Монте-Карло моделирование распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$. Идентификация пиона онлайн не встроена в Монте-Карло моделирование, поэтому для определения акцептанса этого условия использовались данные из KP21 триггера. Для определения акцептанса критериев отбора в пучке и мишени, подавления распадов каонов на лету и фотонного вето использовались мюоны от $K_{\mu 2}$ распада, которые прошли KM21 триггер, т.к. $K_{\mu 2}$ распад похож на искомый $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ распад: один заряженный трек и ничего больше.

Полная эффективность установки к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ в зависимости от импульса показана на рис. 2. Таким образом, для поиска тяжелых нейтрино в эксперименте E949 наиболее эффектив-

но исследовать область импульсов мюонов от 130 до 200 МэВ/с. Согласно рис. 2 акцептанс в этой области слабо зависит от импульса и имеет наибольшее значение.

Акцептанс распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/с² ($p_\mu \simeq 164$ МэВ/с) равен

$$A_{m_{250}} = (8.00 \pm 1.05(stat.)) \times 10^{-4}, \quad (3)$$

где показана только статистическая ошибка, систематическая будет определена позже.

Таким образом, чувствительность (single event sensitivity или S.E.S.) эксперимента E949 к распаду $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ с массой тяжелого нейтрино $m_{\nu_H} = 250$ МэВ/с² может быть вычислена по следующей формуле:

$$S.E.S. = \frac{1}{Acc \times N_K} = 7.35 \times 10^{-10}, \quad (4)$$

где Acc — 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 посвящена изучению 1/20 всех экспериментальных данных. В частности, описывается процедура проверки акцептанса, измеренного в Главе 3, с помощью измерения вероятности распадов $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu\nu\gamma}$, проводится изучение основных фоновых процессов, а также рассматривается соответствующий метод поиска пиков от тяжелых нейтрино в спектре импульсов мюонов от распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

Для измерения вероятности $K_{\mu 2}$ распада необходимо скорректировать акцептансы трех условий основного триггера ($A_{\overline{19ct}}$, $A_{RefinedRange}$ и $A_{\pi^+ \rightarrow \mu^+}$), т.к. эти условия были специально оптимизированы для подавления мюонов от $K_{\mu 2}$ распада, а также одного дополнительного критерия, потому что в исследуемом наборе данных присутствовали мюоны, рассеянные в детекторе пробега. Эти критерии отбора изучались с помощью мюонов, прошедших KM21 и KP21 триггеры. В результате общая эффективность критериев отбора к $K_{\mu 2}$ распаду равна $A_{K_{\mu 2}} = (1.60 \pm 0.45) \times 10^{-7}$, где основной вклад в ошибку вносит статистическая ошибка определения $A_{RefinedRange}$ и $A_{\pi^+ \rightarrow \mu^+}$ из-за маленького числа событий в KP21 триггере после применения этих критериев отбора. Измеренная вероятность $K_{\mu 2}$ распада равна $BR(K_{\mu 2}) = 0.54 \pm 0.15$,

статистическая ошибка является доминирующей. Полученная вероятность согласуется в пределах ошибок с измеренными ранее значениями из таблицы экспериментальных данных Particle Data Group (PDG): $BR^{PDG}(K_{\mu 2}) = 0.6355 \pm 0.0011$.

Для определения вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада все эффективно-сти критериев отбора уже известны, кроме фотонного вето, т.к. в конечном состоянии присутствует один фотон. Вероятность этого распада измерялась в диапазоне импульсов мюонов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с. Для определения аксептанса фотонного вето использовалось Монте-Карло моделирование и таблица неэффективности регистрации одного фотона в детекторе. Измеренный аксептанс равен $A_{PV} = (1.24 \pm 0.38) \times 10^{-2}$, основной вклад в ошибку вносит тот факт, что в моделирование не встроен шум электроники и мы не знаем точные значения порогов фотонных детекторов в этом случае (экспериментальные пороги выставлялись с учетом шумов). Таким образом, общая эффективность критериев отбора к $K_{\mu\nu\gamma}$ распаду равна $A_{K_{\mu\nu\gamma}} = (3.60 \pm 1.11) \times 10^{-5}$, а вероятность $K_{\mu\nu\gamma}$ распада равна,

$$BR(K_{\mu\nu\gamma}) = (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-3}, 140 < p_\mu < 200 \text{ МэВ/с}, \quad (5)$$

где ошибка практически полностью определяется ошибкой измерения фотонного вето. Измеренное ранее значение вероятности для данного распада представлено для диапазона импульсов мюонов $p_\mu < 231.5$ МэВ/с: $BR^{PDG}(K_{\mu\nu\gamma}) = (6.2 \pm 0.8) \times 10^{-3}$. Чтобы сравнить это значение с измеренным значением, мы должны знать отношение числа событий в этих диапазонах импульсов для $K_{\mu\nu\gamma}$ 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 и равно 0.2231 ± 0.0004 . Таким образом, измеренное ранее значение вероятности $K_{\mu\nu\gamma}$ распада в диапазоне импульсов мюонов $140 < p_\mu < 200$ МэВ/с должно быть равно: $BR^{PDG}(K_{\mu\nu\gamma}) = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}$. 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 $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$.

Основные фоновые процессы, такие как $K_{\mu\nu\gamma}$, $K_{\mu 3}$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ ($K_{\pi 2 \gamma}$), были смоделированы методом Монте-Карло. 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 событий оказался меньше 1% от вклада $K_{\mu\nu\gamma}$ распада из-за наличия двух фотонов в конечном состоянии. 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, учитывая их вероятности распадов и число смоделированных событий. С учетом всех ошибок экспериментальные данные соответствуют моделированию $K_{\mu 2} + K_{\mu\nu\gamma}$ распадов. Однако, Монте-Карло не является лучшим инструментом для описания экспериментальных данных, т.е. мы не знаем точную форму фона, но здесь важно отметить, что смоделированный спектр мюонов не имеет каких-либо значимых провалов или пиков и мы можем сделать предположение, что экспериментальный спектр мюонов также является гладким.

Распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ двухчастичный и импульс мюона имеет определенное значение в зависимости от массы тяжелого нейтрино. В эксперименте мы наблюдаем не монохроматичный пик в импульсе мюона, а некую форму сигнала из-за рассеяния в детекторе. Для поиска пиков от тяжелых нейтрино в спектре импульсов мюонов нам необходимо знать форму искомого сигнала. Было проведено моделирование распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ для различных значений масс тяжелого нейтрино. В результате за форму сигнала бралось распределение Гаусса со средним значением в исследуемой точке по импульсу и со стандартным отклонением, равным импульсному разрешению детектора, которое зависит от импульса по формуле

$$\sigma(p) = (-0.1071 + 0.01278 \times p(\text{МэВ}/c)) \pm 0.14 \pm 0.05 \quad \text{МэВ}/c \quad (6)$$

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

Для поиска пиков использовался метод максимального правдоподобия, основанный на результатах работы Вилкса и Вальда,

который применялся для открытия бозона Хиггса в эксперименте ATLAS.

Предложенная функция правдоподобия задается выражением:

$$L(\mu, \theta) = \left\{ \prod_{i=1}^{N_{bin}} \frac{(\mu \cdot \epsilon s_i + \beta b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu \cdot \epsilon s_i + \beta b_i)} \right\} \times Gauss(\epsilon; \epsilon_{peak}, \sigma_{\epsilon_{peak}}), \quad (7)$$

где N_{bin} —число ячеек в исследуемой области; s_i и b_i —вероятности распределения сигнала и фона соответственно в i -ой ячейке; n_i —полное число наблюдаемых событий в i -ой ячейке; β —параметр фона, одинаковый во всех исследуемых ячейках; параметр ϵ добавлен для того, чтобы учесть полный аксептанс к искомому распаду при помощи распределения Гаусса со средним значением ϵ_{peak} и стандартным отклонением $\sigma_{\epsilon_{peak}}$ (полная ошибка определения аксептанса); 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 (6)). Форма фона, b_i , для данного исследования определяется из экспериментальных данных. 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 $\hat{\mu}$ приравнивается нулю, если наилучший фит дает отрицательное значение. Результаты, полученные при применении данного метода, согласуются с результатами, полученными методом Фелдмана-Казинса.

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. Это искусственный набор данных, который должен соответствовать форме фона. В нашем анализе точная форма фона не может быть получена из Монте-Карло моделирования, поэтому она определялась напрямую из данных при предположении, 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 (6)) около предполагаемого среднего значения пика фитировались полиномом второй степени. Полная область поиска пиков находится в диапазоне импульсов от 130 до 200 МэВ/с, поэто-

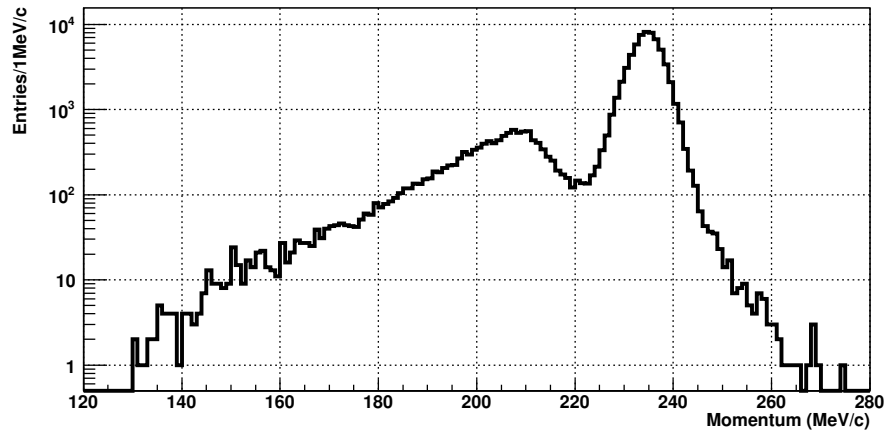


Рис. 3. Спектр импульсов мюонов после всех критериев отбора с сильным фотонным вето для всех данных

му описанная процедура повторялась 71 раз для каждого значения импульса с шагом 1 МэВ/с. Экспериментальный 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.

Глава 5 посвящена обработке всех экспериментальных данных. Для поиска тяжелых нейтрино в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ было применено сильное фотонное вето, чтобы подавить фон от распада $K_{\mu\nu\gamma}$ как можно больше. Спектр импульсов мюонов после прохождения всех критериев отбора показан на рис. 3. Перед применением метода поиска пиков, было найдено, что диапазон $\pm 9\sigma$ не подходит для определения формы фона. Вместо него был выбран диапазон $\pm 6\sigma$ вокруг выбранной точки. Результат применения метода поиска пиков к полученному спектру показан на рис. 4. Пунктирная линия показывает ожидаемый верхний предел на параметр сигнала μ (90% C.L.), используя азимовский набор данных (только фон), черная сплошная линия показывает измеренный верхний предел на параметр сигнала μ (90% C.L.), 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,

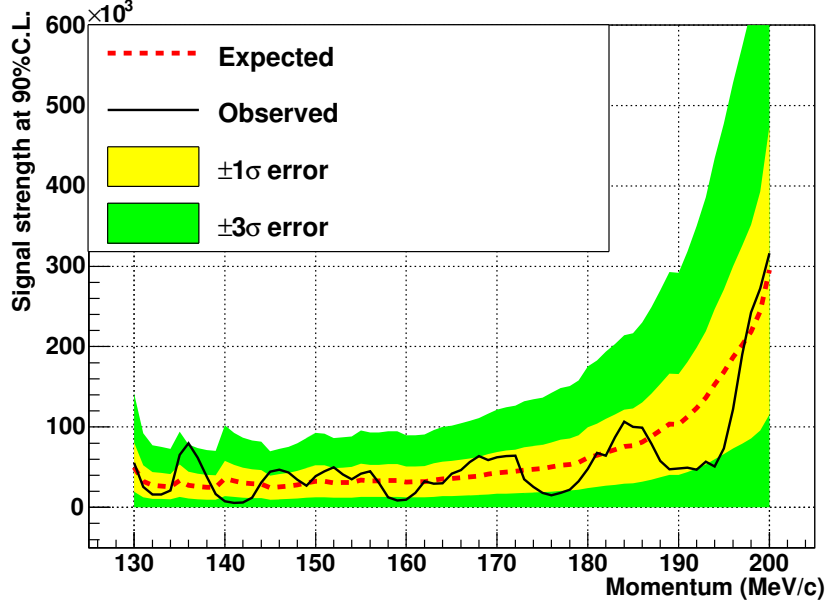


Рис. 4. Результат применения метода поиска пиков ко всем данным. Подробное описание в тексте

мы можем поставить ограничение на матричный элемент смешивания между мюонным и тяжелым нейтрино, $|U_{\mu H}|^2$, используя формулу:

$$|U_{\mu H}|^2 = \frac{N_{candidates}}{Acc \times N_K \times \rho \times BR(K_{\mu 2})}, \quad (8)$$

где Acc —полный акцептанс; $N_K = 1.70 \times 10^{12}$ —полное число остановленных каонов; ρ —кинематический фактор, $BR(K_{\mu 2}) = 0.6355$. Это ограничение изменяется от 10^{-7} до 10^{-9} для диапазона масс тяжелого нейтрино 175–300 МэВ/с² и показано на рис. 5.

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

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 идентифика-

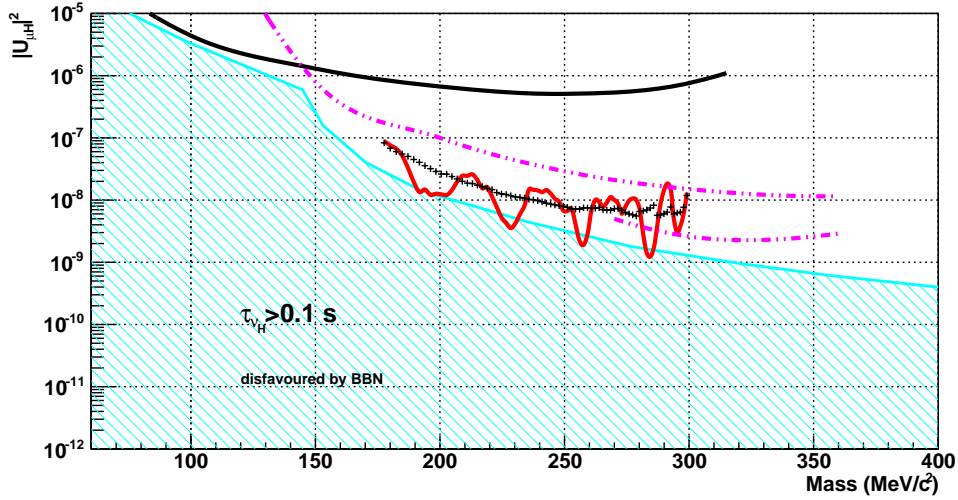


Рис. 5. Ограничение сверху (90% C.L.) на матричный элемент смешивания $|U_{\mu H}|^2$, полученное из данного анализа (сплошная красная линия, черные крестики показывают ожидаемое ограничение при наличии только фона) и предыдущих экспериментов. Сплошная черная линия показывает предыдущий результат по поиску пиков в распадах каонов. Штрих-пунктирные фиолетовые линии показывают результаты поиска распадов тяжелых нейтрино в эксперименте CERN PS191 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

- ции 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 при отсутствии фоновых процессов. Величина чувствительности остается практически постоянной для исследуемого 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 $K_{\mu 2}$ и $K_{\mu \nu \gamma}$ в интервале им-

пульсов мюонов 140–200 МэВ/с:

$$BR(K_{\mu 2}) = 0.54 \pm 0.15,$$
$$BR(K_{\mu\nu\gamma}, 140 < p_{\mu} < 200 \text{ МэВ/с}) = (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-3}$$

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, $|U_{\mu H}|^2$.

Список публикаций по теме диссертации

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.