

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО ДЛЯ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ P2O

© 2024 г. В. Н. Горячев<sup>1)</sup>, Ф. Н. Новосколыцев<sup>1)</sup>, Р. Ю. Синюков<sup>1)</sup>, А. А. Соколов<sup>1),\*</sup>

Поступила в редакцию 27.07.2024 г.; после доработки 05.09.2024 г.; принята к публикации 05.09.2024 г.

В данной работе описываются метод мечения нейтрино в нейтринных экспериментах и принципы его реализации. Метод мечения нейтрино заключается в кинематической реконструкции реакции образования нейтрино — распада  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  — по измерению параметров заряженных частиц — родительского мезона и мюона — с использованием станции мечения. Это позволяет с хорошей точностью восстановить энергию, направление и точку образования нейтрино. Представлены описание метода мечения нейтрино, потенциальные преимущества полученного пучка для экспериментов с короткой и длинной базой. Рассмотрена схема станции мечения нейтрино и промоделирована ее работа.

DOI: 10.31857/S0044002724060132, EDN: NOTXMF

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдение осцилляций нейтрино явилось наиболее важным открытием последних десятилетий в области физики частиц. В настоящее время в физике нейтрино происходит переход от наблюдения отдельных экспериментальных аномалий в область точных исследований с прочным теоретическим обоснованием. Для феноменологического описания осцилляций используется схема с тремя активными нейтрино ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ ), связанными с массовыми состояниями ( $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и  $\nu_3$ ) через  $3 \times 3$ -матрицу смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (ПМНС) [1–4]. Структура матрицы ПМНС определяется тремя углами смешивания  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  и фазой, отражающей несохранение комбинированной четности (нарушение  $CP$ -инвариантности) у лептонов.

Дальнейшие исследования свойств нейтрино связаны с решением фундаментальных проблем астрофизики и космологии, с пониманием роли нейтрино на ранних стадиях эволюции Вселенной, вкладом нейтрино в формирование наблюдаемой барионной асимметрии, возможной связи этой асимметрии с предполагаемым  $CP$ -нарушением в лептонном секторе. Продвинуться в этих вопросах можно, изучая осцилляции нейтрино в экспериментах с энергией  $\mathcal{O}(1\text{--}10)$  ГэВ, генерируемых на ускорителе. В подобных экспериментах обычно используются два нейтринных детектора. Первый из них (“ближний” детектор) устанавливается вблизи ускорителя  $\mathcal{O}(100\text{--}1000)$  м и применяется для определения характеристик начального пучка нейтрино. Второй размещается далее по направлению нейтрино и измеряет их поток после осцилляций. Для изучения стандартных осцилляций нейтрино в этом эксперименте состояние, на которое они распространяются, должно

составлять  $\mathcal{O}(100\text{--}1000)$  км. Это нейтринные эксперименты с длинной базой (LBNE). Эксперименты с короткой базой нейтрино (SBNE), в которых используется только “ближний” детектор, возможно также применять для поиска нестандартных осцилляций.

В SBNE- и LBNE-экспериментах параметры нейтрино определяются на основе измерения конечного состояния нейтринного взаимодействия в детекторе. В данной работе рассматривается метод “меченых” нейтрино, позволяющий уточнять эти параметры. Метод заключается в кинематической реконструкции параметров нейтрино в реакции их образования  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  путем измерения здесь параметров заряженных частиц.

Схема LBNE-эксперимента P2O (см. ниже) и формирование пучков нейтрино для этого эксперимента описаны в разд. 2. Описание метода мечения нейтрино, потенциальные преимущества полученного пучка для экспериментов с короткой и длинной базой, а также оценки его наиболее важных технических характеристик представлены в разд. 3. В разд. 4 описано моделирование системы мечения нейтрино для ближнего детектора, представлены основные характеристики полученного нейтринного пучка. В разд. 5 представлены результаты исследования и обсуждаются перспективы нейтринных экспериментов с использованием меченых нейтрино.

## 2. НЕЙТРИННЫЙ КАНАЛ НА У-70 ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА P2O

Несколько лет назад была высказана идея об использовании нейтринного пучка от ускорителя У-70, направленного в Средиземное море для регистрации нейтрино строящимся вблизи побережья Франции глубоководным детектором ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) для проведения экспериментов по определению иерархии масс нейтрино.

<sup>1)</sup> НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

\* E-mail: sokolov\_a@ihep.ru

но и поиска нарушения  $CP$ -инвариантности в лептонном секторе [5]. Было показано, что ускоритель У-70 может генерировать в распадах  $\pi$ - и  $K$ -мезонов нейтрино с энергией около нескольких ГэВ, что оптимально для проведения эксперимента. Пучок нейтрино в эксперименте имеет базу 2595 км, близкую к “магической” величине 2540 км [6, 7]. Таким образом, планируемый эксперимент, получивший название P2O (Protvino-to-ORCA), будет обладать уникальными характеристиками даже при относительно низкой интенсивности пучка У-70 (90 кВт) в первой фазе эксперимента. Для реализации проекта необходимо сооружение нового нейтринного канала на ускорителе У-70, который также сможет обеспечить богатую научную программу исследований на короткой базе, на площадке в Протвино.

Для измерения фазы  $CP$ -нарушения с хорошей точностью важным является создание нейтринного канала в эксперименте P2O, обеспечивающего формирование нейтринного пучка с узким или хорошо измеренным энергетическим спектром. Получить пучок нейтрино с хорошо измеренным энергетическим спектром возможно с помощью восстановления кинематики распадов  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ , в которых рождаются нейтрино (пучок меченых нейтрино). Идея пучка меченых нейтрино [8] состоит в том, что одновременно с регистрацией нейтринного взаимодействия в детекторе при помощи специальной станции мечения измеряются характеристики заряженных частиц в соответствующей реакции распада родительского  $\pi(K)$ -мезона  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ . По этим измерениям оказывается возможным с хорошей точностью восстановить энергию, направление и точку образования нейтрино.

Специализированные пучки мюонных нейтрино на протонных ускорителях высоких энергий образуются при взаимодействии пучка протонов, выведенного из ускорителя, с мишенью. Это взаимодействие обеспечивает образование заряженных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, которые затем отбираются по знаку заряда, фокусируются в нужном импульсном и угловом интервалах и направляются в вакуумированный распадный канал длиной  $O(100)$  м, в котором они могут распадаться, образуя нейтрино. Фокусируя мезоны определенного импульса, а также изменяя длину распадного канала, можно отбирать нейтрино различных энергий и, соответственно, изменять энергию полученного нейтринного пучка. Основные моды распада мезонов с образованием нейтрино — это  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ . Таким образом, пучки нейтрино, сформированные на ускорителях, в основном состоят из мюонных нейтрино  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ , в которых имеется также небольшая примесь ( $\sim 0.5$ – $1\%$ ) электронных нейтрино  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  от распадов  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e) \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ ,  $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e)$ . Распределение нейтрино по энергии зависит от параметров нейтринного канала и может иметь как широкий, т.е. покрывающий большой диапазон энергии, так и

узкий спектр, содержащий нейтрино в небольшой области энергии.

Свободный распадный участок заканчивается адронным и мюонным поглотителем. В эксперименте обычно формируется только пучок нейтрино или антинейтрино. Схема изначального нейтринного канала ИФВЭ представлена на рис. 1.

Для создания современного нейтринного канала в ИФВЭ предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 пучок протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до  $10^{13}$  частиц за цикл длительностью около 9 с. Принципиальная оптическая схема нейтринного канала, основные расчетные характеристики формируемых пучков, параметры пучков нейтрино на дальнем детекторе, расположенном на расстоянии 2595 км от конца распадного участка канала, представлены в работе [9].

При создании принципиальной оптической схемы нейтринного канала значительное внимание уделялось уменьшению плотности потока родительских  $\pi(K)$ -мезонов в пучке, для чего использовались три способа. Во-первых, частицы в пучке были разнесены во времени, для чего рассматривался вывод протонов из ускорителя в течение нескольких секунд (медленный вывод) вместо традиционно используемого вывода в несколько микросекунд. Во-вторых, частицы в пучке были разнесены в пространстве с помощью соответствующей адаптации поперечного профиля пучка. Также родительские частицы были так отобраны по импульсу, чтобы оставались только  $\pi(K)$ -мезоны, которые образуют нейтрино в диапазоне энергий, оптимальном для изучаемых явлений. Такая селекция по импульсу позволяет снизить плотность потока частиц на один–два порядка за счет удаления заряженных частиц с малым импульсом.

Для фокусировки растянутого во времени пучка  $\pi^\pm(K^\pm)$  использовались квадрупольные линзы [10]. Более того, с помощью квадрупольных линз можно также сформировать канал, который одновременно фокусирует как  $\pi^+(K^+)$ , так и  $\pi^-(K^-)$ . Такая опция может быть полезной для пучка меченых нейтрино, где киральность нейтрино возможно определять в каждом событии распада  $\pi(K)$ .

### 3. МЕТОД МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО

#### 3.1. Концептуальное описание

В экспериментах параметры нейтрино извлекаются на основе измерения конечного состояния нейтринного взаимодействия в детекторе. Точность восстановления энергии нейтрино, измерения фонов в современных экспериментах невелика:  $O(10$ – $20)\%$ . Возможность извлечения полезной дополнительной информации из измерения параметров заряженных частиц в распаде  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  позволит улучшить качество нейтринных экспериментов. Идея мечения нейтрино была предложена достаточно дав-

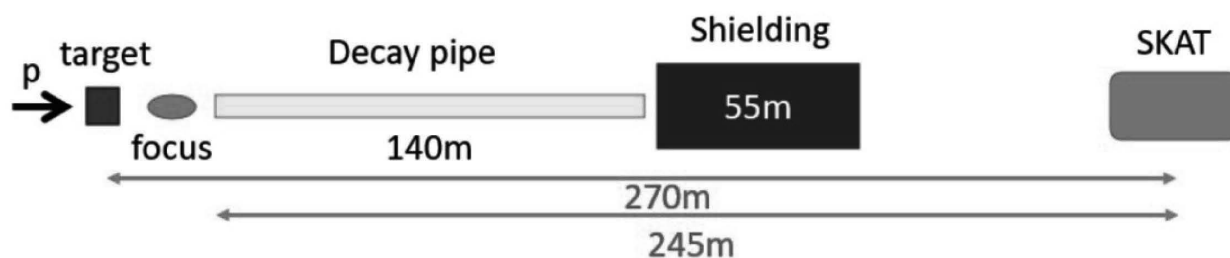


Рис. 1. Схема нейтринного канала ИФВЭ.

но [8], но так и не была полностью реализована в эксперименте<sup>1</sup>. Метод мечения нейтрино заключается в кинематической реконструкции реакции образования нейтрино — распада  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  — по измерению параметров входящей и выходящей заряженных частиц. Это позволяет с хорошей точностью восстановить энергию, направление и точку образования нейтрино.

Возможность реконструкции заряженных частиц опирается на последние достижения и продолжающиеся разработки в области кремниевых детекторов частиц, которые могут работать при высоком потоке частиц. Метод мечения позволяет индивидуально реконструировать практически все нейтрино в пучке и определить параметры частиц с беспрецедентной точностью. По временным и угловым совпадениям нейтрино, взаимодействующее в детекторе, может быть индивидуально ассоциировано с распадом  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ , в котором оно образовалось, и с соответствующим меченым нейтрино.

Система мечения нейтрино состоит из двух станций мечения, т.е. из спектрометров для измерения импульса родительского  $\pi(K)$ -мезона и импульса мюона в реакции распада  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ . Схема одной из станций мечения, спектрометра для измерения импульсов родительского  $\pi(K)$ -мезона, представлена на рис. 2.

Этот спектрометр (см. рис. 2) состоит из двух идентичных плоских магнитов с противоположным направлением магнитного поля, а также координатных плоскостей (трекеров), измеряющих направление трека частицы до и после магнитов. Такая система не меняет угла мезона, а его импульс можно вычислить по смещению трека до и после магнитов. Два магнита используются для того, чтобы сформированный вдоль оси канала мезонный пучок не разбрасывался магнитом по углу и не поглощался на стенках распадного канала.

Станция мечения для измерения импульсов родительских частиц располагается в начале распадного участка, чтобы уменьшить долю их распадов до изме-

рения их импульсов в станции. Станция мечения для измерения импульсов образовавшихся мюонов располагается в конце распадного участка, чтобы увеличить долю помеченных распадов  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ . Эта станция мечения (мюонный спектрометр) имеет аналогичное устройство, однако в ней достаточно использовать только один магнит. Импульс мюона определяется здесь измерением отклонения направления мюона после прохождения магнитной станции.

Информации об измеренных импульсах мезона и мюона достаточно, чтобы вычислить энергию и направление нейтрино, образованного в данной реакции.

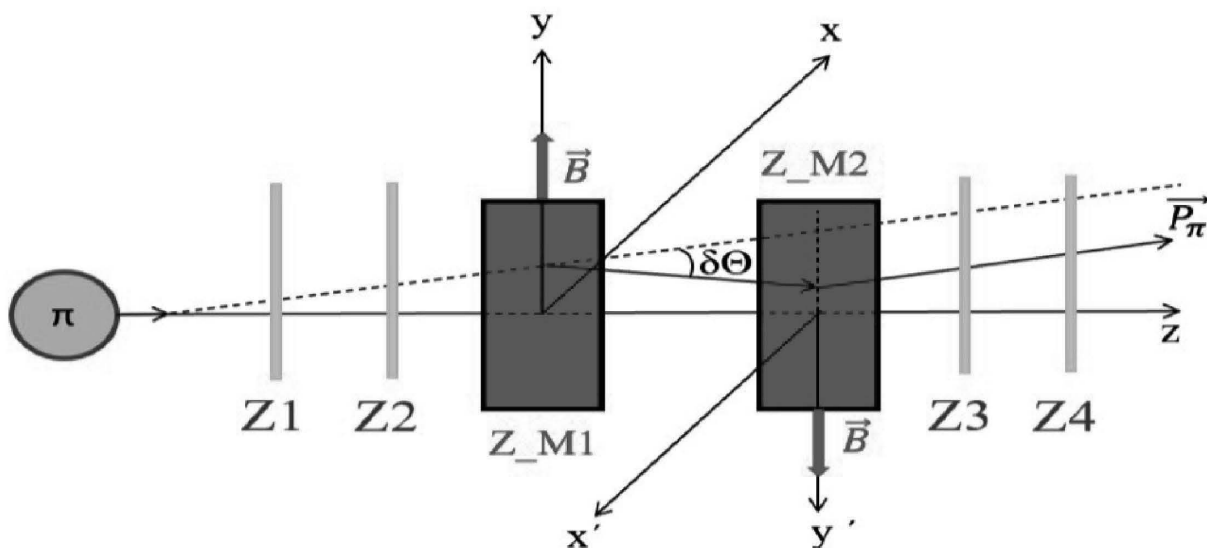
В качестве трекеров можно использовать кремниевые пиксельные детекторы. Их непрерывное совершенствование [12–14] позволяет использовать пучковые трекеры при все более высоких плотностях потоков частиц, так что становится возможным их использование при создании нейтринного канала, где поток родительских мезонов может достигать  $10^{10}$ – $11$  частиц/цикл. Спектрометры с такими трекерами позволяют реконструировать практически все распады  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ . Используя эту информацию, для каждого распада можно сформировать меченое нейтрино со следующими измеренными параметрами:

- мюонное квантовое число, определяемое образованным заряженным лептоном,
- киральность, определяемая электрическим зарядом родительского мезона,
- направление и энергия, обеспечивающие сохранение импульса и энергии в реакции распада.

### 3.2. Ожидаемые преимущества метода мечения нейтрино

Метод мечения нейтрино дает следующие преимущества. Во-первых, он позволяет восстановить параметры значительной доли нейтрино в пучке. Во-вторых, он позволяет отследить каждое взаимодействие меченого нейтрино от точки его регистрации в детекторе до его образования в распаде  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow$

<sup>1</sup> В эксперименте на ускорителе У-70 в ИФВЭ [11] несколько событий взаимодействия нейтрино в детекторе были ассоциированы с  $\mu^+$  от распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ .



**Рис. 2.** Схема станции для измерения импульсов заряженных  $\pi(K)$ -мезонов.  $Z1, Z2, Z3, Z4$  —  $z$ -координаты расположения координатных  $XY$ -плоскостей (трекеров), измеряющих координаты прохождения треков от заряженных частиц.  $Z\_M1, Z\_M2$  —  $z$ -координаты расположения отклоняющих магнитов,  $\vec{B}$  — величина индукции магнитного поля в магнитах.

$\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ . Это дает возможность, в свою очередь, точно реконструировать импульсы взаимодействующих меченых нейтрино, используя кинематику распада родительского мезона. Эти преимущества позволят улучшить измерение потока нейтрино, подавить фоновый пучок  $\nu_e$ , улучшить реконструкцию энергии нейтрино, идентификацию лептонного числа нейтрино, моделирование взаимодействия нейтрино с ядрами.

Детальное описание преимуществ пучка меченых нейтрино представлено в работе [15].

#### 4. СИСТЕМА МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО ДЛЯ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА

Для оценки возможностей системы мечения и определения характеристик нейтринного пучка в ближнем детекторе была создана программа на базе пакета GEANT, моделирующая работу распадного канала с системой мечения. Длина распадного канала принималась равной 100 м. Расстояние от конца распадного канала до ближнего детектора — 100 м. Поперечные размеры координатных пиксельных детекторов в системе мечения (см. рис. 2) составляют  $50 \times 50$  см<sup>2</sup>. Каждый магнит здесь имеет длину магнитной дорожки по пучку 1 м, магнитная индукция в них составляет 1 Тл.

Для моделирования использовалась упрощенная схема расчета, в которой источниками мюонных нейтрино являются только распады  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Вклад остальных источников нейтрино составляет порядка нескольких процентов в общем пучке и на данном этапе не рассматривается. Все пионы, попадаю-

щие при транспортировке по каналу в вещество, выбывают из рассмотрения. Используемый пучок родительских  $\pi^+$ -мезонов сформирован в канале, разработанном авторами данной работы и описанном в статье [9]. Пространственное и угловое распределение пучка  $\pi^+$ -мезонов на входе в распадный канал представлено на рис. 3.

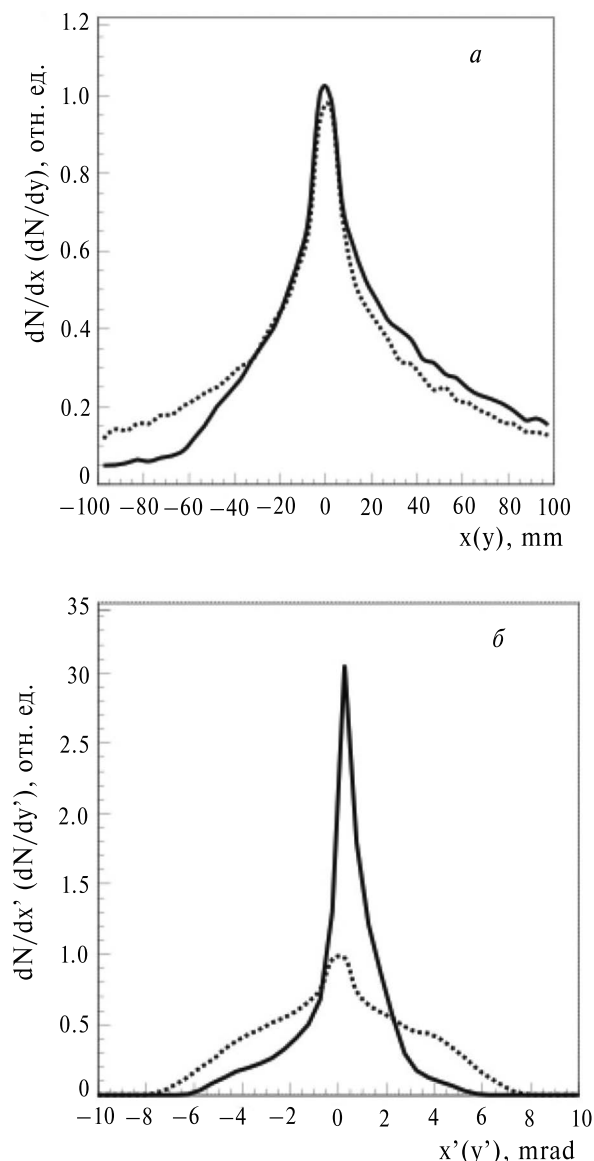
Используя на входе расчетные параметры пионного пучка после его формирования, программа моделирования проводит трассировку пионов по распадному каналу и моделирует  $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$  распад. Энергетический спектр нейтрино, попадающих в ближний детектор, представлен на рис. 4. Число нейтрино нормировано на  $10^{13}$  протонов, падающих на мишень. Общее число нейтрино, попадающих в детектор равно  $2 \times 10^9$ , их средняя энергия равна 3.85 ГэВ.

Нужно отметить, что не все нейтрино, попадающие в детектор, будут помечены (т. е. не всегда будет возможность определить их энергию и направление при помощи системы мечения), так как соответствующие им мюоны от  $\pi$ -распадов не всегда попадают в  $\mu$ -спектрометр. На рис. 5 представлено энергетическое распределение меченых нейтрино. Суммарное число таких событий равно  $6.2 \times 10^8$  (при  $10^{13}$  протонов на мишени) и составляет 31% от общего числа нейтрино, попадающих в детектор.

##### 4.1. Точность восстановления параметров нейтрино в ближнем детекторе

Рассмотрим простейший случай, когда распавшийся пион и образовавшийся мюон однозначно идентифицируются в системе мечения, а ошибки координатных детекторов вызываются только кулоновским





**Рис. 3.** Распределения  $\pi$ -мезонов по координатам (а) и углам (б) в начале распадного участка канала: сплошная кривая — горизонтальная плоскость, точечная — вертикальная плоскость.

рассеянием заряженных частиц в веществе детекторов. Программа моделирования дает информацию о сгенерированных параметрах пиона, а также мюона и нейтрино от его распада. При транспортировке частиц по системе мечения выдается информация о координатах заряженных треков, измеряемых трекерами. Учитывая также отклонение треков в магнитах пионной и мюонной станции мечения, можно вычислить импульсы исходного  $\pi$ -мезона и мюона от его распада. Продолжая восстановленные треки пиона и мюона до их пересечения, получаем координаты точки распада  $\pi^+$ -мезона. Используя законы сохранения энергии-импульса, вычисляем энергию и направле-

ние нейтрино. Сравнивая восстановленные и сгенерированные параметры нейтрино, получаем оценки точности восстановления этих параметров.

На рис. 6 представлены ожидаемые координатное разрешение точки входа нейтрино в ближний детектор и его энергетическое разрешение.

RMS для энергетического разрешения нейтрино составляет 3.4%, а для разрешения  $X, Y$  координат точки входа в детектор — 64 мм. Учет размеров пикселя кремниевого детектора приводит к тому, что энергетическое разрешение ухудшается до 4% для пикселя с размером 0.1 мм, для пикселя 0.2 мм оно составляет 5.2%.

#### 4.2. Восстановление $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада

Были проведены расчеты загрузок координатных плоскостей спектрометров мечения для выбранной системы формирования пучка. При сбросе  $10^{13}$  протонов на мишень загрузки пионного спектрометра составляют  $6 \times 10^{10}$  заряженных частиц на плоскость, для координатных плоскостей мюонного спектрометра они примерно равны  $2.6 \times 10^{10}$  частиц на плоскость. Загрузки в мюонном спектрометре вызваны в основном нераспавшимися пионами, а загрузки от мюонов составляют  $3.4 \times 10^9$  частиц на плоскость. Если консервативно принять, что временное разрешение кремниевых детекторов равно 100 пикосекунд ( $10^{-10}$  с) [12], а растяжка пучка равна 1 с, то число треков, попадающих во временное окно спектрометра 100 пикосекунд и, следовательно, не разделяющихся по времени, будет составлять в среднем:

~6 треков за сброс для пионного спектрометра,

~3 трека за сброс для мюонного спектрометра.

Для восстановления импульсов частиц прежде всего нужно правильно связать треки до и после магнитов в каждом из спектрометров, а для восстановления характеристик нейтрино нужно правильно связать треки пиона и мюона от его распада. Таким образом, нужно найти критерии связывания треков при переборке всех вариантов сработавших пикселей.

Рассмотрим критерии отбора треков, которые можно будет использовать при восстановлении импульса частиц. Сформированный пучок  $\pi^+$ -мезонов направлен в основном по оси  $OZ$ , магнитное поле в магнитах станции мечения направлено по оси  $OY$ , поэтому магнитное поле не поворачивает трек в  $YZ$ -проекции и его хиты в треках до и после магнитов лежат на одной прямой в  $YZ$ -плоскости с точностью до кулоновского рассеяния. Следовательно, для восстановления треков можно перебирать все хиты в треках в  $YZ$ -проекции до и после магнитов, проводить через них прямые и отбирать треки, имеющие “хорошую” сумму квадратов отклонений координат хитов от прямой  $\Delta^2$ . На рис. 7 представлено распределение  $\Delta^2$  для истинных и ложных треков при загрузке 6 частиц за  $10^{-10}$  с, полученное при моделировании системы мечения.

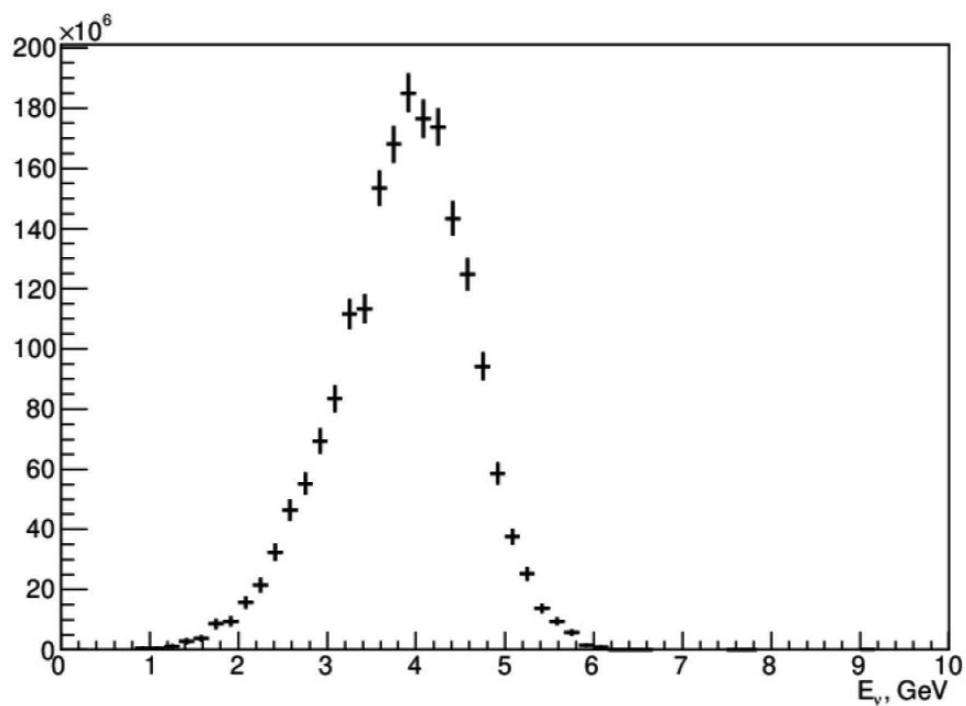


Рис. 4. Энергетический спектр нейтрино, попадающих в ближний детектор.

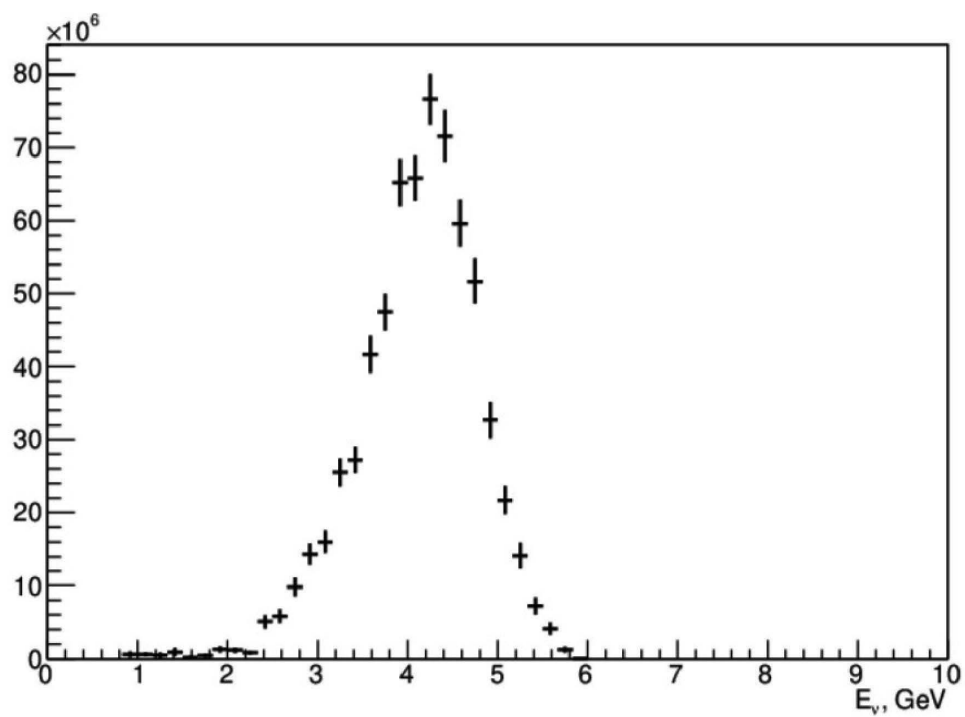


Рис. 5. Энергетический спектр меченых нейтрино, попадающих в ближний детектор.

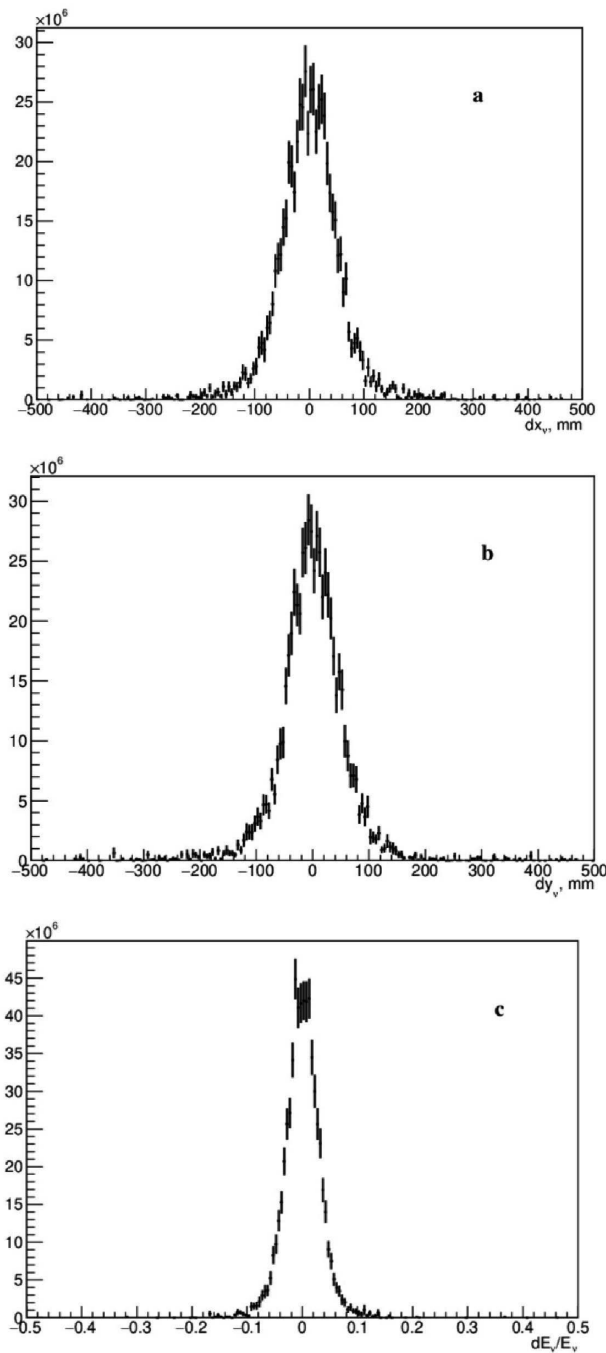


Рис. 6. Координатное разрешение точки входа в ближний детектор (а, б) и энергетическое разрешение (в) меченых нейтрино.

Если в качестве критерия отбора выбрать  $\Delta^2 < 0.04 \text{ мм}^2$ , то ему будут удовлетворять 98% “истинных” треков (однако при этом 30% “временных окон” будут содержать ложные треки).

Для дальнейшего подавления ложных треков в пионном спектрометре можно проверять восстановленные треки на параллельность до и после магнитов спектрометра в  $XZ$ -проекции. Пиксельная структу-

ра координатных детекторов позволяет автоматически получать по известным пикселям трека в  $YZ$ -проекции соответствующий трек в  $XZ$ -проекции. На рис. 8 показано распределение по разности тангенсов угла наклона трека  $\Delta k$  до и после магнитов для истинных и ложных треков.

Совместное использование критериев  $\Delta^2 < 0.04 \text{ мм}^2$  в  $YZ$ -проекции и  $|\Delta k| < 0.5 \times 10^{-3}$  в  $XZ$ -проекции приводит к эффективности регистрации истинных треков 97%, тогда как ложные треки будут содержать только 2.5% “временных окон”.

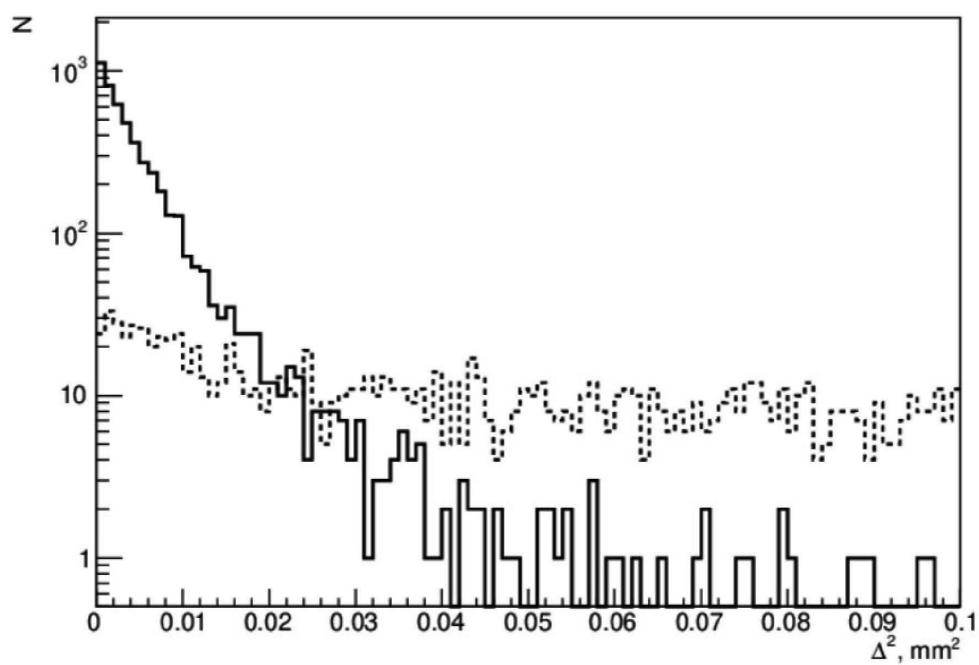
Чем больше загрузка каждой координатной плоскости не разделенными по времени хитами, тем большее число вариантов существует и тем больше вероятность получить “случайный” трек, удовлетворяющий критерию отбора  $\Delta^2, |\Delta k|$ . Например, при загрузке пионного спектрометра в 9 треков во временном окне спектрометра ложные треки будут содержаться уже в 6.4% “временных окон”.

#### 4.3. Удаление из мюонного спектрометра треков от нераспавшихся пионов

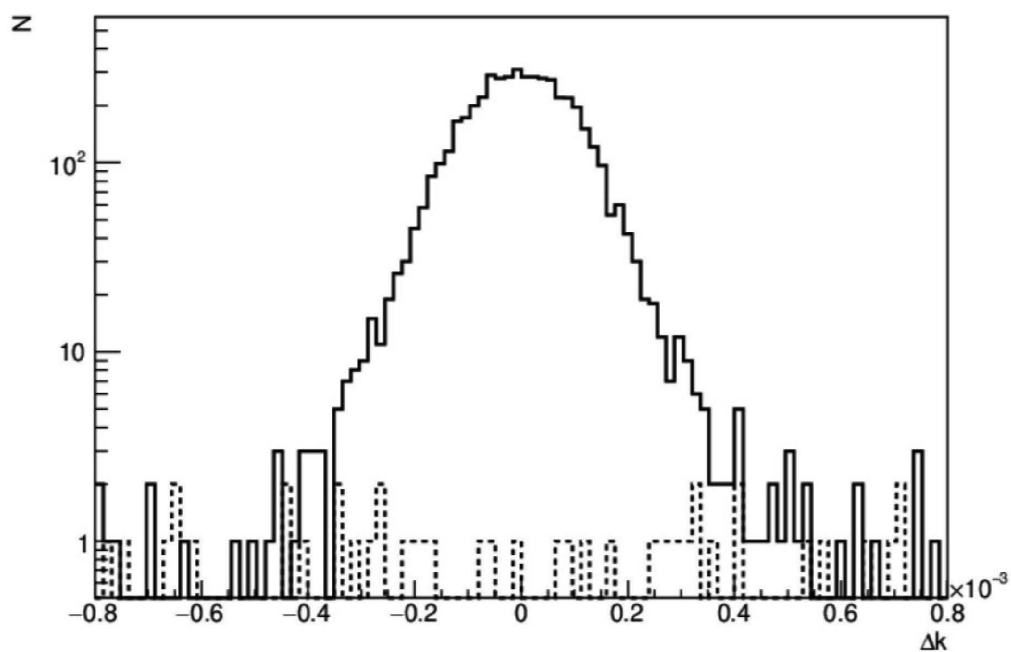
Процедура связывания мюона и его родительского пиона будет несколько сложнее. Сначала нужно очистить мюонный спектрометр от попадающих в него треков нераспавшихся пионов, что сократит число последующих переборов. Для этого нужно восстановить импульс и направление трека на входе в мюонный спектрометр в предположении, что это пион, и сравнить их с параметрами трека, выходящего из пионного спектрометра. Если они совпадают — необходимо отбрасывать такие треки. На рис. 9 показаны распределения разности параметров прямых начального (на выходе из  $\pi$ -спектрометра) и конечного (на входе в  $\mu$ -спектрометр) трека для событий, когда пион не распался и попал в мюонный спектрометр. Прямые задавались в виде  $z = k_x \cdot x + b_x$  в  $XZ$ -проекции и  $z = k_y \cdot y + b_y$  в  $YZ$ -проекции.

Если отбрасывать события с  $|\Delta kx| < 0.0004$  и  $|\Delta bx| < 15 \text{ мм}$ , то будет отброшено 97.5% событий с нераспавшимся пионом в конечном спектрометре, и только 0.95% событий, когда в спектрометр попадает мюон. Если использовать только критерий  $|\Delta kx| < 0.0004$ , то будет отброшено 98.6% с нераспавшимся пионом и 1.1% событий с мюоном в спектрометре. Нужно иметь в виду, что только  $\sim 40\%$  нейтрино, попадающих в ближний детектор, сопровождаются регистрацией мюона в мюонном спектрометре. В остальных 60% случаев мюон не регистрируется в мюонном спектрометре, в этом случае энергия нейтрино в станции мечения не восстанавливается.

Здесь также уместно рассмотреть, какова будет оптимальная длина распадного канала меченых нейтрино при использовании рассматриваемых параметров пучка родительских частиц, станций мечения. На рис. 10 представлена зависимость числа меченых

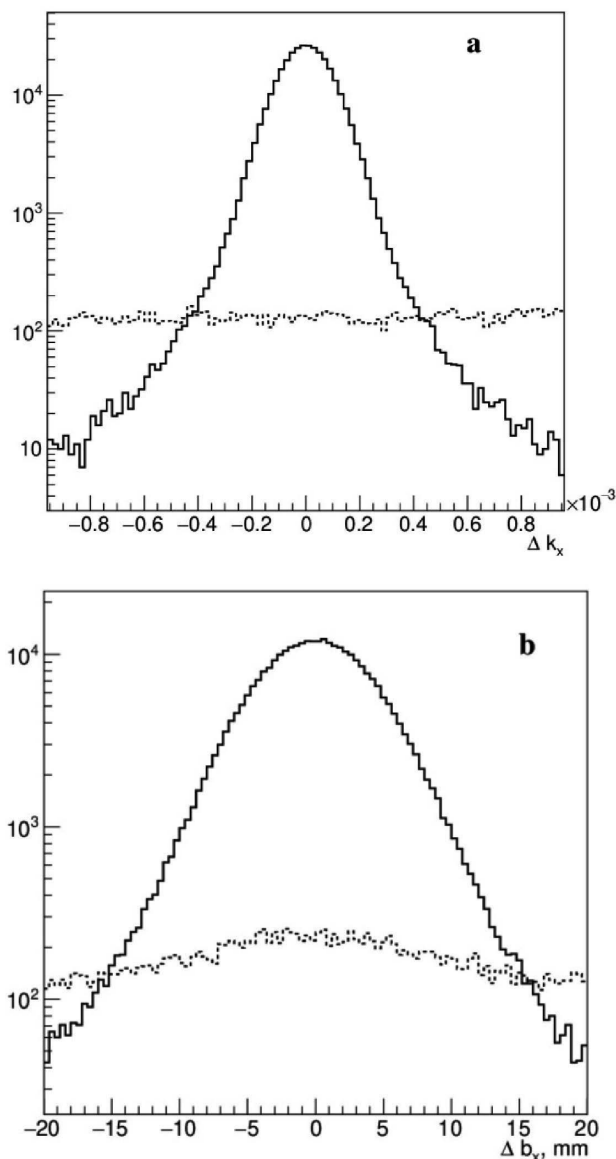


**Рис. 7.** Распределение  $\Delta^2$  для истинных (сплошная кривая) и ложных (точечная) треков при загрузке системы мечения 6 частиц/ $10^{-10}$  с.



**Рис. 8.** Распределение по разности тангенсов угла наклона трека  $\Delta k$  до и после магнитов для истинных (сплошная кривая) и ложных (точечная) треков.





**Рис. 9.** Распределения разности параметров прямых  $|\Delta k_x|$  (а),  $|\Delta b_x|$  (б) начального (на выходе из  $\pi$ -спектрометра) и конечного (на входе в  $\mu$ -спектрометр) треков для событий, когда пион не распался и попал в мюонный спектрометр (сплошная кривая) и для событий, когда пион распался и мюон попал в конечный спектрометр (точечная).

нейтрино в детекторе как функция длины системы мечения (расстояния от начала  $\pi$ -спектрометра до конца  $\mu$ -спектрометра).

Из данной зависимости видно, что оптимальной длиной системы мечения для рассматриваемого канала для создания пучка меченых нейтрино максимальной интенсивности будет длина  $L \sim 65$  м (в данном исследовании использовалась длина  $L = 100$  м).

#### 4.4. Восстановление энергии и направления нейтрино станцией мечения

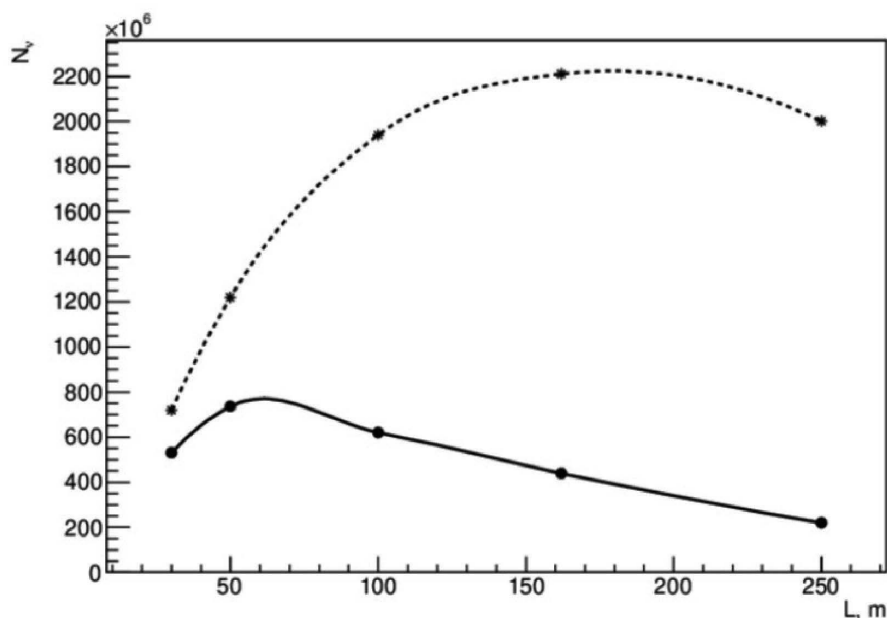
Далее для различных выбранных  $\pi/\mu$ -комбинаций необходимо восстановить энергию и направление образованного нейтрино и сравнить их с параметрами реального нейтринного взаимодействия, зарегистрированного в детекторе.

Временное разрешение нейтринных детекторов заметно хуже, чем у кремниевых детекторов. Принимая в качестве оценки точности временной привязки взаимодействия в нейтринном детекторе величину 1 нс, получим, что взаимодействию в детекторе будут соответствовать около 60 треков в пионном спектрометре и 30 треков в мюонном спектрометре — от 10 срабатываний станций мечения. Близкая к 100% эффективность отсеивания пионов, проходящих через оба спектрометра не распадаясь, приводит к тому, что число треков в пионном спектрометре уменьшится примерно в 2 раза, а в мюонном спектрометре останется 3–4 трека, соответствующих нейтринному событию в детекторе. Отметим, что для отбора меченных нейтрино необходимо перебирать не все  $\pi/\mu$ -пары благодаря более точной временной привязке между пионными и мюонными треками в системе мечения.

Если восстановлено несколько нейтринных кандидатов в системе мечения в пределах временного окна нейтринного события в детекторе, то отобрать нужный кандидат можно будет, сравнивая реальное и предсказанное для данного нейтрино значение поперечных координат взаимодействия в детекторе. При восстановлении возможны ложные ассоциации, когда для восстановления параметров нейтрино будет выбрана неправильная  $\pi/\mu$ -пара. Вероятность такого перепутывания растет с увеличением интенсивности протонного пучка, что приводит к ухудшению разрешения восстановленного нейтрино по энергии. На рис. 11 показано энергетическое разрешение событий от меченых нейтрино в детекторе с учетом ложной ассоциации  $\pi/\mu$ -пар при трех вариантах интенсивности протонного пучка:  $(0.17 \times 10^{13}, 0.33 \times 10^{13}, 1.0 \times 10^{13})$  частиц в 1 с, что соответствует  $\sim(1, 2, 6)$  трекам во временном окне пионного спектрометра. Отбирались события, где поперечная координата реального и предсказанного нейтринного взаимодействия совпадают с точностью до 15 см.

Каждое распределение содержит пик, хорошо описываемый распределением Гаусса с  $\sigma \sim 0.03$ , и подложку, вызванную ложными  $\pi\mu$ -парами, которая увеличивается с ростом интенсивности протонного пучка. Наличие этой подложки приводит к тому, что RMS для этих распределений составляют 0.035, 0.051, 0.119 соответственно.

Зависимость RMS энергетического разрешения событий меченых нейтрино от количества треков во временном окне пионного спектрометра представлена на рис. 12.



**Рис. 10.** Зависимость числа нейтрино в детекторе ( $2 \times 2 \text{ м}^2$ , 100 м до конца станции мечения) от длины системы мечения. Верхняя кривая — полное число нейтрино в детекторе, нижняя кривая — число меченых нейтрино. Эти числа нормированы на  $10^{13}$  протонов, сброшенных на мишень.

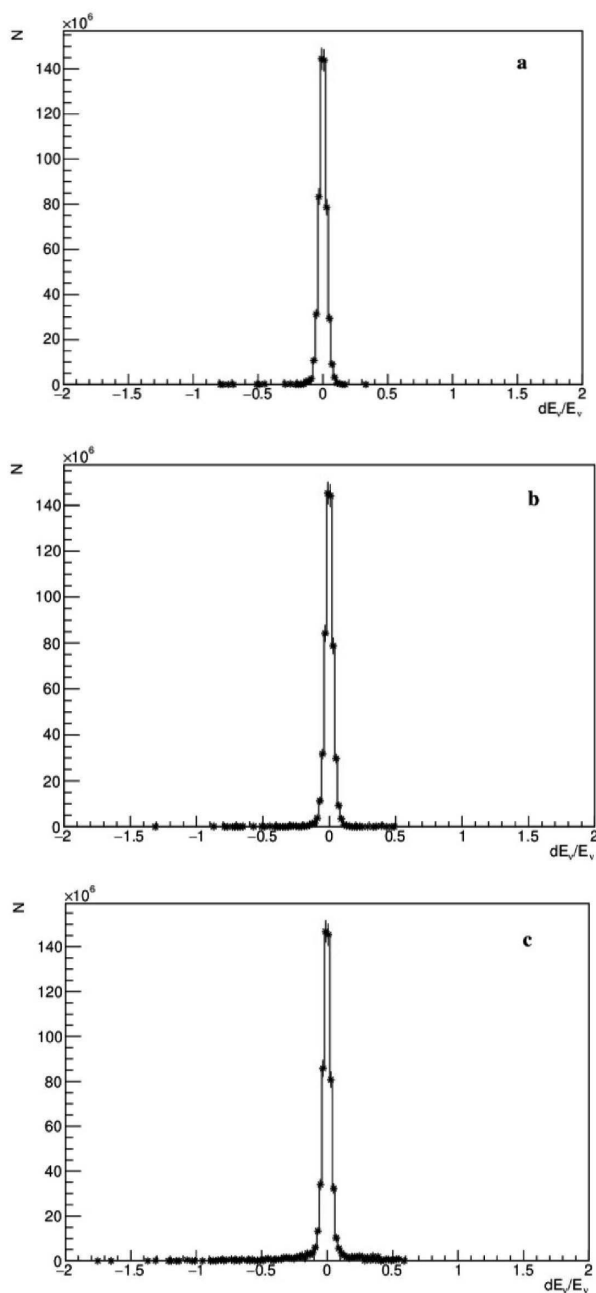
## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В данной работе рассмотрены метод мечения нейтрино в нейтринных экспериментах и принципы его реализации. Метод мечения нейтрино заключается в кинематической реконструкции реакции образования нейтрино — распада  $\pi^\pm (K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$  — по измерению параметров заряженных частиц (родительского мезона и мюона) с использованием станции мечения. Это позволяет с хорошей точностью восстановить точку образования нейтрино, его направление и энергию. Точность измерения энергии меченых нейтрино превосходит точность, основанную на измерении энергии взаимодействия нейтрино в детекторе.

Метод мечения нейтрино имеет много преимуществ. Точное знание источника нейтрино позволяет значительно уменьшить систематические неопределенности и вклад фоновых процессов при исследовании нейтринных осцилляций. Эти исследования также выигрывают благодаря хорошему энергетическому разрешению, позволяющему в полной мере использовать энергетическую зависимость вероятности осцилляций. Наконец, метод мечения позволит значительно улучшить точность измерения сечений взаимодействия нейтрино с веществом, а также уточнить феноменологические модели, используемые для извлечения энергии нейтрино в нейтрино-ядерных взаимодействиях, что будет важно для следующих поколений LBNE.

Реализация этой методики требует создания таких нейтринных каналов, в которых плотность потока родительских мезонов остается в пределах возможностей кремниевых детекторных технологий, которые применяются в станциях мечения нейтрино. Авторами была разработана принципиальная оптическая схема такого канала [9]. Здесь предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 ИФВЭ пучок протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до  $10^{13}$  частиц за цикл длительностью около 9 с. Формируется пучок родительских мезонов с большим поперечным размером и импульсами мезонов, которые образуют нейтрино в диапазоне энергий, оптимальном для изучаемых явлений. В предложенной схеме канала используются только базовые и доступные элементы, такие как диполи и квадруполь. Более того, с помощью квадруполь можно также сформировать канал, который одновременно фокусирует как  $\pi^+ (K^+)$ , так и  $\pi^- (K^-)$  [16]. Такую опцию желательно иметь для пучка меченых нейтрино, где киральность нейтрино возможно определять в каждом событии.

В работе рассмотрена схема станции мечения нейтрино и промоделирована ее работа. Пучки меченых нейтрино могут быть применены в эксперименте с длинной базой с использованием черенковского детектора на природной воде мегатонного масштаба. Преимущества такой схемы заключаются в том, что ограниченная чувствительность детектора компенсируется возможностями меченых нейтрино и наоборот. Действительно, “грубость” крупноячеистого водного черенковского детектора преодолевается превосходной точностью мечения, и, наоборот, ограничение по-



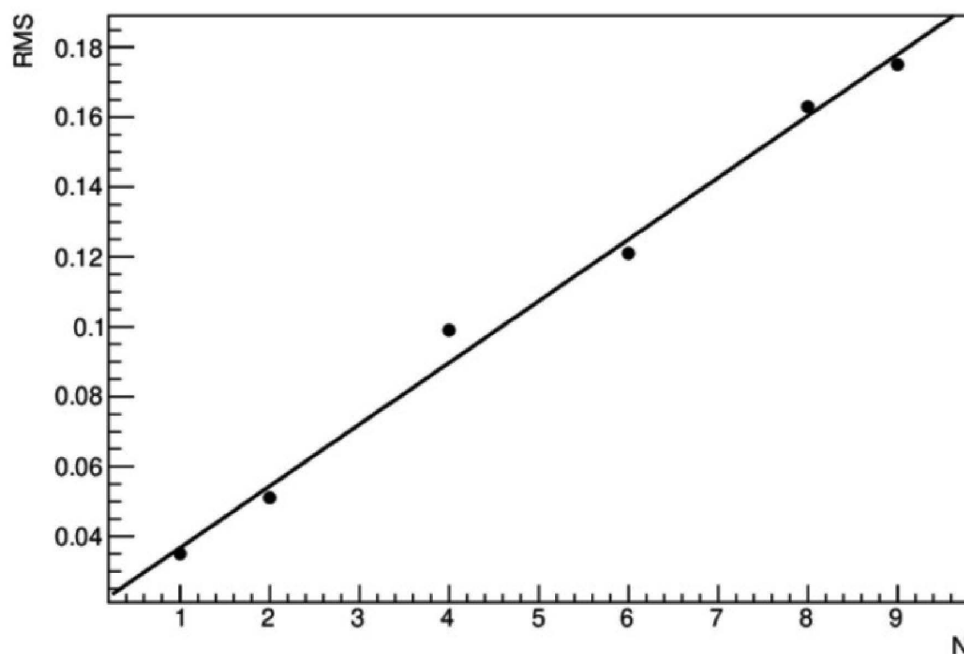
**Рис. 11.** Энергетическое разрешение событий от меченых нейтрино в детекторе с учетом ложной ассоциации  $\pi/\mu$ -пар при трех вариантах интенсивности протонного пучка:  $0.17 \times 10^{13}$  (а),  $0.33 \times 10^{13}$  (б),  $1.0 \times 10^{13}$  частиц в секунду (в), что соответствует  $\sim(1, 2, 6)$  трекам во временном окне пионного спектрометра.

тока нейтрино, накладываемое процедурой мечения, компенсируется практически неограниченными размерами детектора.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00107).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **33**, 549 (1957).
2. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **34**, 247 (1958).
3. Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962). <https://doi.org/10.1143/ptp.28.870>
4. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **53**, 1717 (1967).
5. A. V. Akindinov, E. G. Anassontzis, G. Anton, M. Ardid, J. Aublin, B. Baret, V. Bertin, S. Bourret, C. Bozza, M. Bruchner, R. Bruijn, J. Brunner, M. Chabab, N. Chau, A. S. Chepurnov, M. Colomer Molla, et al., Eur. Phys. J. C **79**, 758 (2019). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7259-5>
6. S. K. Raut, R. S. Singh, and S. U. Sanakar, Phys. Lett. B **696**, 227 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.12.029>
7. A. Dighe, S. Goswami, and S. Ray, Phys. Rev. Lett. **105**, 261802 (2010). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.105.261802>
8. B. Pontecorvo, Lett. Nuovo Cimento **25**, 257 (1979). <https://doi.org/10.1007/bf02813638>
9. Ф. Н. Новоскольцев, Р. Ю. Синюков, А. А. Соколов, Изв. РАН. Сер. физ. **87**, 1120 (2023). <https://doi.org/10.31857/S0367676523702010>
10. D. C. Carey, R. J. Stefanski, and L. C. Teng, IEEE Trans. Nucl. Sci. **18**, 755 (1971). <https://doi.org/10.1109/tns.1971.4326174>
11. V. B. Anikeev, S. V. Belikov, S. N. Gurzhiyev, A. G. Denisov, S. P. Denisov, N. N. Fedjakin, V. I. Kochetkov, V. M. Korablev, V. I. Korshchev, V. V. Lipaev, S. V. Los, V. N. Mikhailin, A. M. Rybin, A. N. Sytin, A. G. Bogdanov, T. M. Kirina, et al., Nucl. Instrum. Methods A **419**, 596 (1998). [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00837-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00837-7)
12. G. Aglieri Rinella, D. Alvarez Feito, R. Arcidiacono, C. Biino, S. Bonacini, A. Ceccucci, S. Chiozzi, E. Cortina Gil, A. Cotta Ramusino, H. Danielsson, J. Degrange, M. Fiorini, L. Federici, E. Gamberini, A. Gianoli, J. Kaplon, et al., JINST **14**, P07010 (2019). <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/07/P07010>
13. A. Lai, IEEE, Sydney, NSW, Australia, 1 (2018).
14. H.F.W. Sadrozinski, S. Ely, V. Fadeyev, Z. Galloway, J. Ngo, C. Parker, B. Petersen, A. Seiden, A. Zatserklyaniy, N. Cartiglia, F. Marchetto, M. Bruzzi, R. Mori, M. Scaringella, and A. Vinattieri, Nucl. Instrum. Methods A **730**, 226 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.06.033>
15. M. Perrin-Terrin, Eur. Phys. J. C **82**, 465 (2022). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10397-8>
16. F. N. Novoskoltsev, R. Yu. Sinyukov, and A. A. Sokolov, Phys. At. Nucl. **86**, 1450 (2023). <https://doi.org/10.1134/s1063778824010393>



**Рис. 12.** Зависимость RMS энергетического разрешения событий меченых нейтрино от количества треков  $N$  во временном окне пионного спектрометра (точки). Результат фита соответствующей зависимости представлен прямой.

## MODELLING OF THE NEUTRINO TAGGING SYSTEM FOR THE NEAR DETECTOR IN THE P20 EXPERIMENT

V. N. Goryachev<sup>1)</sup>, F. N. Novoskoltsev<sup>1)</sup>, R. Yu. Sinyukov<sup>1)</sup>, A. A. Sokolov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> National Research Center “Kurchatov Institute” – IHEP, Protvino, Russia

This paper describes the method of neutrino tagging in neutrino experiments and the principles of its realization. The neutrino tagging method consists in the kinematic reconstruction of the neutrino formation reaction – the decay  $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  – by measuring the parameters of the charged particles – parent meson and muon – using a tagging station. This allows us to recover the energy, direction and point of neutrino formation with a high accuracy. A description of the neutrino tagging method and the potential advantages of the resulting beam for short-base experiments are presented. The scheme of the neutrino tagging station is considered and its operation is modeled.