

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи  
УДК 539.172.12 539.172.5 539.123

БОЛЬШАКОВА Анастасия Евгеньевна

КАЛИБРОВКА ВРЕМЯ-ПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЫ  
ЭКСПЕРИМЕНТА NARP  
И ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА ТАНТАЛЕ И СВИНЦЕ  
ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ФАБРИКИ

Специальность – 01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2011

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Джелепова  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук  
Нефедов Ю. А.

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, профессор,  
Крышкин В. И.  
ГНЦ ИФВЭ

доктор физ.-мат. наук, профессор,  
Строковский Е. А.  
ЛФВЭ ОИЯИ

Ведущая организация: НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,  
МГУ им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ),  
г. Москва.

Защита состоится “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2011 в \_\_\_\_ ч. \_\_\_\_ мин. на заседа-  
нии Диссертационного совета Д 720.001.03 при Лаборатории ядерных про-  
блем им. В.П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований  
по адресу: 141980, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио Кюри, д.б

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института  
ядерных исследований.

Отзывы на автореферат, заверенные гербовой печатью организации, просьба  
направлять по указанному адресу в двух экземплярах не позднее, чем за две  
недели до защиты.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2011 г.

Учёный секретарь Диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Батусов Ю.А.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объект исследования и актуальность темы. Одной из наиболее важных задач современной физики элементарных частиц является создание новых высокоинтенсивных источников нейтрино известного состава с контролируемым спектром. Такие источники нужны для проведения ускорительных экспериментов по измерению вероятности осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и определению  $\theta_{13}$ , по поиску CP-симметрии в лептонном секторе, решению проблемы иерархии масс и т.д.

В настоящее время наиболее перспективными кандидатами на роль подобных источников являются мюонные накопительные кольца (нейтринные фабрики). Наиболее активно проекты создания нейтринных фабрик разрабатываются в Европе и США /1, 2/. Создание такого ускорительного комплекса требует решения многих технических задач, одной из которых является производство и фокусировка максимально интенсивного потока  $\pi$ -мезонов для получения достаточного количества мюонов, что в конечном итоге определяет интенсивность пучка нейтрино. Оптимизация мюонного источника требует выбора подходящего материала мишени и точного знания спектров и угловых распределений  $\pi$ -мезонов, образующихся в протон-ядерных взаимодействиях в мюонном источнике. Однако, точность имеющихся измерений по выходу вторичных пионов в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 2-10 ГэВ/с явно недостаточна (неопределенность в 2 раза).

Задачей эксперимента NARP является прецизионное систематическое измерение инклюзивных дважды дифференциальных сечений рождения адронов во взаимодействиях протонов и заряженных пионов с ядрами для проектирования пионного источника нейтринной фабрики. Наибольший интерес представляет измерение сечений рождения пионов на ядрах тантала и свинца. Кроме того, результаты измерений эксперимента NARP могут использоваться для предсказания характеристик нейтринных пучков в экспериментах с ускорительными нейтрино, моделирования потоков атмосферных нейтрино и уточнение работы программ-генераторов, моделирующих по методу Монте-Карло взаимодействия адронов с различными видами вещества.

Целью диссертационной работы является измерение инклюзивных дважды дифференциальных сечений рождения адронов во взаимодействиях протонов и заряженных пионов ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) с импульсами 3 ГэВ/с, 5 ГэВ/с, 8 ГэВ/с, 12 ГэВ/с, 15 ГэВ/с с тонкими мишенями толщиной 5% от длины ядерного взаимодействия, изготовленными из тантала и свинца. Атомные массы тантала ( $A = 181,0$ ) и свинца ( $A = 207,2$ ) близки к атомной массе ртути ( $A = 200,6$ ) и вольфрама ( $A = 183,84$ ), которые, как и сам тантал, являются кандидатами для использования в качестве мишени источника пионов нейтринной фабрики. Поэтому измерения выходов вторичных адронов на этих мишенях представляют несомненный интерес.

В соответствии с целью диссертационной работы были решены следующие задачи:

1. Для достижения необходимой точности измерения сечений (3-5%) проведено исследование искажений треков заряженных частиц, возникающих во время-проекционной камере эксперимента NARP. Разработаны методы коррекции этих искажений и на их основе проведена калибровка время-проекционной камеры (TRC). Выполнена методическая работа по исследованию различных методов аппроксимации треков во время-проекционной камере. Проведено сравнение их между собой.
2. Надежная идентификация вторичных частиц также является важной составляющей, влияющей на точность получаемых сечений. В данной работе был разработан новый метод идентификации вторичных частиц. Для корректной работы этого метода разработана процедура коррекции спектров вторичных частиц, полученных моделированием по методу Монте-Карло, для обеспечения их согласия с экспериментальными данными.
3. Измерены инклюзивные дважды дифференциальные сечения рождения адронов во взаимодействиях протонов и заряженных пионов с импульсом от 3 ГэВ/с до 15 ГэВ/с с тонкими мишенями, изготовленными из тантала и свинца.

### Научная новизна:

1. Разработана уникальная процедура калибровки время-проекционной камеры эксперимента HARP, заключающаяся в коррекции имеющихся в детекторе искажений треков. На основе этого метода проведена процедура калибровки время-проекционной камеры.
2. Разработан новый метод идентификации вторичных частиц, заключающийся в присваивании каждому треку условной вероятности быть частицей определенного типа. Метод позволяет избежать потерь статистики, связанных с применением критериев отбора, но требует хорошего знания относительных выходов частиц разных типов.
3. Впервые проведено систематическое измерение инклюзивных дважды дифференциальных сечений рождения адронов во взаимодействиях протонов и заряженных пионов с импульсом от 3 ГэВ/с до 15 ГэВ/с с тонкими мишенями, изготовленными из тантала и свинца.

### Научная и практическая ценность.

Измерение сечений рождения вторичных пионов могут быть использованы для оптимизации источника мюонов нейтринной фабрики. Атомные массы мишеней, исследованных в данной работе: тантал ( $A = 181,0$ ) и свинец ( $A = 207,2$ ), являются наиболее близкими к атомным массам вольфрама ( $A = 183,84$ ) и ртути ( $A = 200,6$ ) – материалам-кандидатам для использования в качестве мишени нейтринной фабрики /3/. Другой значимой задачей является уточнение работы программ-генераторов рождения вторичных адронов в адрон-ядерных взаимодействиях по методу Монте-Карло при импульсах  $\sim 10$  ГэВ/с. Улучшение физических моделей в программах-генераторах с помощью проведенных измерений приведет к упрощению настройки процедур реконструкции и идентификации частиц в детекторе, более надежному определению эффективности и степени подавления фона, уточнению определения экспериментальных разрешений и систематических ошибок.

Предложенный метод коррекции искажений был успешно применен в ТРС HARP и может быть использован для коррекции имеющихся искаже-

ний в любой другой экспериментальной установке, использующей время-проекционную камеру (например, планируемом детекторе MPD /4/).

Разработанный метод идентификации вторичных частиц позволяет избежать потерь статистики, связанных с применением жестких критериев отбора. Предложенный метод может быть применен в других экспериментах.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработаны методы и алгоритмы коррекции искажений треков. На их основе проведена калибровка время-проекционной камеры эксперимента NAРР.
2. Разработан новый метод идентификации вторичных частиц, а также процедура коррекции спектров вторичных частиц, полученных моделированием по методу Монте-Карло.
3. Впервые систематически измерены инклюзивные дважды дифференциальные сечения рождения адронов во взаимодействиях протонов и заряженных пионов с импульсом от 3 ГэВ/с до 15 ГэВ/с с тонкими мишенями, изготовленными из тантала и свинца. Результаты измерения имеют определяющее значение для оптимизации конструктивных характеристик нейтринной фабрики и других ускорительных источников нейтрино.

Личный вклад автора. Автор внес решающий вклад в следующие этапы работы, вошедшие в диссертацию: коррекция спектров вторичных частиц, полученных моделированием по методу Монте-Карло; разработка алгоритма идентификации частиц; разработка и применение алгоритма коррекции искажений во время-проекционной камере; исследование и сравнение между собой методов аппроксимации траекторий в ТРС; представление и публикация результатов измерений.

Достоверность результатов подтверждается соответствием полученных измерений уже известным, опубликованным в научной литературе.

Апробация работы. Полученные автором и при его участии результаты, включенные в диссертацию, докладывались и обсуждались на Международных конференциях по физике высоких энергий в Филадельфии (2008

г.) и Париже (2010 г.), на Международной конференции по физике высоких энергий Европейского физического общества в Кракове (2009 г.), а также на научных семинарах ОИЯИ (Дубна) и ЦЕРН (Женева).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 6 работ, в том числе 4 публикации в научных журналах, 2 – в трудах научных конференций.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулирована цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации новые результаты, их практическая ценность, представлены положения, выносимые на защиту и описана структура диссертации.

Первая глава содержит описание физических целей эксперимента NARP и общее описание детектора.

Физической целью эксперимента NARP /5, 6/ является систематическое измерение инклюзивных дважды дифференциальных сечений рождения адронов при взаимодействии протонов и заряженных пионов с различными ядрами. Эти сечения планировалось использовать в основном для уточнения характеристик протонного ускорителя проекта нейтринной фабрики, а также для проверки и настройки программ-генераторов адронных взаимодействий, уточнения расчетов потоков и спектров атмосферных нейтрино, предсказания характеристик нейтринных пучков в экспериментах с ускорительными нейтрино, например K2K /7/ и MiniBooNe /8/.

Детектор NARP является широкоапертурным спектрометром (см. рис. 1). С его помощью можно с высокой точностью восстанавливать импульсы заряженных частиц, образующихся в мишени. Относительная погрешность измерения импульса частиц составляет несколько процентов. Детекторы установки NARP можно условно разделить на четыре группы, каждая из которых выполняет определённый класс задач: детекторы пучковой части, триггерные детекторы, спектрометр больших углов, спектрометр малых углов. В данной работе представлены результаты

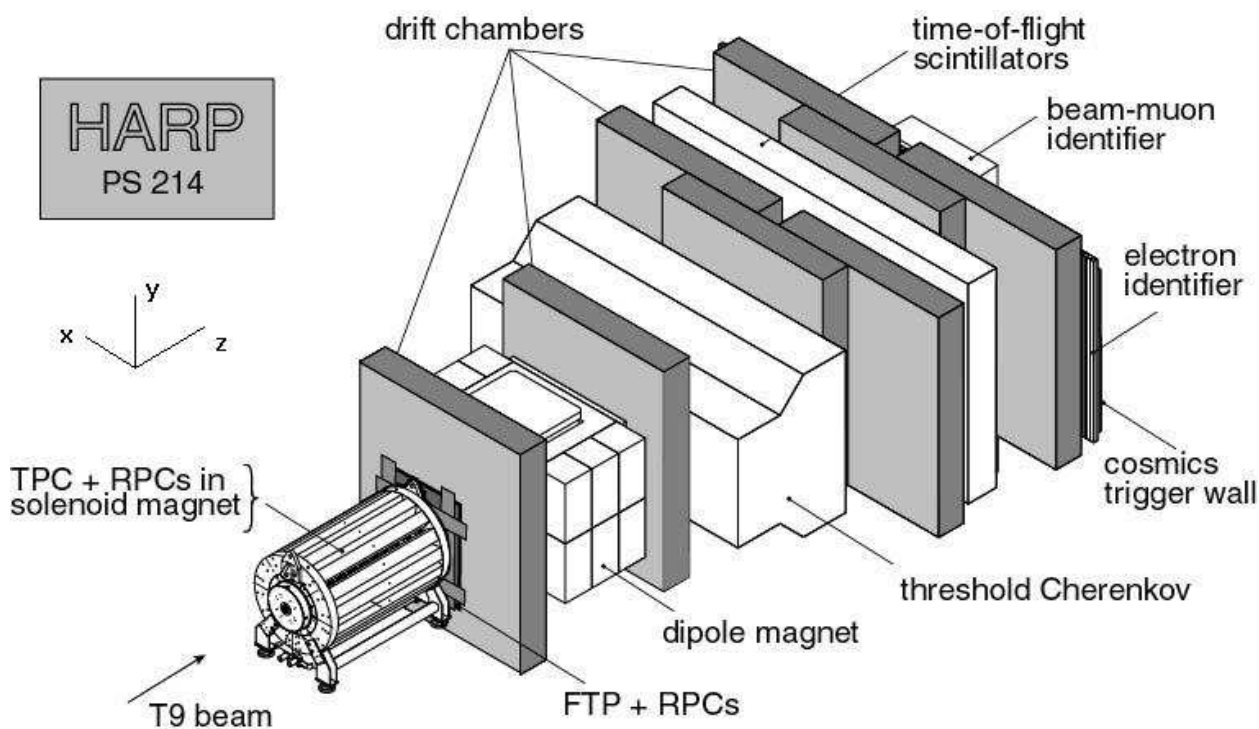


Рис. 1. Детектор HARP.

измерений сечений с помощью спектрометра больших углов. В нем использовалось два детектора: время-проекционная камера (Time Projection Chamber, TPC) и резистивные плоские камеры (Resistive Plate Chamber, RPC). Детекторы размещены внутри соленоидального магнита, который был ранее использован в эксперименте ALEPH /9/.

Мишень была установлена внутри время-проекционной камеры, что позволило регистрировать рождение частиц в широком диапазоне полярного угла (от  $20^\circ$  до  $125^\circ$ ).

Вторая глава содержит описание процедуры калибровки время-проекционной камеры.

Время-проекционная камера применялась в качестве трекового детектора в спектрометре больших углов [A1]. Она рассчитана на регистрацию  $1 \div 10$  треков в событии. Диапазон измеряемых поперечных импульсов  $50 \text{ МэВ}/c - 1,5 \text{ ГэВ}/c$ .

На регистрацию координат кластеров ТРС, с использованием которых восстанавливались треки, оказывали влияние два непредвиденных ранее явления: перекрестные помехи от выходов на входы предусилителей сигналов, полученных с сигнальных электродов ТРС, и искажения элек-



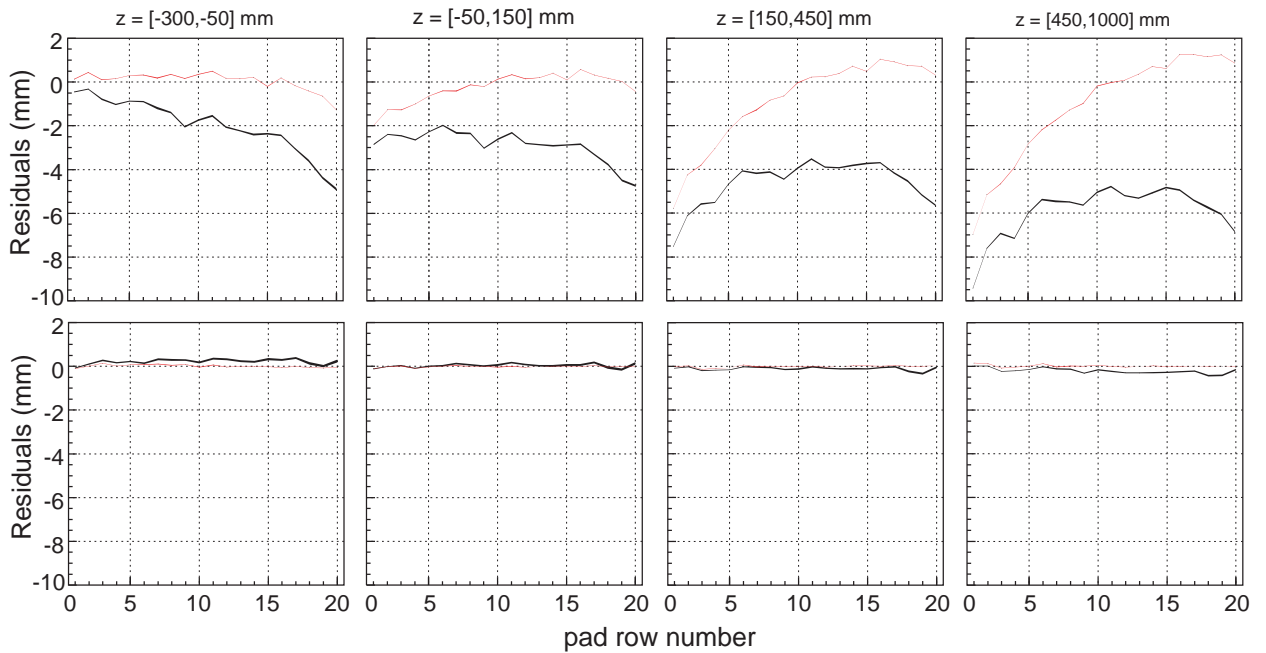


Рис. 2. Средние значения отклонений по координате  $r \cdot \phi$  как функции радиуса (номера ряда сигнальных электродов) для статических искажений. Вверху – измеренные значения до коррекции искажений, внизу – после. Черными линиями показаны отклонения по  $r \cdot \phi$ , измеренные относительно внешней системы координат RPC, серые линии – измерения без использования внешней системы координат. Толщина линий соответствует статистической ошибке оценки отклонений.

трического и магнитного полей в объеме ТРС. В то время как искажения полей были в конечном итоге хорошо изучены и компенсированы, эффекты от перекрестных помех были исправлены только частично.

Было выявлено два типа искажений траекторий в ТРС: статические и динамические. Статические искажения не зависят от наличия пучка ускорителя, в то время как динамические искажения возникают во время сброса пучка и усиливаются к концу сброса. В диссертации подробно рассмотрены все источники возникновения искажений траекторий обоих типов и методы их коррекции.

Для калибровки ТРС применялись два метода определения параметров искажений: метод фитирования трека и метод RPC. Первый метод заключается в том, что отклонения измеренных точек от фитирующей функции трека использовались как оценка искажения. А во втором методе оце-

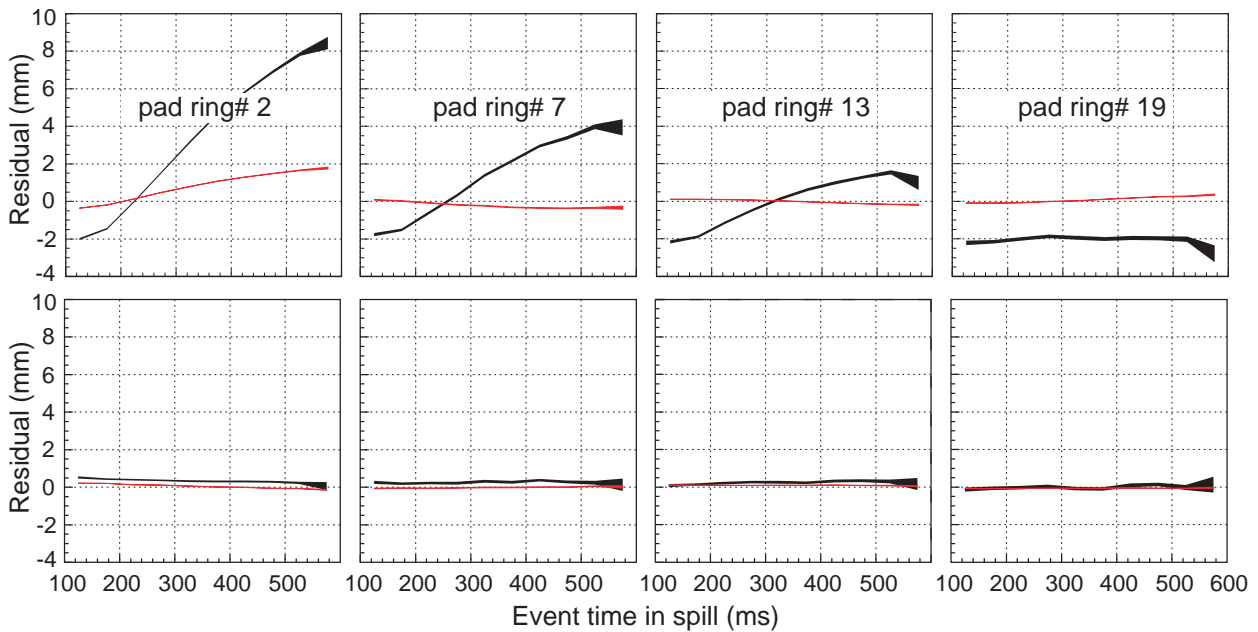


Рис. 3. Среднее отклонение по координате  $r \cdot \phi$  (мм) как функция времени события (мс) в четырех кольцах сигнальных электродов. Используются данные взаимодействия положительных частиц с энергией 8.9 ГэВ/с с тонкой бериллиевой мишенью. Верхний ряд графиков показывает начальное среднее отклонение после коррекции статических поправок. Нижний ряд – после полной коррекции динамических искажений. Черными линиями показаны разрешения, полученные с использованием внешней системы координат в RPC, а серыми – относительно фитированных треков. Толщина линий соответствует статистическим ошибкам оценки отклонений.

нивались отклонения измеренных точек от трека, построенного, используя дополнительную координату (из RPC), точку взаимодействия в мишени и радиус кривизны трека, полученный методом фитирования. На рис. 2 для случая статических искажений показаны средние значения отклонений по координате  $r \cdot \phi$  как функции радиуса в четырех интервалах по координате  $z$ . Окончательный результат, полученный после коррекции всех статических искажений показан в нижнем ряду. Средние значения равны нулю с хорошей точностью. Искажения, достигающие нескольких миллиметров, были исправлены с точностью порядка 150 мкм.

Рис. 3 иллюстрирует коррекцию динамических искажений. В верхнем

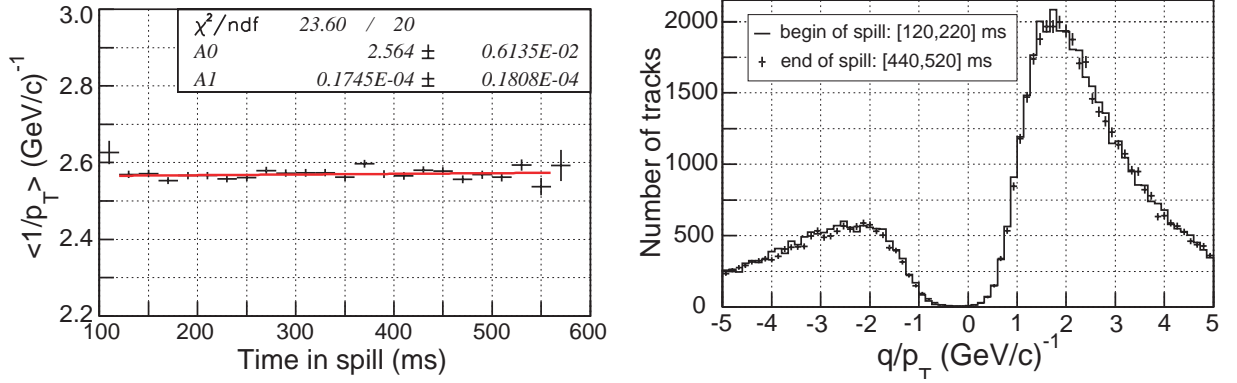


Рис. 4. Левый график показывает средние значения  $1/p_T$  треков с реконструированным положительным зарядом как функцию времени события в течение сброса пучка. Правая демонстрирует спектр  $q/p_T$  в начале (линия) и в конце (крестики) сброса пучка ( $q$  – заряд частицы).

ряду показаны начальные средние отклонения по координате  $r \cdot \phi$  после коррекции статических искажений в зависимости от времени событий для различных радиусов измеренной точки. В нижнем ряду показаны средние отклонения по координате  $r \cdot \phi$  после коррекции всех искажений. Точность работы алгоритма коррекции для наиболее трудно корректируемых динамических искажений составляет  $\sim 300$  мкм. Необходимо отметить, что экспериментальное поведение этих искажений сильно зависит от соответствующих условий набора данных: интенсивности пучка и типа мишени.

Качество коррекции всех статических и динамических искажений траекторий демонстрирует рис. 4. На левом графике можно видеть, что распределение средних значений  $1/p_T$  равномерное в течение всего сброса пучка. На правом графике показано, что спектр  $1/p_T$  одинаков в начале и в конце сброса пучка.

Для проверки точности измерения импульса  $p_T$  применялись два метода. Первый метод основан на сравнении измеренного в ТРС импульса с импульсом, вычисленным из времени пролета в RPC. Разрешение, полученное этим методом, составляет  $\sigma(1/p_T) = 0,20$  (ГэВ/с)<sup>-1</sup>. Во втором методе использовались события с упругим рассеянием пучковой частицы (протона или пиона) на протонах в ядрах жидкого водорода. На рис. 5 показана разность измеренного и ожидаемого значений поперечных импуль-

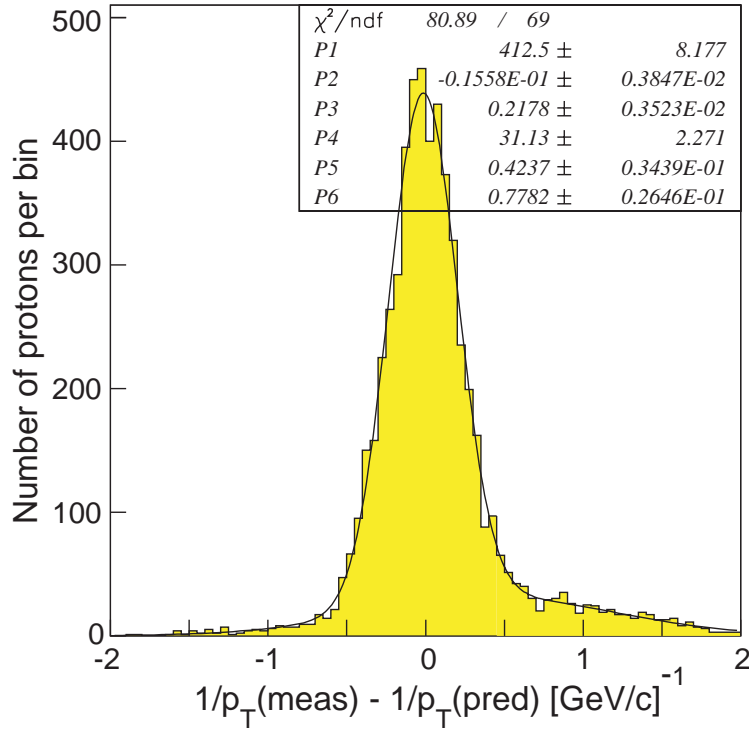


Рис. 5. Разность измеренного и ожидаемого значений  $1/p_T$  протонов, рассеянных под большими углами, в событиях упругого рассеяния при взаимодействии пучка протонов и  $\pi^+$  с энергией 3 ГэВ/с с жидкой водородной мишенью.

сов протонов в событиях упругого рассеяния пучковых частиц с энергией 3 ГэВ/с на жидкой водородной мишени. Здесь сравнивались импульс протона отдачи  $1/p_T^{meas}$ , измеренный в ТРС, и кинематически вычисленный из угла  $\theta$  импульс  $1/p_T^{pred}$ . Разрешение, полученное фитированием этой разности, равняется  $\sigma(1/p_T) = 0,22(\text{ГэВ}/c)^{-1}$ . Это разрешение включает в себя неточности от эффектов многократного рассеяния и потерь энергии в веществе. С помощью моделирования кинематики упругого рассеяния в программе Geant был оценен вклад в общее разрешение от этих эффектов. Он составляет  $\sigma(1/p_T) \sim 0,12(\text{ГэВ}/c)^{-1}$ . Квадратично вычитая это разрешение, получаем разрешение ТРС по импульсу  $\sigma(1/p_T) \simeq 0,19(\text{ГэВ}/c)^{-1}$ . Оба метода также демонстрируют, что систематическая погрешность измерения импульса меньше 2%.

Характеристики ТРС, полученные после калибровки детектора сведены в Таблицу 1.

Наименование	Значение
Разрешение по $r \cdot \phi$ , мм	0,6 - 2,4
Разрешение $1/p_T$ , (ГэВ/с) <sup>-1</sup>	0,20 - 0,25
Разрешение по $z$ , мм	~3,5
Разрешение по $\theta$ для 60°, мрад	~9
Разрешение по $dE/dx$ , %	~16

Таблица 1. Основные характеристики TPC HARP.

Результаты второй главы опубликованы в работе [A1].

Третья глава включает в себе информацию о реконструкции событий в TPC эксперимента HARP.

В первой части главы приводится описание трех методов аппроксимации траекторий частиц для время-проекционной камеры: обобщенный метод наименьших квадратов, метод Чернова-Ососкова /10/ и метод Римана /11/. С помощью Монте-Карло моделирования исследуется точность и скорость работы этих алгоритмов. Показано, что в случае время-проекционной камеры эксперимента HARP точность методов одинакова, но самым быстрым является метод Римана.

Вторая часть главы содержит описание использованного нами метода идентификации частиц. Идентификация частиц проводится с использованием двух независимых измерений  $\beta$  и  $dE/dx$ . Каждый трек характеризуется четырьмя измеренными величинами:  $p_T$  (поперечный импульс),  $\theta$  (полярный угол),  $\beta$  (скорость  $v/c$ ),  $dE/dx$  (ионизационные потери в газе). В применявшемся методе определялась вероятность частицы иметь тип протон, пион или электрон, если она имеет данные значения переменных  $\beta$ ,  $dE/dx$ ,  $p_T$  и  $\theta$ . Сумма этих вероятностей нормирована на единицу.

Для процедуры идентификации частиц необходимо, чтобы спектры вторичных частиц, сгенерированные методом Монте-Карло, хорошо воспроизводили реальные спектры. К сожалению, в этой области энергий спектры воспроизводятся с большой неопределенностью, поэтому пришлось разработать собственный список физических моделей для моделирования в программе Geant4 /12/. Дополнительно была разработана процедура коррекции смоделированных спектров. Она основана на умножении смоделированных спектров на весовые функции, полученные из сравнения реальных и смоделированных спектров. Эти функции зависят от переменных  $p_T$

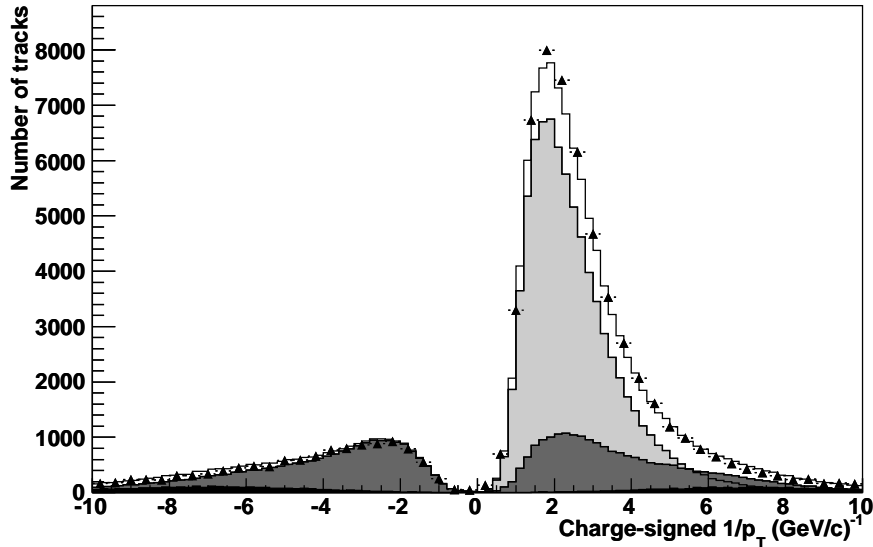


Рис. 6. Распределение  $1/p_T$  вторичных частиц в интервале полярного угла  $50^\circ < \theta < 60^\circ$ . Частицы получены при взаимодействии протонов с энергией 8 ГэВ/с с тонкой свинцовой мишенью. По оси  $x$  отложены  $1/p_T$ , умноженные на заряд частицы. Треугольники обозначают данные, гистограммы – моделированные спектры. Незакрашенная гистограмма обозначает полный спектр, светло серая – протоны, серая – пионы, а черная – электроны (позитроны).

и  $\theta$ , а соответствие моделированных и реальных данных проверяется по распределениям  $\beta$  и  $dE/dx$ . На рис. 6 показано согласие распределений  $1/p_T$  из данных и из моделирования методом Монте Карло после коррекций. Средняя ошибка моделированных спектров вторичных частиц после их коррекции не превышает 10%.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [А3].

Четвертая глава посвящена результатам измерения инклюзивных дважды дифференциальных сечений рождения вторичных адронов во взаимодействиях пучковых адронов с ядрами тантала и свинца.

Измерение инклюзивных дважды дифференциальных сечений проводится в интервалах полярного угла  $\theta$  и поперечного импульса  $p_T$ .

Систематические ошибки измерений инклюзивных дважды дифференциальных сечений в эксперименте NARP находятся на уровне нескольких процентов. Свой вклад в ошибки вносят: неопределенности при нормировании, измерении импульса и идентификации частиц, а также кор-

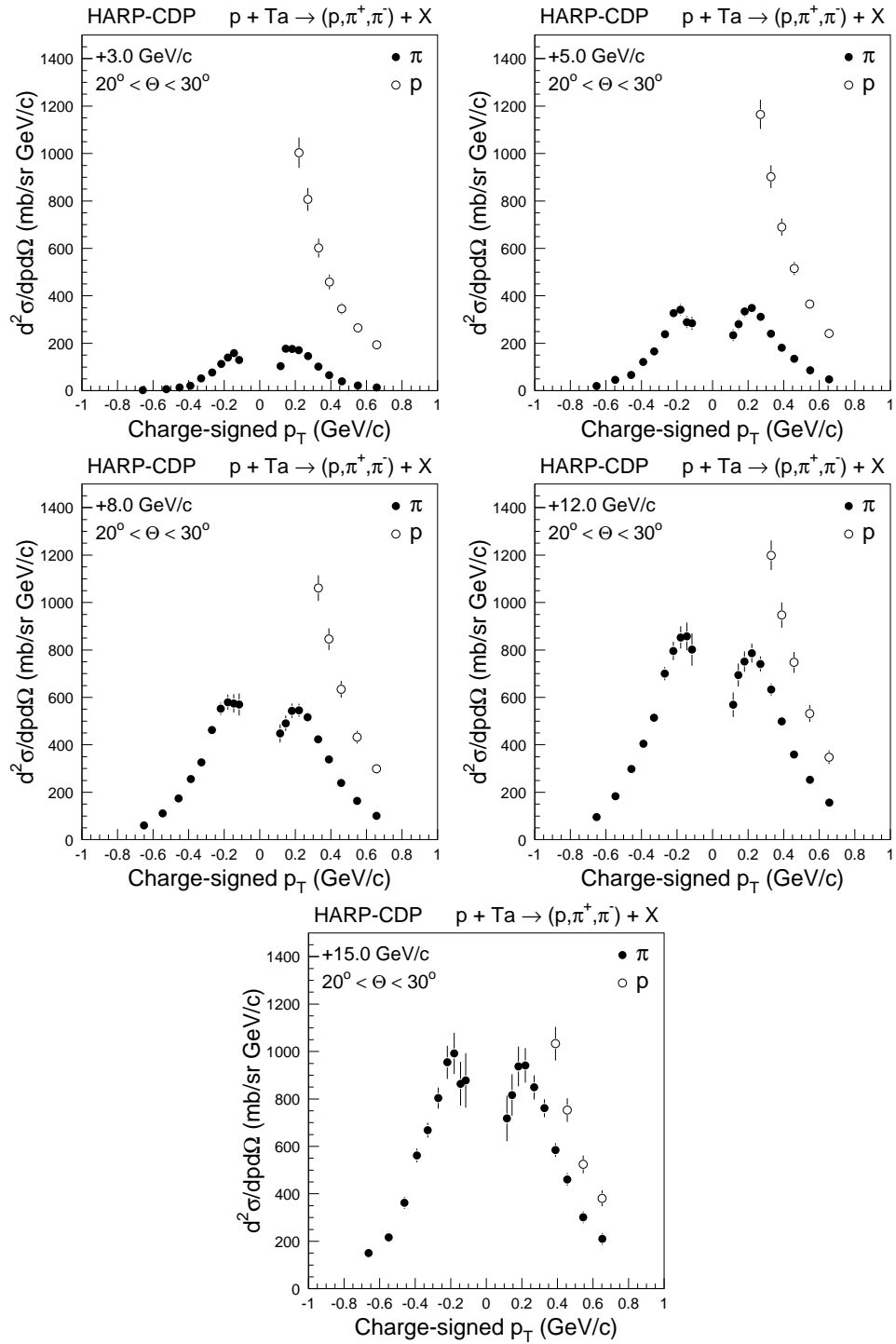


Рис. 7. Инклюзивные дважды дифференциальные сечения рождения вторичных протонов,  $\pi^+$  и  $\pi^-$ , полученных при взаимодействии протонов с ядрами тантала в интервале полярных углов  $20^\circ < \theta < 30^\circ$  для различных импульсов пучковых частиц, в зависимости от произведения поперечного импульса вторичных частиц на их заряд. Показаны полные ошибки.

рекции, примененные к данным. В опубликованные таблицы сечений [A4, A5] включены статистические и систематические ошибки, указаны средние значения полярного угла и поперечного импульса. Имеется доступ к электронным таблицам в формате ASCII для данных, полученных: на танталовой мишени /13/, на свинцовой мишени /14/.

На рис. 7 показаны некоторые результаты измерения сечений рождения вторичных протонов и заряженных пионов во взаимодействиях пучковых протонов с тонкой танталовой мишенью в зависимости от произведения поперечного импульса на заряд.

Результаты измерений находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов E802 /15/ и E910 /16/, но, к сожалению, расходятся с результатами, полученными коллаборацией NARP /17, 18/ на тех же данных. На рис. 8 (слева) показано сравнение измеренных сечений с опубликованными E802 лоренц-инвариантными сечениями рождения  $\pi^\pm$  в зависимости от  $m_T - m_\pi$ , где поперечная масса  $m_T$  определяется соотношением  $m_T c^2 = \sqrt{(m_\pi c^2)^2 + (p_T c)^2}$ . На этом же рисунке показано сравнение наших сечений с опубликованными E910 сечениями рождения  $\pi^\pm$  в зависимости от произведения импульса пионов на их заряд. Рис. 9 демонстрирует сравнение наших сечений с сечениями, опубликованными коллаборацией NARP. Основная причина несовпадения результатов состоит в том, что коллаборацией NARP была недостаточно точно выполнена калибровка детектора TPC [A2]/19/. Это привело также к неверной калибровке детектора RPC /20/.

Сечения, измеренные в данной работе, были применены при выборе оптимальной энергии протонного ускорителя нейтринной фабрики /21/.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A2, A4, A5, A6].



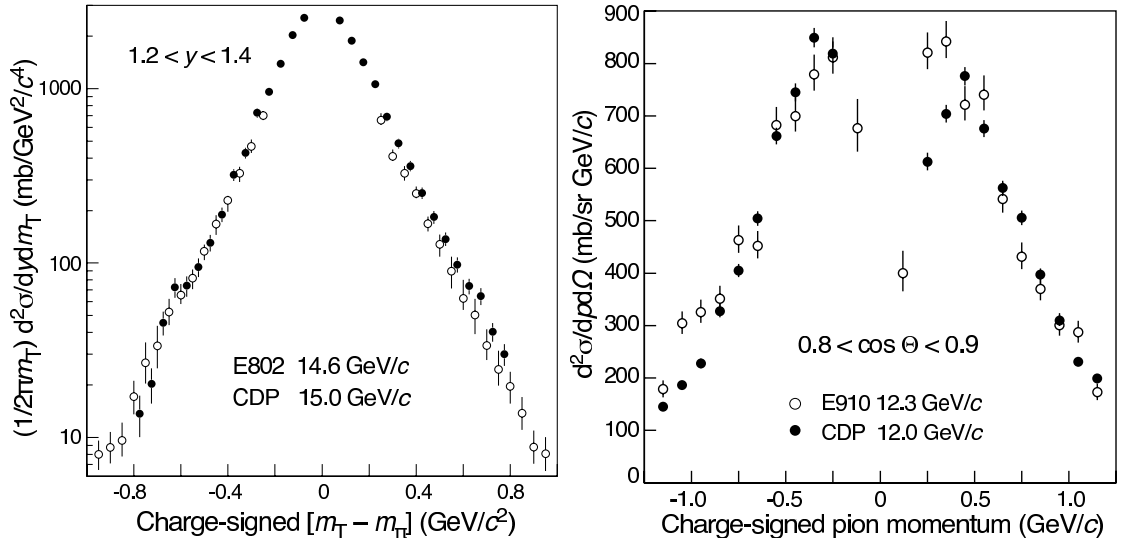


Рис. 8. Сравнение измеренных нами (черные маркеры) сечений рождения  $\pi^\pm$  во взаимодействиях протонов с ядрами тантала с сечениями рождения  $\pi^\pm$  во взаимодействиях протонов с ядрами золота, опубликованными экспериментом E802 (слева) и экспериментом E910 (справа). Сечения масштабированы на 7% для компенсации разницы сечений на тантале и золоте. Показаны статистические ошибки.

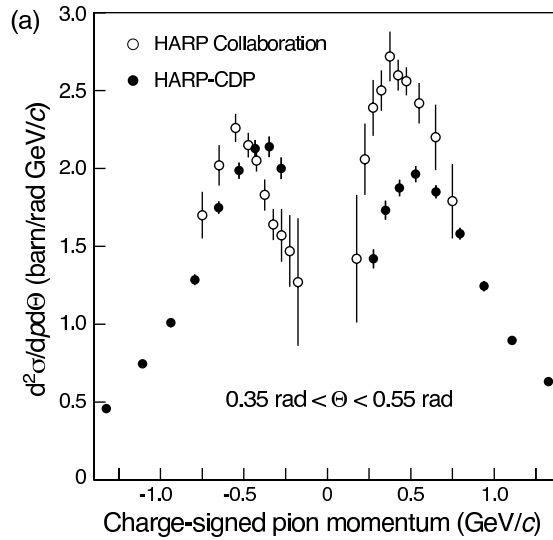


Рис. 9. Сравнение измеренных нами инклюзивных сечений рождения  $\pi^+$  и  $\pi^-$  с сечениями, опубликованными коллаборацией HARP. Пионы получены во взаимодействиях протонов с импульсом 12.0 ГэВ/с с танталовой мишенью. Сечения показаны в зависимости от произведения импульса вторичных частиц на их заряд. Показаны полные ошибки.

В заключении приведены основные результаты и выводы:

1. Задача измерения сечений с точностью  $\sim 5\%$  (точность, необходимая для оптимизации источника пионов нейтринной фабрики) требует абсолютной точности измерения импульса вторичных частиц лучше, чем  $2\%$ . Для достижения такой точности на установке NARP были изучены искажения треков во время-проекционной камере. Выявлено два типа искажений треков: статические и динамические. Разработан метод коррекции этих искажений. Коррекция искажений по координате  $r \cdot \phi$  во всем объеме ТРС проведена с точностью лучше, чем  $300 \text{ мкм}$ . Разрешение по поперечному импульсу  $p_T$  составило  $20\text{--}25\%$  при  $p_T = 1 \text{ ГэВ}/c$ . Абсолютная точность измерения импульса лучше  $2 \%$ .
2. Разработан новый метод идентификации вторичных частиц. Точность метода зависит от точности воспроизведения данных моделируемыми спектрами вторичных частиц. Для коррекции спектров вторичных частиц, полученных моделированием по методу Монте-Карло, была разработана процедура корректирующих функций (множителей). Средняя ошибка моделированных спектров после их коррекции не превышает  $10\%$ .
3. Впервые систематически измерены инклюзивные дважды дифференциальные сечения рождения адронов во взаимодействиях протонов и заряженных пионов с тонкими мишенями, изготовленными из тантала и свинца. Измерения проводились для импульсов пучковой частицы  $3, 5, 8, 12$  и  $15 \text{ ГэВ}/c$  в интервале полярного угла вторичных частиц  $20^\circ < \theta < 125^\circ$ . Для каждой мишени и энергии измерены сечения в  $96$  интервалах  $(p_T, \theta)$  с погрешностью  $3\text{--}5\%$ . Сечения, измеренные в данной работе, были применены при выборе оптимальной энергии протонного ускорителя нейтринной фабрики [21]. Эти данные востребованы международной рабочей группой по проектированию нейтринной фабрики (CERN, FNAL и другие исследовательские центры).

Основное содержание диссертационной работы изложено в следующих публикациях:

- [A1] V. Ammosov ... A. Bolshakova *et al.*, “The Harp Time Projection Chamber: Characteristics And Physics Performance”, Nucl. Instrum. Meth. A **588**, 294 (2008).
- [A2] V. Ammosov ... A. Bolshakova *et al.*, “Rebuttal to Comments on “The HARP Time Projection Chamber: Characteristics and Physics Performance” ”, Nucl. Instrum. Meth. A **588**, 321 (2008).
- [A3] А. Большакова для группы HARP-CDP, “Идентификация частиц и улучшение спектров, полученных методом Монте Карло, в эксперименте HARP”, труды XII Научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, Дубна, (2008) Стр.33-36.
- [A4] A. Bolshakova *et al.*, “Cross-Sections of Large-Angle Hadron Production in Proton- and Pion-Nucleus Interactions III: Tantalum Nuclei and Beam Momenta from  $\pm 3$  GeV/c to  $\pm 15$  GeV/c”, Eur. Phys. J. C **63**, 549 (2009).
- [A5] A. Bolshakova *et al.*, “Cross-sections of hadron production by 3 GeV/c - 15 GeV/c beams of protons and charged pions”, PoS **EPS-HEP2009**, 054 (2009).
- [A6] A. Bolshakova *et al.*, “Cross-Sections of Large-Angle Hadron Production in Proton- and Pion-Nucleus Interactions V: Lead Nuclei and Beam Momenta from  $\pm 3$  GeV/c to  $\pm 15$  GeV/c”, Eur. Phys. J. C **66**, 57 (2010).

## Список цитируемой литературы:

- [1] R. B. Palmer, C. Johnson and E. Keil, “A Cost-effective design for a neutrino factory,” Nucl. Instrum. Meth. A **451**, 265 (2000).
- [2] S. Geer, C. Johnstone and D. Neuffer, “Muon Storage Ring Neutrino Source: The Path to a Muon Collider?,” FERMILAB-TM-2073, (1999).
- [3] C. Prior, K. Long, R. Edgecock, J. Pasternak and J. Pozimski, ICFA Beam Dyn. Newslett. **51**, 61 (2010).
- [4] A. Sissakian *et al.*, The MultiPurpose Detector (MPD) to study Heavy Ion Collisions at NICA. Letter of Intent (JINR, Dubna, 2008).
- [5] M.G. Catanesi *et al.*, CERN-SPSC/99-35, SPSC/P315 (1999).
- [6] M.G. Catanesi *et al.*, CERN-SPSC/2004-018, SPSC-M-717 (2004).
- [7] Indications of Neutrino Oscillation in a 250 km Long-baseline Experiment. Phys. Rev. Lett. 90(2003)041801.
- [8] Eric A. Hawker The Status of MiniBooNE. P-25, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA.
- [9] D. Decamp *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **294** (1990) 121.
- [10] N.I. Chernov and G.A. Ososkov, Comp. Phys. Comm. **33** (1984) 329.
- [11] A. Strandlie, W. Waltenberger, R. Fruhwirth, B. Lillekjendlie, Comput. Phys. Commun. **131** (2000) 95; R. Fruhwirth, A. Strandlie, W. Waltenberger, Nucl. Instrum. Meth. A **490** (2002) 366.
- [12] A. Bolshakova *et al.*, Eur. Phys. J. **C56** (2008) 323.
- [13] A. Bolshakova *et al.*, CERN-HARP-CDP-2009-003.
- [14] A. Bolshakova *et al.*, CERN-HARP-CDP-2009-005.
- [15] T. Abbott *et al.*, Phys. Rev. **D45** (1992) 3906.
- [16] I. Chemakin *et al.*, Phys. Rev. **C65** (2002) 024904.

- [17] M.G. Catanesi *et al.*, Phys. Rev. **C77** (2008) 055207.
- [18] M. Apollonio *et al.* [HARP Collaboration], Phys. Rev. C **80**, 065207 (2009).
- [19] V. Ammosov *et al.*, Eur. Phys. J. **C54** (2008) 169.
- [20] V. Ammosov *et al.*, CERN-HARP-CDP-2006-003 (HARP Memo 06-101); CERN-HARP-CDP-2006-007 (HARP Memo 06-105); CERN-HARP-CDP-2007-001 (HARP Memo 07-101).
- [21] J. Strait, N. V. Mokhov and S. I. Striganov, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13**, 111001 (2010) [arXiv:1011.2537 [physics.acc-ph]].