

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2006-85

На правах рукописи
УДК 539.126.3

ГУДЗОВСКИЙ
Евгений Александрович

**ПОИСК ЗАРЯДОВОЙ АСИММЕТРИИ
В РАСПАДАХ $K^{\pm} \rightarrow 3\pi^{\pm}$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA48/2**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 2006

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
профессор

КЕКЕЛИДЗЕ
Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

БОЛОТОВ
Владимир Николаевич

доктор физико-математических наук
профессор

ОЛЬШЕВСКИЙ
Александр Григорьевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Государственный научный центр Российской Федерации — Институт физики высоких энергий, г. Протвино, Московская область.

Защита состоится “ _____ ” _____ 2006 г. на заседании диссертационного совета Д 720.001.05 при Лаборатории физики частиц Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2006 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета

КРИВОХИЖИН
Василий Геннадьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования.

Явление CP -нарушения, открытое в 1964 году, и сейчас играет центральную роль в программе исследований в области физики элементарных частиц. Интерес к этому явлению двоякий. С одной стороны, его экспериментальные наблюдения в микромире позволяют делать количественные проверки Стандартной Модели физики частиц и осуществлять поиск явлений, выходящих за её рамки. С другой стороны, оно лежит в основе современных космологических моделей, описывающих бариогенезис и эволюцию Вселенной, а также тесно связано с проблемой соотношения во Вселенной вещества и энергии и поисками антивещества.

Цель диссертационной работы — прецизионный экспериментальный поиск CP -нарушающих эффектов в каонном секторе, а именно CP -нарушающей зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Работа выполнена на основе анализа рекордной статистики — $3,11 \times 10^9$ отобранных для анализа полностью реконструированных распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, зарегистрированных в эксперименте NA48/2 на ускорителе SPS в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева).

Научная новизна исследования.

Результаты диссертации представляют собой новые экспериментальные данные по точному измерению параметра зарядовой асимметрии A_f в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Достигнутая точность $\sim 10^{-4}$ более чем на порядок величины превосходит результаты предыдущих экспериментов и впервые может быть использована для критического анализа ряда теоретических предсказаний. Был разработан и реализован принципиально новый метод прецизионного анализа, основанный на использовании двух одновременных каонных пучков противоположных знаков и приводящий к сокращению основных систематических эффектов.

Практическая ценность работы.

Измерения всех проявлений CP -нарушения позволяют делать чувствительные тесты Стандартной Модели и вести поиски процессов, находящихся за её рамками. Выполненное прецизионное измерение является важным звеном в обширной экспериментальной программе по проверке Стандартной Модели, интенсивно реализуемой в настоящее время в крупнейших лабораториях мира в экспериментах по изучению физики каонов, B -мезонов, τ -лептонов и, в последнее время, нейтрино.

Результаты диссертации имеют важное значение для проведения теоретических исследований, позволяющих получить нетривиальные ограничения на параметры некоторых расширений Стандартной Модели, предсказывающих высокие значения параметра асимметрии A_g . Ожидается, что предсказательная сила результата будет расти в будущем, по мере развития теоретических методов вычисления адронных поправок, затрудняющих в настоящее время связь A_g с фундаментальными параметрами теории.

Разработанный высокоточный метод измерения, а также предложенная техника компактификации данных и работы со статистикой порядка 10^{10} событий могут быть использованы будущими прецизионными экспериментами по измерению аналогичных зарядовых асимметрий.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были представлены автором

- на семинаре по физике частиц Европейского центра ядерных исследований (Женева, Швейцария, 1 марта 2005 г.);
- на международной конференции “Les rencontres de physique de la vallée d’Aoste” (Ла Тюиль, Италия, март 2006 г.);
- на международной конференции “Кварки-2004” (Пушкинские горы, Россия, май 2004 г.);
- на семинаре ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 20 мая 2004 г.) и объединённом семинаре ЛВЭ–ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 17 марта 2006 г.);
- на Европейской школе по физике частиц (Сан Фелиу, Испания, июнь 2004 г.);
- на совещании международной коллаборации ЭКСЧАРМ (Царево, Болгария, сентябрь 2005 г.);
- многократно на совещаниях международной коллаборации NA48/2.

Основные результаты также опубликованы в работах [1–5].

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 72 наименования. Диссертация содержит 144 страницы, 32 иллюстрации, 15 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность выполненного исследования, сформулирована цель диссертационной работы, показана научная новизна работы и описана структура диссертации.

Первая глава представляет собой краткий теоретический обзор, включающий в себя обсуждение важнейших дискретных симметрий в физике элементарных частиц и истории их исследования, рассмотрение механизма CP -нарушения в Стандартной Модели. Обсуждаются ожидаемые эффекты CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ как в рамках Стандартной Модели, так и за её пределами, существующие экспериментальные данные и перспективы поиска эффектов прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Спустя более 40 лет после своего открытия явление CP -нарушения и сейчас играет центральную роль в программе настоящих и будущих исследований в области физики элементарных частиц. Интерес к этому явлению двоякий. С одной стороны, его экспериментальные наблюдения в микромире позволяют делать количественные проверки Стандартной Модели физики частиц и осуществлять поиск явлений, выходящих за её рамки. С другой стороны, оно лежит в основе современных космологических моделей, описывающих бариогенезис и эволюцию Вселенной, а также тесно связано с проблемой соотношения во Вселенной вещества и энергии и поисками антивещества.

Долгое время единственным известным проявлением CP -нарушения был распад $K_L \rightarrow 2\pi$. Однако в последнее десятилетие были сделаны два крупных прорыва. В конце 1990-х гг. эксперименты NA48 и KTeV надёжно установили существование прямого CP -нарушения измерением ненулевого значения параметра ϵ'/ϵ в распадах нейтрального каона на два пиона. В течение последних пяти лет эксперименты на B -фабриках Babar и Belle обнаружили серию эффектов как косвенного, так и прямого CP -нарушения в распадах B -мезонов.

Последовательное экспериментальное изучение всех возможных проявлений CP -нарушения является чувствительным инструментом для поиска возможных расширений Стандартной Модели. В каонной физике, помимо уже измеренного параметра ϵ'/ϵ в распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$, наиболее перспективными дополнительными величинами являются парциальные вероятности ГИМ-подавленных распадов с участием нейтральных токов

с изменением странности $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, а также зарядовая асимметрия между распадами K^+ и K^- в три пиона.

Связь результатов измерений прямого CP -нарушения в адронных распадах каонов с фундаментальными параметрами теории в настоящее время затруднена вследствие сложности описания непертурбативных адронных эффектов (КХД). Однако проводимые интенсивные теоретические программы по выработке новых подходов, позволяющих уменьшить неопределённости предсказаний КХД, позволят в будущем получить нетривиальные количественные ограничения на фундаментальные параметры СМ.

Во второй главе содержится описание эксперимента NA48/2. Наибольшее внимание уделяется элементам, существенным для измерения зарядовой асимметрии в распадах $K_{3\pi}^\pm$. Описаны пучковый канал, существенные элементы детектора, система запуска установки и принципы работы систем сбора и мониторинга качества данных.

Измерение зарядовых асимметрий с высокой точностью ($\delta A_g \sim 10^{-4}$) требует не только большой статистики событий ($\sim 10^9 - 10^{10}$), но и специализированного экспериментального подхода. Ключевым элементом эксперимента, позволяющим добиться сокращения главных систематических эффектов, является специально спроектированный и построенный пучковый канал (также называемый далее пучковой линией), позволяющий транспортировать одновременно два вторичных заряженных пучка противоположных знаков, что позволяет регистрировать одновременно распады K^+ и K^- . Для того, чтобы добиться симметризации эффективностей регистрации для двух пучков, использовалось регулярное переключение полярностей всех магнитов пучковой линии и спектрометрического магнита. Схема пучковой линии и детекторов представлена на рис. 1.

Пучковая линия и установка описываются правой ортогональной координатной системой: ось z направлена вдоль установки в направлении движения пучка, а ось y — вертикально вверх.

Вторичные пучки рождаются при взаимодействии выведенного протонного пучка SPS энергией 400 ГэВ с бериллиевой мишенью, представляющей из себя цилиндр диаметром 2 мм и длиной 40 см. С помощью системы четырёх дипольных магнитов с нулевым полным отклонением (так называемого ахромата), которая расщепляет положительный и от-

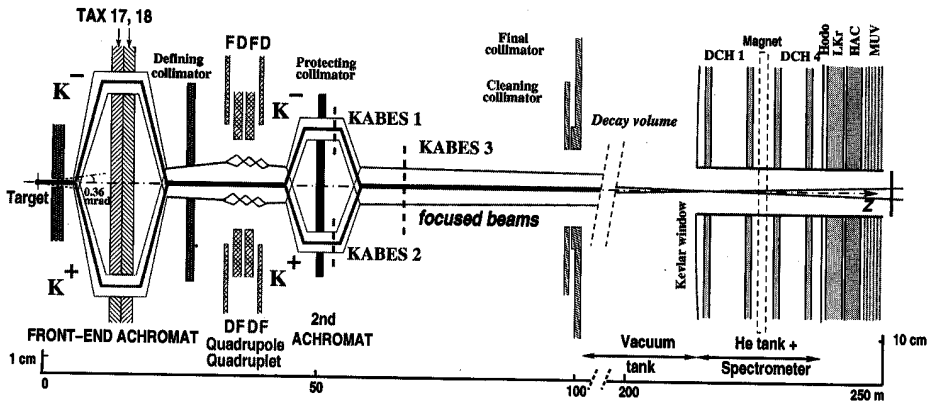


Рис. 1: Схематический вид сбоку пучковой линии NA48/2 (TAX17,18: подвижные коллиматоры, используемые для выбора импульсного спектра пучков; DFDF: фокусирующие квадрупольные магниты; KABES1-3: станции спектрометра каонного пучка), распадного объёма и детектора (DCH1-4: дрейфовые камеры, Nodo: сцинтилляционный годоскоп, LKr: жидкокристаллический электромагнитный калориметр, HAC: адронный калориметр, MUV: мюонный детектор). Вертикальный масштаб различается в левой и правой частях схемы.

рицательный пучки в вертикальной плоскости, а затем соединяет их на общей оси, зарядово-симметричным образом определяется импульсный спектр пучков (60 ± 3) ГэВ/с. Далее пучки проходят систему четырёх квадрупольных магнитов, которая зарядово-симметричным образом фокусирует пучки в вертикальной и горизонтальной плоскостях с целью добиться их минимального поперечного размера в области экспериментальной установки. Далее располагается второй ахромат, в котором расположены станции спектрометра каонного пучка (KABES) — детектора для измерения импульса частиц пучка (он не используется в данном анализе).

После второго ахромата оба пучка распространяются по одному и тому же пути. После прохождения серии коллиматоров они входят в распадный объём, представляющий собой цилиндрический вакуумный сосуд длиной 114 м, диаметром 1,92 м в начальной части длиной 65 м и 2,40 м в конечной части. За цикл ускорителя на мишень попадают 7×10^{11} протонов, при этом потоки положительных (отрицательных) частиц на входе в распадный объём составляют $3,8 \times 10^7$ ($2,6 \times 10^7$) частиц на цикл, из которых 5,7% (4,9%) являются K^+ (K^-). Отношение потоков K^+/K^- составляет около 1,8. Доля каонов, распадающихся в распадном объёме, составляет около 22%.

Пучковая линия была настроена так, чтобы положительный и отри-

цательный пучки были совмещены в пространстве с точностью 1 мм в пределах всего распадного объёма. Такое совмещение пучков приводит к значительной зарядовой симметризации геометрической эффективности регистрации. Фокусировка пучков системой квадрупольных магнитов нацелена на получение минимального поперечного размера пучков в области детектора, таким образом минимизируется чувствительность к поперечной структуре пучков.

После распадного объёма находится магнитный спектрометр, используемый для реконструкции распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Он расположен в резервуаре, заполненном гелием при давлении, близком к атмосферному, и отделённом от вакуумного сосуда тонким (0,0031 радиационной длины) кевларовым окном. Через центр спектрометра (и всех остальных детекторов) проходит тонкостенная алюминиевая пучковая труба диаметром около 16 см, позволяющая нераспавшимся частицам пучка и мюонному гало от распадов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ распространяться в вакууме, не загружая детектор. Спектрометр состоит из четырёх дрейфовых камер (DCH), две из которых расположены перед и две — после дипольного магнита, поле которого придаёт заряженным частицам дополнительный импульс вдоль оси x около 120 МэВ/с. Дрейфовые камеры имеют форму правильного восьмиугольника с поперечным размером около 2,8 м и площадью чувствительной области около 4,5 м². Каждая дрейфовая камера состоит из четырёх пар последовательно расположенных сдвоенных плоскостей, ориентированных горизонтально, вертикально и вдоль каждого из направлений $\pm 45^\circ$. Импульсное разрешение спектрометра составляло $\sigma_p/p = 1,02\% \oplus 0,044\%p$ (где p выражается в ГэВ/с), что соответствует разрешению по реконструированной инвариантной массе 3π около 1,7 МэВ/с².

После магнитного спектрометра находится сцинтилляционный годоскоп, состоящий из плоскости горизонтальных и плоскости вертикальных счётчиков-полос. Каждая плоскость годоскопа разделена на четыре квадранта; ширина полос составляет 6,5 см для центральных и 9,9 см для периферийных счётчиков. Далее расположены жидкокриптонный электромагнитный калориметр (LKr), адронный калориметр (HAC) и мюонный детектор (MUV).

Система запуска установки (триггер) для распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ — двухуровневая. На первом уровне (L1) частота событий ~ 500 кГц уменьшается до ~ 100 кГц требованием наличия точек взаимодействия в обеих

плоскостях годоскопа по крайней мере в двух его квадрантах. Второй уровень (L2) основан на электронике, вычисляющей координаты точек взаимодействия в дрейфовых камерах на основе информации о временах дрейфа, и кластер асинхронных микропроцессоров, производящий на программном уровне быструю реконструкцию треков и принятие решения. Алгоритм L2 требует, чтобы хотя бы два трека сближались на расстояние менее 5 см в пределах распадного объёма. События, не удовлетворяющие данному условию, анализируются дальше и принимаются, если они содержат реконструированный трек, кинематически не совместимый с распадом на $\pi^\pm\pi^0$ каона с импульсом 60 ГэВ/с, движущегося вдоль оси z . Результирующая частота событий составляет около 10 кГц.

Набор данных NA48/2 осуществлялся в течение двух сеансов экспозиции, проведённых в 2003 и 2004 гг. Каждый сеанс состоял приблизительно из 50 дней эффективного набора данных. Всего было записано около 18×10^9 событий.

Третья глава описывает метод высокоточного измерения зарядовой асимметрии, разработанный в рамках данного анализа, приводящий к сокращению основных систематических эффектов, и соответствующую стратегию набора данных.

Распределение отобранных для анализа событий $K_{3\pi}$ по кинематическим переменным $(u, |v|)$ и его проекция на u представлены на рис. 2. Разрешение по переменной u зависит от области фазового пространства, однако нигде не превышает 0,06, что меньше выбранного для анализа интервала по переменной u , составляющего 0,10. Метод измерения основан на сравнении восстановленных u -спектров $N^+(u)$ и $N^-(u)$ распадов K^+ и K^- , соответственно. Для значений коэффициентов наклона g , h и k , характеризующих распад $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, отношение u -спектров $R(u) = N^+(u)/N^-(u)$ в хорошем приближении, в пределах точности данного измерения, пропорционально $(1 + \Delta g \cdot u)$. Таким образом, Δg может быть измерено путём линейной аппроксимации отношения $R(u)$, после чего может быть вычислена асимметрия $A_g = \Delta g/2g$.

Зарядовая симметризация условий набора данных в значительной степени достигается использованием двух одновременных и коллинеарных пучков K^+ и K^- с близкими импульсными спектрами. Однако присутствие магнитных полей как в пучковой линии (ахроматы, фокусирующие квадрупольи и т.д.), так и в магнитном спектрометре в комбинации

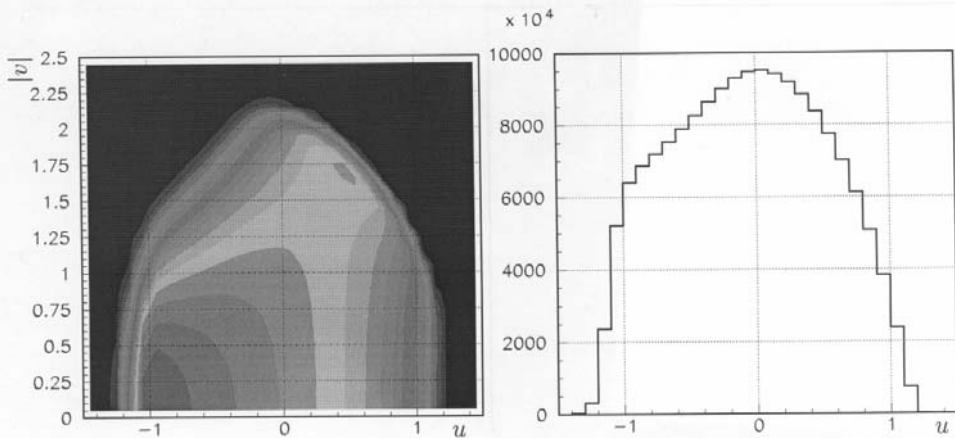


Рис. 2: Слева: нормированное распределение отобранных событий по кинематическим переменным (u , $|v|$) – т.н. Далиц-плот; справа: его проекция на ось u .

с некоторой асимметрией установки приводит к остаточной зарядовой асимметрии. Для симметризации локальных эффектов, изменяющих эффективности регистрации, полярности всех магнитов в пучковой линии инвертировались приблизительно каждую неделю набора данных (что соответствует периодичности технических остановок ускорителя SPS), а полярность спектрометрического магнита переключалась с меньшим периодом (приблизительно раз в день в 2003 г. и раз в 3 часа в 2004 г.).

Данные, собранные за период времени, составляющий в среднем около двух недель эффективной работы, в течение которого реализуются все четыре возможные конфигурации магнитных полей (то есть комбинации полярности пучковой линии и полярности спектрометрического магнита), представляют собой так называемый полный набор данных, являющийся независимым и самодостаточным набором данных для измерения асимметрии. За два сеанса экспозиции были записаны девять полных наборов данных, пронумерованные от 0 до 8: четыре в 2003 г. (наборы 0–3) и пять в 2004 г. (наборы 4–8).

Каждый полный набор данных содержит четыре набора собранных одновременно событий $K^+ \rightarrow 3\pi$ и $K^- \rightarrow 3\pi$, соответствующие четырём конфигурациям магнитных полей (всего восемь наборов данных). Для измерения зарядовой асимметрии с использованием сокращений систематических эффектов, возникающих благодаря инвертированию полярностей магнитных полей, составляется “четверное отношение” с участием восьми соответствующих u -спектров. Оно определяется произведением четырёх отношений $R(u) = N^+(u)/N^-(u)$, содержащих в числителе и

знаменателе u -спектры, полученные от распадов каонов с противоположными зарядами (при этом конфигурации магнитных полей подобраны описанным ниже образом):

$$R_4(u) = R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u) \cdot R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u). \quad (1)$$

Первый индекс в обозначениях отношений $R(u)$ означает полярность пучковой линии: U соответствует тому, что пучок K^+ проходит в ахроматах через верхнюю (англ. "Up"), D — через нижнюю линию (англ. "Down"). Второй индекс означает полярность анализирующего магнита в числителе и знаменателе (различную для K^+ и K^-), соответствующую отклонению чётных (то есть двух идентичных) пионов: S — против направления оси x установки (в сторону горы Салев), J — в обратном направлении (в сторону хребта Юра). Аппроксимация четверного отношения (1) функцией

$$f(u) = n \cdot (1 + \Delta g \cdot u)^4 \quad (2)$$

приводит к измерению двух параметров: нормировки n , чувствительной к отношению потоков K^+/K^- и балансу статистики в восьми наборах данных, и разности наклонов Δg , не чувствительной к потокам частиц.

Техника четверного отношения логически завершает процедуру переключения полярностей магнитов и приводит к сокращению систематических эффектов в трёх аспектах:

- благодаря переключениям полярности спектрометрического магнита локальные эффекты в детекторе сокращаются в каждом из четырёх отношений $R(u)$, участвующих в четверном отношении $R_4(u)$, между наборами событий K^+ и K^- , в которых продукты распада достигают одних и тех же частей детектора;
- вследствие одновременности пучков происходит сокращение глобальных не постоянных во времени эффектов между наборами событий K^+ и K^- в произведениях отношений типов $R_S(u)$ и $R_J(u)$;
- благодаря переключениям полярности пучковой линии, локальные эффекты в ней, приводящие к небольшим отличиям форм и импульсных спектров пучков, в значительной степени сокращаются между наборами событий K^+ и K^- в произведении отношений типов $R_U(u)$ и $R_D(u)$.

Остаточные систематические эффекты из-за присутствия постоянных магнитных полей (поле Земли, намагниченность вакуумного сосуда) минимизируются азимутальной симметрией геометрических критериев отбора, описанных в следующем разделе.

Результат, полученный описанным методом, не зависит от отношения потоков K^+/K^- и от относительных объёмов данных с различными конфигурациями магнитных полей. Однако статистическая точность измерения ограничивается наименьшим из восьми наборов данных, входящих в четверное отношение, поэтому баланс статистики контролировался во время набора данных. Результат измерения остаётся чувствительным только к временным изменениям асимметрий экспериментальных условий, которые имеют характерные времена, меньшие, чем соответствующие периоды изменения полярностей магнитов. Большинство ожидаемых систематических эффектов в принципе не должно оказывать влияния на результат.

Разработанный метод измерения вследствие сокращения основных систематических эффектов не требует вычисления эффективности регистрации с помощью моделирования. Несмотря на это, в качестве инструмента для изучения систематических эффектов было разработано программное обеспечение на основе пакета GEANT для моделирования экспериментальных условий методом Монте-Карло, включающее полное описание геометрии и материалов и учитывающее временную зависимость эффективности дрейфовых камер, временные изменения геометрии пучков и юстировки спектрометра. Было проведено моделирование количества событий, сравнимого с накопленной статистикой ($\sim 10^{10}$ разыгранных событий).

Четвёртая глава содержит описание анализа, а именно методов компактификации и фильтрации данных, высокоточной калибровки магнитного спектрометра, симметризации геометрической эффективности регистрации, вычисления коррекций на неэффективности системы запуска установки и оценок остаточных систематических неопределённостей. Представлены окончательный результат измерения и его обсуждение.

Реконструкция и отбор событий

Треки реконструируются на основе точек взаимодействия в дрейфовых камерах с использованием измеренной карты магнитного поля спектрометрического магнита, масштабированной согласно измеренному то-

ку. Трёхтрековые вилки, совместимые с топологией распада $K \rightarrow 3\pi$, восстанавливаются экстраполяцией сегментов треков из части спектрометра, расположенной до магнита, в распадный объём. При экстраполяции учитывается постоянное магнитное поле в распадном объёме и многократное рассеяние на кевларовом окне. Коррекция на постоянное магнитное поле основана на трёхмерной карте поля, измеренной во всём распадном объёме. Она уменьшает азимутальную вариацию восстановленной эффективной массы 3π более чем на порядок величины, до уровня ниже $50 \text{ кэВ}/c^2$. Кинематика событий вычисляется на основе восстановленных импульсов и направлений треков в вилке.

Для уменьшения объёма данных от $\sim 200 \text{ ТБ}$ первичных до $1,23 \text{ ТБ}$ окончательных данных были проведены несколько стадий компактификации и фильтрации. Число событий в отфильтрованных данных составило $4,87 \times 10^9$. Основное требование алгоритма фильтрации состоит в присутствии в событии по крайней мере трёх реконструированных треков заряженных частиц, что отбрасывает около 55% записанных событий.

Отбор событий включает в себя отказ от событий с переполнением буфера системы запуска, условия на заряд, качество, продольное и поперечное положение вилки, ограничения на восстановленный импульс: $54 \text{ ГэВ}/c < P_K < 66 \text{ ГэВ}/c$ и эффективную массу 3π : $|M_{3\pi} - M_K| < 9 \text{ МэВ}/c^2$ (последнее условие соответствует приблизительно пятикратному разрешению). После такого отбора остаются $3,82 \times 10^9$ событий $K_{3\pi}$, практически свободных от фона, так как изучаемый распад является доминирующим распадом заряженного каона с тремя заряженными частицами в конечном состоянии.

Калибровка магнитного спектрометра

Поперечные положения дрейфовых камер и отдельных проволочек учитывались с точностью около 30 мкм на основании данных специальных мюонных сеансов с выключенным магнитным полем, проводимых приблизительно раз в 2–4 недели. Однако вариация относительных поперечных положений камер на меньшем масштабе времени может оказать влияние на асимметрию, так как неучтённый сдвиг дрейфовой камеры вдоль оси x приводит к зарядово-антисимметричным искажениям измеренных импульсов. Мерой остаточного неучтённого сдвига камер является разность $\Delta\bar{M}$ средних восстановленных эффективных масс 3π для распадов K^+ и K^- . Сдвиг дрейфовой камеры на 1 мкм вдоль оси x

приводит с разности масс $\Delta\bar{M} \sim 1 \text{ кэВ}/c^2$ (коэффициенты пропорциональности различны для различных камер). Мониторинг величины $\Delta\bar{M}$ позволил обнаружить значительные (до 200 мкм) движения дрейфовых камер между мюонными сеансами. Введение зависящих от времени коррекций к измеренным импульсам, вычисленных на основе $\Delta\bar{M}$, уменьшает эффект на разность наклонов более чем на порядок величины, до пренебрежимого уровня $\delta(\Delta g) < 0,1 \times 10^{-4}$.

Коррекция на нестабильность геометрии пучков

Геометрическая эффективность регистрации определяется в основном пучковой трубой, проходящей через центры всех дрейфовых камер. Пучковая оптика может контролировать средние поперечные положения пучков с точностью не лучше 1 мм, что приводит к заметному случайному зарядово-асимметричному искажению эффективности регистрации. Для компенсации данного эффекта вводятся условия отбора $R > 11,5 \text{ см}$ на расстояния R от точек прохождения пионов в плоскостях дрейфовых камер 1 и 4 до измеренных средних положений пучков в камере 1 и их экстраполяции из передней части спектрометра в плоскость камеры 4. Эти условия отбора приводят к потере 12% статистики, оставляя для последующего анализа $3,36 \times 10^9$ событий.

Минимальное значение расстояния 11,5 см было выбрано, исходя из требования, что должны надёжно исключаться область пучковой трубы и прилегающие к ней нечувствительные области дрейфовых камер. Средние положения пучков измеряются отдельно для K^+ и K^- вычислением “центра гравитации” — взвешенного среднего положений трёх пионов в плоскостях дрейфовых камер до магнита (весами являются импульсы пионов). Искажения, вносимые геометрической эффективностью регистрации в средние восстановленные положения пучков, незначительны. Помимо вариаций положений пучков во времени, измеряются и учитываются их зависимости от импульса каона ($\sim 1 \text{ мм}$ в горизонтальной плоскости, $\sim 1 \text{ см}$ в вертикальной плоскости) и времени от начала цикла ускорителя ($\sim 1 \text{ мм}$). Точность 100 мкм в определении положений пучков достаточна для уменьшения систематических эффектов до пренебрежимого уровня.

Основным источником остаточных зарядово-асимметричных эффектов является постоянное магнитное поле в распадном объёме в комбинации с вариациями неэффективности дрейфовых камер и геометрии пучков. Было показано, что соответствующие нефизические разности на-

клонов не превышают $\delta(\Delta g) = 0,2 \times 10^{-4}$.

Коррекция на неэффективность триггера

Искажения результата могут быть вызваны только зарядово-несимметричной неэффективностью триггера, которая зависит от переменной u . Неэффективности компонент триггера измеряются как функции u с использованием контрольных наборов событий, записанных с минимальными условиями триггера одновременно с основным триггером. Таким образом учитываются вариации неэффективности, а её статистические ошибки переносятся в окончательный результат. Условие контрольного триггера для измерения эффективности L1 требует хотя бы одного совпадения взаимодействий в двух плоскостях сцинтилляционного годоскопа. Контрольные события для измерения эффективности L2 — это события, удовлетворяющие условию L1, записанные независимо от решения L2. Статистика в каждом из двух контрольных наборов данных составляет около 1% от основного набора данных.

Неэффективность условия L1, возникающая из-за неэффективности годоскопа, составила $0,9 \times 10^{-3}$ и была стабильной во времени. Из-за временной повышенной неэффективности определённых каналов годоскопа часть данных характеризуется более высокой неэффективностью L1 (до 7×10^{-3}), источник которой локализован в пространстве. Такая неэффективность была уменьшена до нормального уровня (и симметризована) наложением дополнительных условий отбора на координаты точек прохождения пионов через плоскость годоскопа в соответствующих полных наборах данных. Это привело к потере 7,1% данных и окончательной статистике в $3,11 \times 10^9$ событий. В силу временной стабильности неэффективности L1 коррекция на неё не вводилась, и результату была приписана неопределённость $\delta(\Delta g) = 0,3 \times 10^{-4}$, ограниченная объёмом статистики контрольного набора данных.

На геометрическую часть неэффективности L2, которая не постоянна во времени из-за нестабильности локальной эффективности дрейфовых камер, вводятся коррекции к u -спектрам. Интегральная неэффективность для отобранных для анализа событий обычно близка к $0,6 \times 10^{-3}$, но некоторые периоды характеризуются более высокой неэффективностью до 1,5% (её источники не являются тривиальным образом локализованными в пространстве). Коррекция на неэффективность L2 к окончательному результату составила $\delta(\Delta g) = (-0,1 \pm 0,3) \times 10^{-4}$, где ошибка имеет статистический характер и обусловлена размером контрольного

Полный набор данных	$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ распады $\times 10^6$	$K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ распады $\times 10^6$	$\Delta g \times 10^4$ "сырое"	$\Delta g \times 10^4$ окончательное
0	448,0	249,7	$0,5 \pm 1,4$	$-0,8 \pm 1,8$
1	270,8	150,7	$-0,4 \pm 1,8$	$-0,5 \pm 1,8$
2	265,5	147,8	$-1,5 \pm 2,0$	$-1,4 \pm 2,0$
3	86,1	48,0	$0,4 \pm 3,2$	$1,0 \pm 3,3$
4	232,5	129,6	$-2,8 \pm 1,9$	$-2,0 \pm 2,2$
5	142,4	79,4	$4,7 \pm 2,5$	$4,4 \pm 2,6$
6	193,8	108,0	$5,1 \pm 2,1$	$5,0 \pm 2,2$
7	195,9	109,1	$1,7 \pm 2,1$	$1,5 \pm 2,1$
8	163,9	91,4	$1,3 \pm 2,3$	$0,4 \pm 2,3$
Комбинир.	1998,9	1113,7	$0,7 \pm 0,7$	$0,6 \pm 0,7$

Таблица 1: Отобранная в каждом полном наборе статистика и измеренные величины Δg : "сырые" и скорректированные на неэффективность L2.

набора данных. Симметрия части неэффективности, связанной с временными эффектами, имеющая размер $\sim 0,2\%$, проверялась отдельно моделированием эффектов наложения событий и изучением зависимости результата от числа разрешённых дополнительных треков в событии.

Получение Δg и контрольные асимметрии

После применения описанных выше коррекций было измерено Δg независимо для каждого полного набора данных путём аппроксимации четверного отношения u -спектров. Четверные отношения u -спектров, скорректированные на эффективность триггера L2, и результаты их аппроксимации функцией (2) для каждого полного набора данных представлены на рис. 3. Данные о количествах событий, отобранных в каждом полном наборе данных, "сырых" величинах Δg и окончательных величинах Δg с учётом L2-коррекций представлены в таблице 1. Независимые результаты, полученные в девяти полных наборах, представлены на рис. 4а): эти измерения совместимы с $\chi^2/\text{ndf} = 10,0/8$.

В качестве проверки систематических эффектов, для измерения размеров искажений, сокращающихся благодаря технике четверного отношения, были построены два других четверных отношения восьми u -спектров. Они являются произведениями четырёх отношений u -спектров каонов одного знака, записанных с различными конфигурациями магнитных полей, поэтому физическая асимметрия в них сокращается, а асимметрии установки — нет. Нефизическая разность параметров наклона Δg_{LR} , появляющаяся благодаря не постоянным во времени глобальным эффектам, не сокращается в отношениях с противоположными

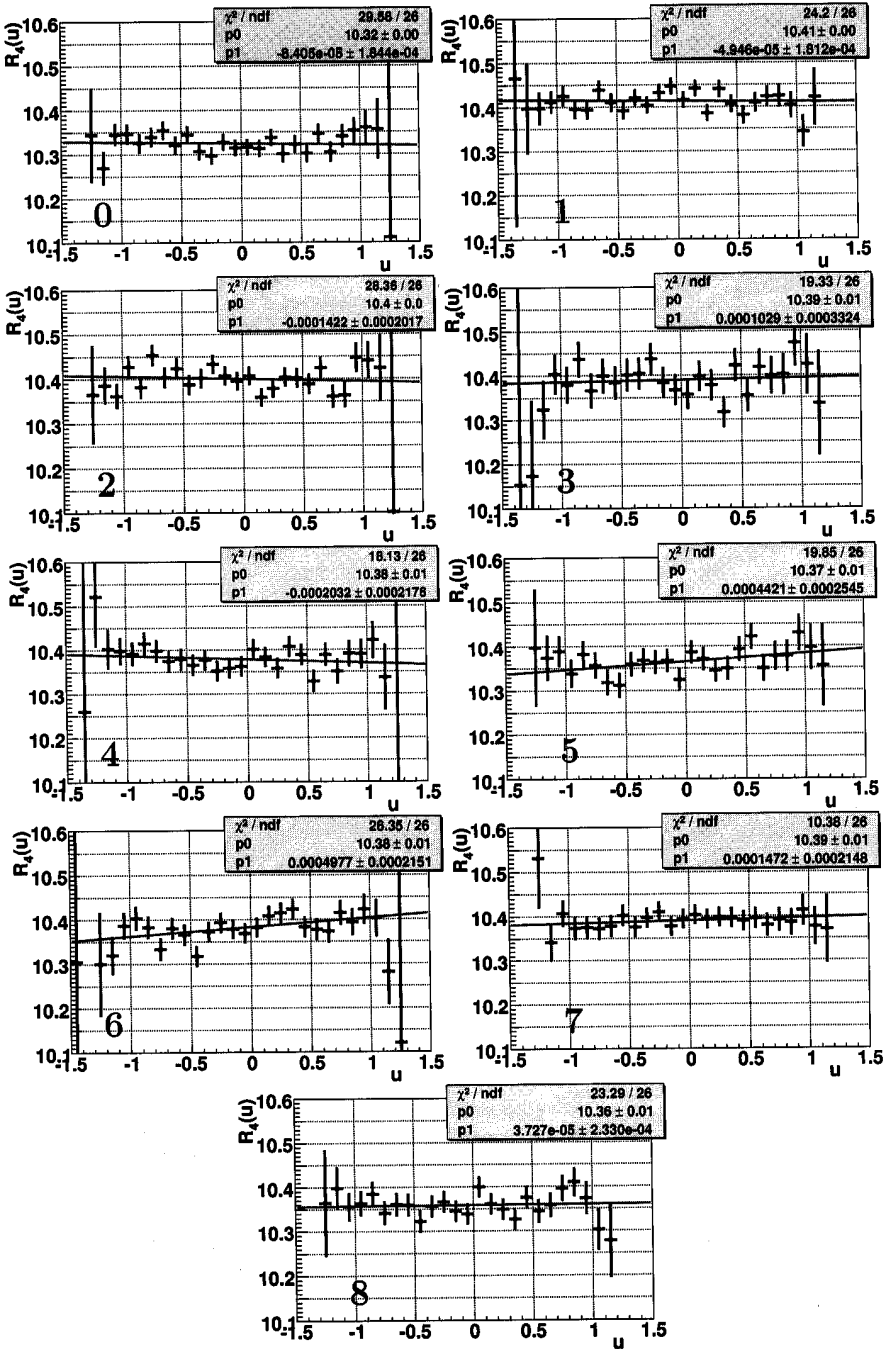


Рис. 3: Четверные отношения u -спектров в каждом полном наборе данных (числа 0–8 на графиках обозначают номера наборов данных) и их аппроксимация функцией (2). Некоторые крайние точки с большими ошибками находятся за пределами рисунков.

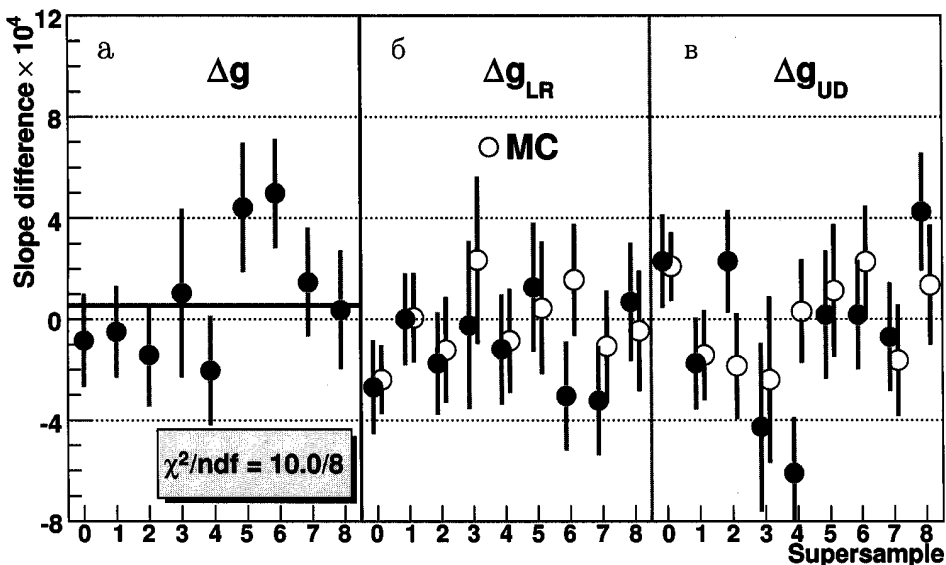


Рис. 4: а) Результаты измерения Δg в каждом из девяти полных наборов данных; контрольные величины б) Δg_{LR} и в) Δg_{UD} , соответствующие асимметриям детектора и пучковой линии, сокращающиеся в четверном отношении, и их сравнение с Монте-Карло.

полярностями спектрометрического магнита и одинаковыми полярностями пучковой линии в числителе и знаменателе, что можно выразить в рамках принятых обозначений:

$$R_{LR}(u) = (R_{US}(u) \cdot R_{DS}(u)) / (R_{UJ}(u) \cdot R_{DJ}(u)). \quad (3)$$

Аналогичным образом нефизическая разность параметров наклона Δg_{UD} , появляющаяся благодаря различию верхней и нижней частей пучковой линии, не сокращается в отношениях с противоположными полярностями пучковой линии, но одинаковыми полярностями спектрометрического магнита в числителе и знаменателе. Соответствующее четверное отношение выглядит так:

$$R_{UD}(u) = (R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u)) / (R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u)). \quad (4)$$

Ложные разности наклонов Δg_{LR} и Δg_{UD} , измеренные в девяти полных наборах данных, представлены на рис. 4б) и в) для данных и Монте-Карло. Размер этих величин, сокращающихся в четверном отношении (1), составляет порядка 10^{-4} , что демонстрирует малость остаточных эффектов второго порядка. Более того, сравнение данных и Монте-Карло показывает, что асимметрии установки достаточно хорошо описываются в терминах локальных неэффективностей и вариации оптики пучков.

Остаточные систематические неопределённости

Измерение импульсов пионов базируется на знании магнитного поля спектрометрического магнита. Вариация тока в магните отслеживалась с относительной точностью 5×10^{-4} . Меньшие вариации контролировались с точностью $\sim 10^{-5}$ по отклонению средней восстановленной массы каона (усреднённой между K^+ и K^-) от табличного значения. На основе этой величины можно ввести зависящие от времени зарядово-симметричные коррекции (масштабные коэффициенты) к восстановленным импульсам. Однако эффект с высокой точностью сокращается в окончательном результате, благодаря одновременным пучкам. Консервативная верхняя оценка систематической неопределённости $\delta(\Delta g) = 0,1 \times 10^{-4}$ была получена сравнением результатов, вычисленных с применением и без применения коррекций.

В значительной доле ($\sim 5\%$) отобранных событий один из пионов распадается в пределах распадного объёма по каналу $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, и спектрометр реконструирует образовавшийся мюон. В “крыльях” реконструированных распределений массы 3π доминируют такие события. Отказ от событий с распадом $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ в анализе Монте-Карло не привёл к значительному изменению результата. Вариация ограничения на максимальное отклонение реконструированной эффективной массы 3π от номинальной массы каона в широком диапазоне $5-25 \text{ МэВ}/c^2$ привела к консервативной оценке эффектов распада пионов $\delta(\Delta g) = 0,4 \times 10^{-4}$.

Состав пучков не является зарядово-симметричным, поэтому изменения реконструированных параметров события, вызванные совпадением распада во времени с распадом другого каона или прохождением через чувствительный объём детектора частиц, составляющих гало пучка, потенциально зарядово-несимметричны. Для изучения эффектов совпадений событий в рамках пакета моделирования методом Монте-Карло был разработан генератор случайных заряженных частиц, настроенный с использованием измеренных потоков, состава и кинематических распределений пучков, и было выполнено моделирование $\sim 10^7$ пар коррелированных исходного события и возмущённого события. На уровне достигнутой статистической точности $\delta(\Delta g) = 0,2 \times 10^{-4}$ зарядово-несимметричные эффекты в u -спектрах не наблюдаются.

Систематические сдвиги результата из-за эффектов разрешения изучались с использованием различных способов вычисления кинематической переменной u из восстановленных импульсов треков (включая кине-

Источник неопределённости	Коррекция и неопределённость $\delta(\Delta g) \times 10^4$
Юстировка спектрометра	$\pm 0,1$
Энергетическая шкала спектрометра	$\pm 0,1$
Геометрия пучков	$\pm 0,2$
Распад пионов $\pi \rightarrow \mu\nu$	$\pm 0,4$
Совпадения событий во времени	$\pm 0,2$
Эффекты разрешения	$\pm 0,3$
Полная систематическая ошибка	$\pm 0,6$
Триггер: L1	$\pm 0,3$
Триггер: L2	$-0,1 \pm 0,3$

Таблица 2: Список систематических неопределённостей и коррекций к результату.

матические фитирование с 4 ограничениями), обладающие различными зависимостями разрешения по u от самой u . Результат стабилен в пределах $\delta(\Delta g) = 0,3 \times 10^{-4}$.

Список систематических неопределённостей, коррекций на неэффективность триггера и их неопределённостей приведён в таблице 2.

В заключении сформулированы основные результаты работы и выводы диссертации:

1. На основе анализа рекордной статистики $3,11 \times 10^9$ событий измерено с точностью, более чем на порядок величины превышающей точности предыдущих измерений, значение характеризующей прямое CP -нарушение зарядовой асимметрии линейных наклонов Далиц-плота распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$:

$$\begin{aligned} A_g &= (-1,3 \pm 1,5_{\text{стат.}} \pm 0,9_{\text{триг.}} \pm 1,4_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} = \\ &= (-1,3 \pm 2,3) \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

2. Для получения результата разработан и реализован принципиально новый метод анализа, основанный на использовании двух одновременных пучков заряженных каонов (K^+ и K^-), что привело к сокращению основных систематических неопределённостей для измеряемой величины асимметрии до уровня $\delta A_g \sim 10^{-4}$. Метод может быть применён для выполнения аналогичных задач по изучению зарядовых асимметрий в распадах элементарных частиц.
3. Полученные экспериментальные результаты по измерению зарядовой асимметрии согласуются с предсказаниями Стандартной Модели, однако в силу своей высокой точности могут быть использованы для ограничения некоторых расширений Стандартной Модели, предсказывающих усиление эффектов CP -нарушения.
4. Разработано программное обеспечение, позволившее провести моделирование экспериментальных условий NA48/2 методом Монте-Карло и исследование ряда систематических погрешностей эксперимента, что существенно повышает степень достоверности полученных результатов.
5. Разработано и внедрено в эксперимент программное обеспечение для проведения оперативного мониторинга экспериментальных данных в режиме реального времени работы установки, что позволило заметно увеличить эффективность набора данных эксперимента NA48/2.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] J.R. Batley, ..., E. Goudzovski et al. (NA48/2), Search for direct CP violation in the decays $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, Phys. Lett. **B634** (2006) 474.
- [2] E. Goudzovski for the NA48/2 collaboration, High precision study of CP -violating charge asymmetry in $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ decays by NA48/2, труды конференции «Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste 2006», Ла Тюиль, Италия, 5–11 марта 2006 г., hep-ex/0604002.
- [3] E. Goudzovski for the NA48/2 collaboration, First results from NA48/2 experiment at CERN, труды семинара «Кварки'2004», Пушкинские Горы, 24–30 мая 2004 г., ISBN 5-94274-018-6, стр.608–619 (2005).
- [4] Д.Р. Батли, ..., Е.А. Гудзовский и др. (NA48/2), Прецизионный поиск CP -нарушающей зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ в эксперименте NA48/2 в ЦЕРН, сообщение ОИЯИ Р1-2006-51 (2006).
- [5] Е.А. Гудзовский, Д.Т. Мадигожин, Ю.К. Потребеников, Система оперативного мониторинга физических данных в серии экспериментов NA48, NA48/1 и NA48/2, препринт ОИЯИ Р10-2006-8 (2006), направлено в «Письма в ЭЧАЯ».

Получено 2 июня 2006 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 5.06.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,38. Тираж 100 экз. Заказ № 55361.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/