

P1-2006-51

Д. Р. Батли и др. (коллаборация NA-48/2)

ПРЕЦИЗИОННЫЙ ПОИСК CP -НАРУШАЮЩЕЙ
ЗАРЯДОВОЙ АСИММЕТРИИ В РАСПАДАХ
 $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA-48/2 В ЦЕРН

Батли Д. Р. и др. (коллаборация NA-48/2)

P1-2006-51

Прецизионный поиск CP -нарушающей зарядовой асимметрии
в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ в эксперименте NA-48/2 в ЦЕРН

Представлено прецизионное измерение параметра CP -нарушающей зарядовой асимметрии A_g в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^+\pi^-$, выполненное в эксперименте NA-48/2 на ускорителе SPS (ЦЕРН). Эксперимент был спроектирован так, чтобы измерение не было ограничено систематическими неопределенностями. На основе $3,11 \cdot 10^9$ отобранных событий, соответствующих полной накопленной в эксперименте статистике, получено предварительное значение асимметрии $A_g = (-1,3 \pm 2,3) \cdot 10^{-4}$.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Batley J. R. et al. (The NA48/2 Collaboration)

P1-2006-51

High Precision Study of CP -Violating Charge Asymmetry in $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$
Decays by the NA-48/2 Experiment at CERN

A precise measurement of the direct CP -violating charge asymmetry parameter A_g in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^+\pi^-$ decays by the NA48/2 experiment at CERN SPS is presented. The experiment has been designed not to be limited by systematic uncertainties in the asymmetry measurement. A preliminary result for the charge asymmetry $A_g = (-1.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-4}$ has been obtained with a sample of $3.11 \cdot 10^9$ selected events corresponding to the full collected statistics. The precision of the result is limited by the statistics used.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

Коллаборация NA-48/2

Д. Р. Батли, А. Д. Куллинг, Д. Кальмус, К. Лаццерони, Д. Д. Мундей,
М. У. Слейтер, С. А. Уоттон

Кавендишская лаборатория, Кембриджский университет, Кембридж, Великобритания

Р. Арчидиаконо, Ж. Боке, Н. Кабиббо, А. Чеккуччи, Д. Канди, В. Фалалеев,
М. Фидекаро, Л. Гагиньон, А. Гонидек, В. Кубишта, А. Нортон, А. Майер,
М. Пател, А. Петерс

ЦЕРН, Женева, Швейцария

С. З. Балев, П. Л. Фрабетти, Е. А. Гудзовский, П. З. Христов,
В. Д. Кекелидзе, В. В. Кожухаров, Л. Литов, Д. Т. Мадигожин,
Э. М. Маринова, Н. А. Молоканова, И. А. Поленкевич, Ю. К. Потребеников,
С. Стойнев, А. И. Зинченко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Э. Монье, Э. Своллоу, Р. Уинстон

Институт Энрико Ферми, Чикагский университет, Чикаго, США

П. Рубин, А. Уолкер

Эдинбургский университет, Эдинбург, Великобритания

В. Балдини, А. Котта Рамузино, П. Далпиаз, К. Дамиани, М. Фиорини,
А. Джаноли, М. Мартини, Ф. Петруччи, М. Саврие, М. Скарпа, Х. Валь
Университет и ИНФН, Феррара, Италия

А. Биццетти, М. Калветти, Э. Челеньини, Э. Якопини, М. Ленти,
Ф. Мартелли, Д. Руджеро, М. Велтри
Университет и ИНФН, Флоренция, Италия

М. Бехлер, К. Эппард, К. Кляйнкнехт, П. Маруэлли, Л. Мазетти,
У. Моосбрюггер, К. Моралез, Б. Ренк, М. Вахе, Р. Ванке, А. Винхарт
Майнцкий университет, Майнц, Германия

Д. Ковард, А. Дабровски, Т. Фонсека Мартин, М. Шиех, М. Слепер,
М. Веласко, М. Д. Вуд

Северо-Западный университет, Эванстон, США

Д. Анзивино, П. Ченчи, Э. Имбергамо, А. Наппи, М. Пепе, М. К. Петруччи,
М. Пиччини, М. Раджи, М. Валдата-Наппи
Университет и ИНФН, Перуджа, Италия

К. Черри, Д. Коллацуол, Ф. Костантини, Л. Ди Лелла, Н. Добл, Р. Фантеки,
Л. Фиорини, С. Джудичи, Д. Ламанна, И. Манелли, А. Микетти,
Д. Пьераццини, М. Соцци

Университет, Скуола Нормале и ИНФН, Пиза, Италия

Б. Блок-Дево, Ц. Чешков, Ж.Б. Шез, М. Де Беер, Ж. Дерре, Ж. Марел,
Э. Маццукато, Б. Пейо, Б. Валлаж
DSM/DAPNIA, Сакле, Франция

М. Холдер, М. Циолковски
Зигенский университет, Зиген, Германия

С. Бифани, К. Биино, Н. Картилья, М. Клеменчич, С. Гой Лопез,
Ф. Маркетто
Университет и ИНФН, Турин, Италия

Х. Дибон, М. Яйтлер, М. Маркитан, И. Микулец, Г. Нойхофер, Л. Видхалм
Институт физики высоких энергий, Вена, Австрия

ВВЕДЕНИЕ

Спустя более 40 лет после своего открытия [1] 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 ее 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 NA-48 и KTeV надежно установили существование прямого CP -нарушения [2–4] 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 [5], так и прямого [6] 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 неопределенности предсказаний КХД, позволят в будущем получить нетривиальные количественные ограничения на фундаментальные параметры СМ.

Квадрат матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow 3\pi$ обычно представляется в виде полиномиального разложения [7]

$$|M(u, v)|^2 \sim 1 + gu + hu^2 + kv^2, \quad (1)$$

где g — линейный; h и k — квадратичные параметры наклона далиц-плота ($|h|, |k| \ll |g|$), а две независимые безразмерные лоренц-инвариантные переменные u и v , полностью задающие кинематику события, определены следующим образом:

$$u = \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2}, \quad v = \frac{s_2 - s_1}{m_\pi^2}, \quad s_i = (P_K - P_i)^2, \quad i = 1, 2, 3; \quad s_0 = \frac{s_1 + s_2 + s_3}{3}. \quad (2)$$

Здесь m_π — масса заряженного пиона; P_K и P_i — 4-импульсы каона и пионов, индексы $i = 1, 2$ соответствуют двум идентичным («четным») пионам, а индекс $i = 3$ — пиону, знак которого противоположен знаку каона («нечетному» пиону). Член, пропорциональный v , в разложении (1) запрещен по соображениям симметрии. Различие параметров наклона g^+ и g^- , характеризующих распада положительных и отрицательных каонов, соответственно, — проявление прямого CP -нарушения, которое обычно параметризуется асимметрией коэффициентов наклона

$$A_g = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-) \approx \Delta g/(2g), \quad (3)$$

где $\Delta g = g^+ - g^-$ — разность параметров наклона, а g — среднее значение параметра наклона. Ожидается, что асимметрия парциальных вероятностей распадов сильно подавлена по сравнению с асимметрией параметров наклона [8]. Расчеты параметра A_g в рамках Стандартной модели колеблются от нескольких единиц 10^{-6} до нескольких единиц 10^{-5} [9]. Существующие теоретические вычисления, включающие в себя процессы за пределами Стандартной модели [10], приводят к более широкому диапазону значений A_g , включающему значительные усиления до 10^{-4} . В нескольких экспериментах был проведен поиск асимметрии A_g в обеих существующих модах распада $\pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $\pi^\pm \pi^0 \pi^0$ [11]. Достигнутая точность измерения составляет несколько единиц 10^{-3} и ограничена систематическими неопределенностями.

Эксперимент NA-48/2 выполняется в рамках программы по физике каонов на ускорителе SPS в ЦЕРН. Его основная задача — измерение асимметрий A_g и A_g^0 в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, соответственно, с точностью, по крайней мере, на порядок величины лучшей, чем точности существующих измерений.

Измерение величины A_g , выполненное на основе приблизительно половины накопленной NA-48/2 статистики, было недавно опубликовано [12]. В данной работе представлен предварительный результат, основанный на полной статистике зарегистрированных распадов $K_{3\pi}^\pm$.

1. ПУЧКИ И ДЕТЕКТОРЫ

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 спроектированная и построенная пучковая линия, транспортирующая 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.

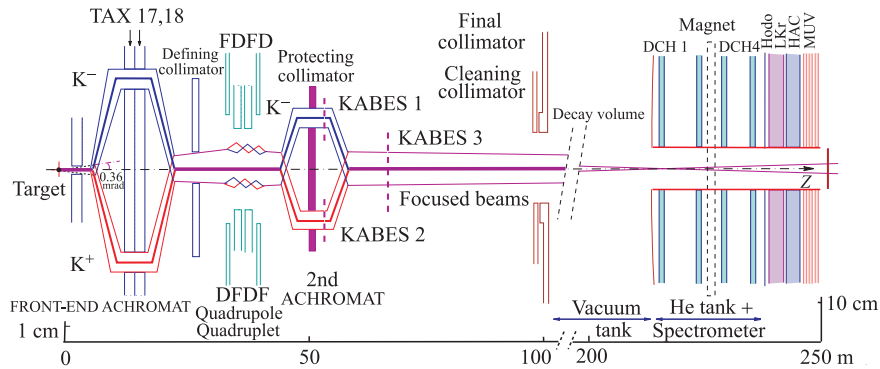


Рис. 1. Схематический вид сбоку пучковой линии NA-48/2 (TAX17,18 — подвижные коллиматоры, используемые для выбора импульсного спектра пучков; DFDF — фокусирующие квадруполь; KABES1–3 — станции спектрометра каонного пучка); распадного объема и детектора (DCH1–4 — дрейфовые камеры, Hodo — сцинтилляционный годоскоп, LKr — жидкокриптонный электромагнитный калориметр, HAC — адронный калориметр, MUV — мюонный детектор). Вертикальный масштаб различается в левой и правой частях схемы

Пучковая линия и установка описываются правой ортогональной координатной системой: ось Z направлена вдоль установки по движению пучка, а ось Y — вертикально вверх.

Вторичные пучки рождаются при взаимодействии выведенного протонного пучка SPS энергией 400 ГэВ с бериллиевой мишенью, представляющей собой цилиндр диаметром 2 мм и длиной 40 см. С помощью системы четырех дипольных магнитов с нулевым полным отклонением (так

называемого ахромата), которая расщепляет положительный и отрицательный 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 четырех 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 находятся станции спектрометра каонного пучка (KABES) [13] — 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 объем, представляющий собой цилиндрический вакуумный сосуд длиной 114 м, диаметром 1,92 м в начальной части длиной 65 м и в конечной части 2,40 м. За цикл ускорителя на мишень попадают $7 \cdot 10^{11}$ протонов, при этом потоки положительных (отрицательных) частиц на входе в распадный объем составляют $3,8 \cdot 10^7$ ($2,6 \cdot 10^7$) частиц на цикл, из которых 5,7% (4,9%) являются K^+ (K^-). Отношение потоков K^+/K^- составляет $\sim 1,8$. Доля каонов, распадающихся в распадном объеме, составляет $\sim 22\%$.

Пучковая линия была настроена так, чтобы положительный и отрицательный пучки были совмещены в пространстве с точностью 1 мм в пределах всего распадного объема. 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 объема 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 отделенном 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 четырех дрейфовых камер (DCH), две из которых расположены перед и две — после дипольного магнита, поле которого придает 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 четырех пар последовательно расположенных сдвоенных плоскостей, ориентированных горизонтально, вертикально и вдоль каждого из направлений $\pm 45^\circ$. Импульсное разрешение спектрометра соста-

вляло $\sigma_p/p = 1,02\% \oplus 0,044\%p$ (где p выражается в ГэВ/с), что соответствует разрешению по реконструированной инвариантной массе 3π около $1,7 \text{ МэВ}/c^2$.

После магнитного спектрометра находится сцинтилляционный годоскоп, состоящий из плоскости горизонтальных и плоскости вертикальных счетчиков-полос. Каждая плоскость годоскопа разделена на четыре квадранта; ширина полос составляет 6,5 см для центральных и 9,9 см для периферийных счетчиков. 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 объема. События, не удовлетворяющие данному условию, анализируются дальше и принимаются, если они содержат реконструированный трек, кинематически не совместимый с распадом $\pi^\pm\pi^0$ каона с импульсом 60 ГэВ/с, движущегося вдоль оси Z . Результирующая частота событий составляет около 10 кГц.

Описание других субдетекторов NA-48, менее важных для рассматриваемого анализа, содержится в работе [3].

Набор данных NA-48/2 осуществлялся в течение двух сеансов экспозиции, проведенных в 2003 и 2004 гг. Каждый сеанс состоял приблизительно из 50 дней эффективного набора данных. Всего было записано около $18 \cdot 10^9$ событий.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Распределение отобранных для анализа* событий $K_{3\pi}$ по кинематическим переменным $(u, |v|)$ и его проекция на u представлены на рис. 2. Решение 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

*Основные критерии отбора обсуждаются в следующем разделе.

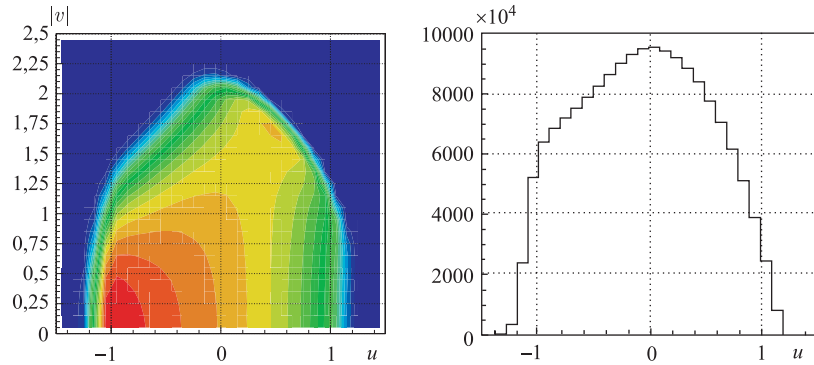


Рис. 2. Слева — нормированное распределение отобранных событий по кинематическим переменным $(u, |v|)$ — т. н. далиц-плот; справа — его проекция на ось u

распад $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ [7], 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 путем 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 квадруполь и т. д.), так и в магнитном спектрометре в комбинации 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 ч 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 четырем 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 четырех 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):

$$R_4(u) = R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u) \cdot R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u). \quad (4)$$

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 четных (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 (4) функцией

$$f(u) = n \cdot (1 + \Delta g \cdot u)^4 \quad (5)$$

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

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

- благодаря переключениям полярности спектрометрического магнита локальные эффекты в детекторе сокращаются в каждом из четырех 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 объемов 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 остается 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 [14] 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).

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для уменьшения объема данных от ~ 200 Тбайт первоначальных до 1,23 Тбайт окончательных данных были проведены несколько стадий компактификации и фильтрации. Число событий в отфильтрованных данных составило $4,87 \cdot 10^9$. Основное требование алгоритма фильтрации состоит в присутствии в событии по крайней мере трех реконструированных треков заряженных частиц, что отбрасывает около 55% записанных событий.

Треки реконструируются на основе точек взаимодействия в дрейфовых камерах с использованием измеренной карты магнитного поля спектрометрического магнита, масштабированной согласно измеренному току. Трехтрековые вилки, совместимые с топологией распада $K \rightarrow 3\pi$, восстанавливаются экстраполяцией сегментов треков из части спектрометра, расположенной до магнита, в распадном объеме. При экстраполяции учитывается постоянное магнитное поле в распадном объеме и многократное рассеяние на кевларовом окне. Коррекция на постоянное магнитное поле основана на трехмерной

карте поля, измеренной во всем распадном объеме. 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.

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: $54 < P_K < 66 \text{ ГэВ}/c$ и эффективную массу 3π : $|M_{3\pi} - M_K| < 9 \text{ МэВ}/c^2$ (последнее условие соответствует приблизительно пятикратному разрешению). После такого отбора остаются $3,82 \cdot 10^9$ 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 неучтенный сдвиг дрейфовой камеры вдоль оси X приводит к зарядово-антисимметричным искажениям измеренных импульсов. Мерой остаточного неучтенного 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 $\delta(\Delta g) < 0,1 \cdot 10^{-4}$.

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 $R > 11,5$ 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 $3,36 \cdot 10^9$ событий.

Минимальное значение расстояния 11,5 см было выбрано исходя из требования, что должны надежно исключаться область пучковой трубы и прилегающие к ней нечувствительные области дрейфовых камер. Средние положе-

ния пучков измеряются отдельно для K^+ и K^- вычислением «центра гравитации» — взвешенного среднего положений трех пионов в плоскостях дрейфовых камер до магнита (весами являются импульсы пионов). Искажения, вносимые геометрической эффективностью регистрации в средние восстановленные положения пучков, несущественны. Помимо вариаций положений пучков во времени измеряются и учитываются их зависимости от импульса каона (~ 1 мм в горизонтальной плоскости, ~ 1 см в вертикальной плоскости) и времени от начала цикла ускорителя (~ 1 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 объеме в комбинации с вариациями неэффективности дрейфовых камер и геометрии пучков. Было показано, что соответствующие нефизические разности наклонов не превышают $\delta(\Delta g) = 0,2 \cdot 10^{-4}$.

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 ее 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 $0,9 \cdot 10^{-3}$ и была стабильной во времени. Из-за временно повышенной неэффективности определенных каналов годоскопа часть данных характеризуется более высокой неэффективностью L1 (до $7 \cdot 10^{-3}$), 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 $3,11 \cdot 10^9$ событий. В силу временной стабильности неэффективности L1 коррекция на нее не вводилась, и результату была приписана неопределенность $\delta(\Delta g) = 0,3 \cdot 10^{-4}$, ограниченная объемом статистики контрольного набора данных.

На геометрическую часть неэффективности L2, которая не постоянна во времени из-за нестабильности локальной эффективности дрейфовых ка-

мер, вводятся коррекции к u -спектрам. Интегральная неэффективность для отобранных для анализа событий обычно близка к $0,6 \cdot 10^{-3}$, но некоторые периоды характеризуются более высокой неэффективностью до 1,5 % (ее источники не являются тривиальным образом локализованными в пространстве). Коррекция на неэффективность L2 к окончательному результату составила $\delta(\Delta g) = (-0,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$, где ошибка имеет статистический характер и обусловлена объемом статистики контрольного 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 разрешенных дополнительных треков в событии.

Получение Δg и контрольные асимметрии. После применения описанных выше коррекций было измерено Δg независимо для каждого полного набора данных путем аппроксимации четверного отношения u -спектров. Четверные отношения u -спектров, скорректированные на эффективность триггера L2, и результаты их аппроксимации функцией (5) 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 учетом L2-коррекций представлены в табл. 1. Независимые результаты, полученные в девяти полных наборах, представлены на рис. 4, а: 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 четырех 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 полярностями спектрометрического магнита и одинаковыми полярностями пучковой линии в числителе и знаменателе, что можно выразить в рамках принятых обозначений:

$$R_{LR}(u) = (R_{US}(u) \cdot R_{DS}(u)) / (R_{UJ}(u) \cdot R_{DJ}(u)). \quad (6)$$

Аналогичным образом нефизическая разность параметров наклона Δg_{UD} , появляющаяся благодаря различиям в верхней и нижней частях 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:

$$R_{UD}(u) = (R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u)) / (R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u)). \quad (7)$$

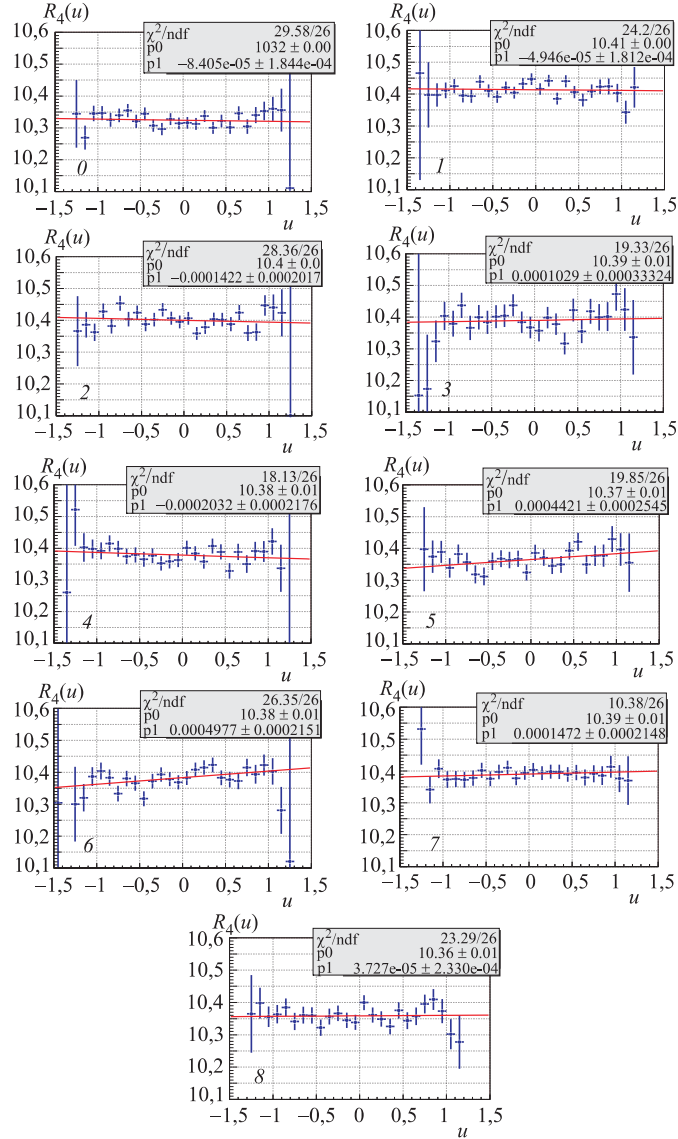


Рис. 3. Четверные отношения u -спектров в каждом полном наборе данных (числа 0–8 на графиках обозначают номера наборов данных) и их аппроксимация функцией (5)

Ложные разности наклонов Δg_{LR} и Δg_{UD} , измеренные в девяти полных наборах данных, представлены на рис. 4, б и в для данных и моделирования

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

Полный набор данных	$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ распады $\cdot 10^6$	$K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ распады $\cdot 10^6$	$\Delta g \cdot 10^4$ «сырое»	$\Delta g \cdot 10^4$ 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	$1,3 \pm 2,3$	$0,4 \pm 2,3$
Комбинированный результат	1998,9	1113,7	$0,7 \pm 0,7$	$0,6 \pm 0,7$

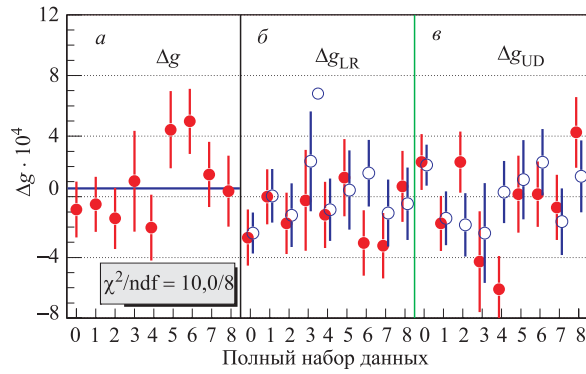


Рис. 4. а) Результаты измерения Δg в каждом из девяти полных наборов данных; контрольные величины Δg_{LR} (б) и Δg_{UD} (в), соответствующие асимметриям детектора и пучковой линии, сокращающиеся в четверном отношении, и их сравнение с результатами моделирования

методом Монте-Карло. Размер этих величин, сокращающихся в четверном отношении (4), составляет порядка 10^{-4} , что демонстрирует малость остаточных эффектов второго порядка. Более того, сравнение данных и расчетов методом Монте-Карло показывает, что асимметрии установки достаточно хорошо описываются в терминах локальных неэффективностей и вариации оптики пучков.

Остаточные систематические неопределенности. Измерение импульсов пионов базируется на знании магнитного поля спектрометрического магнита. Вариация тока в магните отслеживалась с относительной точностью $5 \cdot 10^{-4}$.

Меньшие вариации контролировались с точностью $\sim 10^{-5}$ по отклонению средней восстановленной массы каона (усредненной 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 неопределенности $\delta(\Delta g) = 0,1 \cdot 10^{-4}$ 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 объема 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 методом Монте-Карло не привел к значительному изменению результата. Вариация ограничения на максимальное отклонение реконструированной эффективной массы 3π от номинальной массы каона в широком диапазоне 5–25 МэВ/ c^2 привела к консервативной оценке эффектов распада пионов $\delta(\Delta g) = 0,4 \cdot 10^{-4}$.

Состав пучков не является зарядово-симметричным, поэтому изменения реконструированных параметров события, вызванные совпадением распада во времени с распадом другого каона или прохождением через чувствительный объем 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 и возмущенного событий. На уровне достигнутой статистической точности $\delta(\Delta g) = 0,2 \cdot 10^{-4}$ зарядово-несимметричные эффекты в u -спектрах не наблюдаются.

Таблица 2. Список систематических неопределенностей и коррекций к результату

Источник неопределенности	Коррекция и неопределенность $\delta(\Delta g) \cdot 10^4$
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	$-0,1 \pm 0,3$

Систематические сдвиги результата из-за эффектов разрешения изучались с использованием различных способов вычисления кинематической переменной u из восстановленных импульсов треков (включая кинематические фитирование с четырьмя ограничениями), обладающие различными зависимостями разрешения по u от самой u . Результат стабилен в пределах $\delta(\Delta g) = 0,3 \cdot 10^{-4}$.

Список систематических неопределенностей, а также коррекций на неэффективность триггера и их неопределенностей приведен в табл. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измеренная на основе полного набора данных эксперимента NA-48/2 ($3,11 \cdot 10^9$ отобранных для анализа событий) разность параметров линейного наклона далиц-плота для распадов K^+ и K^- в $3\pi^\pm$ составляет

$$\Delta g = g^+ - g^- = (0,6 \pm 0,7_{\text{стат.}} \pm 0,4_{\text{триг.}} \pm 0,6_{\text{сист.}}) \cdot 10^{-4}. \quad (8)$$

Это приводит с учетом номинального значения параметра наклона $g = -0,2154 \pm 0,0035$ [7] к величине CP -нарушающей зарядовой асимметрии линейных наклонов в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, составляющей

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

Рассмотренный анализ, основанный на полном наборе данных, привел к заметному улучшению окончательной неопределенности по отношению к опубликованному результату, основанному примерно на половине статистики [12]. Точность данного результата в 17 раз лучше, чем точность результата наиболее точного измерения, выполненного до эксперимента NA-48/2, и ограничена в основном накопленной статистикой.

Данное измерение согласуется с предсказаниями Стандартной модели, однако в силу своей высокой точности позволяет наложить ограничения на некоторые расширения Стандартной модели, предсказывающие усиление данного эффекта. Мы надеемся, что дальнейшее развитие теории позволит сделать более глубокие выводы из полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Christenson J. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138.
2. Burkhardt H. et al. (NA-31) // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 169.
Barr G. et al. (NA-31) // Phys. Lett. B. 1993. V. 317. P. 233.

3. *Fanti V. et al.* (NA-48) // Phys. Lett. B. 1999. V. 465. P. 335.
Lai A. et al. (NA-48) // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 22. P. 231.
Batley J.R. et al. (NA-48) // Phys. Lett. B. 2002. V. 544. P. 97.
4. *Alavi-Harati A. et al.* (KTeV) // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 22.
Alavi-Harati A. et al. (KTeV) // Phys. Rev. 2003. V. D67. P. 012005.
5. *Aubert B. et al.* (Babar) // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 091801.
Abe K. et al. (Belle) // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 091802.
6. *Abe K. et al.* (Belle) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. 021601.
Aubert B. et al. (Babar) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 131801.
7. *S. Eidelman et al.* (Particle Data Group) // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.
8. *Isidori G., Maiani L., Pugliese A.* // Nucl. Phys. B. 1992. V. 381. P. 522.
9. *Belkov A. A., Lanyov A. V., Bohm G.* hep-ph/0311209.
Gamiz E., Prades J., Scimemi I. // JHEP. 2003. V. 10. P. 042.
D'Ambrosio G., Isidori G. Int. J. Mod. Phys. A. 1998. V. 13. P. 1.
Shabalin E. P. // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 88.
10. *Shabalin E. P.* ITEP preprint. 1998. P. 8–98.
D'Ambrosio G., Isidori G., Martinelli G. // Phys. Lett. B. 2000. V. 480. P. 164.
11. *Ford W. T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 1370.
Smith K. M. et al. // Nucl. Phys. B. 1975. V. 91. P. 45.
Akopdzhanov G. A. et al. (TNF-IHEP) // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 40. P. 343.
12. *Batley J. R. et al.* (NA48/2), Phys. Lett. B. 2006. V. 634. P. 474.
13. *Peyaud B. et al.* // Nucl. Inst. Meth. A. 2004. V. 535. P. 247.
14. GEANT Description and Simulation Tool, CERN Proram Library Long Writeup W5013 (1994).

Получено 13 апреля 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 05.06.2006.

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

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,2. Тираж 580 экз. Заказ № 55364.

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/