

904 315

M-13



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2009-16

На правах рукописи

УДК 539.126.3

МАДИГОЖИН
Дмитрий Турыскалиевич

ИЗУЧЕНИЕ ПРЯМОГО НАРУШЕНИЯ
CP-СИММЕТРИИ РАСПАДОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA48

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2009

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединённого института ядерных исследований.

Научный консультант:

доктор физико-математических наук профессор КЕКЕЛИДЗЕ Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор ДРЁМИН Игорь Михайлович

доктор физико-математических наук профессор НИКИТИН Владимир Алексеевич

доктор физико-математических наук профессор ПОНОСОВ Александр Климентьевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение -
Институт ядерных исследований РАН, г. Москва.

Защита состоится " _____ " _____ 2009 г.
в " _____ " часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 при Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛФВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2009 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета

 АРЕФЬЕВ В.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования

В 1964 г группой Кронины, Кристенсена, Фитча и Тюрлея (BNL) были обнаружены редкие распады долгоживущих каонов в конечные состояния с положительной CP-четностью $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, что доказывало нарушение CP-симметрии, поскольку среди основных мод распада этого каона есть трехпионные распады $K_L \rightarrow 3\pi^0$ и $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с CP-нечетными конечными состояниями. Обнаруженный этой группой эффект был связан со смешиванием состояний с разной CP-четностью, которое приводит к переходам между этими состояниями в процессе относительно медленной эволюции волновых функций. Такой механизм не мог повлиять на быстрые процессы начального этапа образования Вселенной. Поэтому для обоснования предложенного А.Д. Сахаровым в 1967 г. объяснения наблюдаемого преобладания в ней вещества над антивеществом исключительно важным было бы получить доказательство существования в Природе другого механизма CP-нарушения - так называемого *прямого* нарушения непосредственно в процессах слабых распадов.

Цель диссертационной работы — статистически достоверное обнаружение *прямого* нарушения CP-симметрии, а также измерение с высокой точностью параметра $Re(\epsilon'/\epsilon)$, характеризующего величину этого нарушения в двухпионных распадах нейтральных каонов.

Научная новизна исследования.

- Впервые измерен параметр прямого CP-нарушения $Re(\epsilon'/\epsilon)$ с абсолютной точностью, достаточной для достоверного утверждения о существовании в Природе *прямого* нарушения CP-симметрии.
- Впервые реализована методика прецизионного измерения асимметрии вероятностей распадов частиц, основанная на

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

сокращении многих систематических эффектов в двойном отношении потоков зарегистрированных распадов K_L и K_S на $\pi^+\pi^-$ и $2\pi^0$, измеряемых синхронно и в почти совпадающих распадных объемах.

Практическая ценность работы

- Измерение параметра $Re(\epsilon'/\epsilon)$ в системе нейтральных каонов и установление факта его отличия от нуля представляют собой первое статистически достоверное обнаружение прямого нарушения CP-симметрии непосредственно в распадах частиц. Тем самым доказана принципиальная возможность объяснения доминирования барионов над антибарионами в наблюдаемой Вселенной за счет нарушения CP-симметрии. Это измерение вместе с подтвердившим его результатом эксперимента KTeV привело к продолжающемуся до сих пор быстрому развитию теоретических подходов к описанию прямого CP-нарушения в каонных распадах.
- Разработанная и реализованная в данной работе методика анализа и оценки влияния случайной активности в детекторах оверлейным методом Монте-Карло может быть использована в других экспериментах. Актуальность проблемы учета случайной активности постоянно возрастает в связи с увеличением интенсивности пучков в ускорительных экспериментах.
- Разработанные программные средства для оперативного мониторинга физических данных эксперимента NA48 послужили прототипом для соответствующих программ, разработанных впоследствии в экспериментах NA48/1 и NA48/2. Эти программные средства после доработки могут быть использованы и в других экспериментах.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были представлены автором

- на международной конференции 'QCD at work' (Martina Franca, Bari, Italy, June 2001);
- на международной конференции 'Beauty 2002' (Santiago de Compostela, Spain, June 2002);
- на объединенных семинарах ЛВЭ-ЛФЧ (ОИЯИ, 2002, 2007);
- на семинаре по физике частиц (ОИЯИ, 2006);
- на общелабораторном семинаре ЛФЧ (ОИЯИ, 2006);
- многократно докладывались на совещаниях международной коллаборации NA48(ЦЕРН).

Основные результаты также опубликованы в работах [1] - [13].

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, дополнений и списка цитируемой литературы, содержащего 111 наименований. Диссертация содержит 220 страниц, 77 иллюстраций, 18 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

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

Первая глава содержит краткий обзор теоретических понятий, связанных с прямым CP-нарушением, экспериментальных методов, применяемых в этой области, а также описание экспериментальной ситуации к моменту начала сбора данных NA48.

До 1964 г. все экспериментальные данные свидетельствовали о CP-симметрии нашего мира. Считалось, что K_S , преимущественно распадающийся на 2π , имеет определенную положительную четность, а K_L , с его значительной вероятностью трехпионных распадов - отрицательную. Однако, летом 1964 г. в эксперименте на ускорителе AGS в BNL были обнаружены редкие распады $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. Это означает нарушение CP-симметрии, так как оказалось, что K_L -мезоны при распаде могут переходить в состояния с разной CP-четностью.

Стандартная Модель предсказывает два возможных типа нарушения CP-симметрии. Первый из них проявляется в смешивании и осцилляциях состояний нейтральных каонов с разной CP-четностью. Нарушение CP-симметрии, вызванное таким смешиванием, и было экспериментально обнаружено в 1964 году. Другой тип (прямое CP-нарушение) проявляется напрямую в амплитудах распадов K_S и K_L . Прямое нарушение CP-симметрии является одним из условий объяснения наблюдаемого преобладания вещества над антивеществом во Вселенной в рамках современных космологических моделей.

Непрямое нарушение CP-симметрии вызвано исключительно смешиванием состояний с определенной CP-четностью и, следовательно, этот механизм не различает никаких иных свойств конечного состояния распада, кроме CP-четности. Например, непрямое нарушение сохраняет равенство двух отношений амплитуд: $\eta^{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | H | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | H | K_S \rangle}$ и $\eta^{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | H | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | H | K_S \rangle}$. Любое нарушение

равенства η^{+-} и η^{00} , в частности, отличие от единицы двойного отношения

$$R = \frac{|\eta^{00}|^2}{|\eta^{+-}|^2} = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} \quad (1)$$

говорит о существовании вклада в механизм CP-нарушения, не связанного со смешиванием состояний. Этот вклад может осуществляться лишь непосредственно в процессе распада, поэтому он получил название *прямого* CP-нарушения.

С учетом изотопической симметрии двухпионных конечных состояний, разницу отношений амплитуд распадов на два заряженных и два нейтральных пиона удобно выразить через такой параметр ϵ' , что:

$$\eta^{+-} \approx \epsilon + \epsilon'; \quad \eta^{00} \approx \epsilon - 2\epsilon', \quad (2)$$

где ϵ - параметр непрямого нарушения CP-четности в распадах нейтральных каонов. Тогда легко получить:

$$R \approx \frac{1 - 2(\frac{\epsilon'^*}{\epsilon} + \frac{\epsilon'}{\epsilon})}{1 + (\frac{\epsilon'^*}{\epsilon} + \frac{\epsilon'}{\epsilon})} = \frac{1 - 4\text{Re}(\frac{\epsilon'}{\epsilon})}{1 + 2\text{Re}(\frac{\epsilon'}{\epsilon})} \approx 1 - 6\text{Re}(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) \quad (3)$$

Таким образом, измерение отклонения R от единицы позволяет оценить значение $\text{Re}(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ с абсолютной погрешностью, равной одной шестой погрешности измерения R .

Прямое нарушение CP - симметрии в рамках Стандартной модели описывается так называемыми пингвинными диаграммами, изображенными на рис. 1. При этом электромагнитные и сильные диаграммы дают вклады одного порядка величины, противоположные по знаку. Частичное сокращение этих вкладов приводит к малости ϵ' .

Разработка экспериментов по изучению прямого CP-нарушения была направлена на то, чтобы сделать все неизбежные систематические смещения в подсчете событий симметричными между хотя бы двумя из четырех составляющих двойного отношения (1). К началу сбора данных экспериментом NA48 ситуация с обнаружением прямого CP-нарушения в

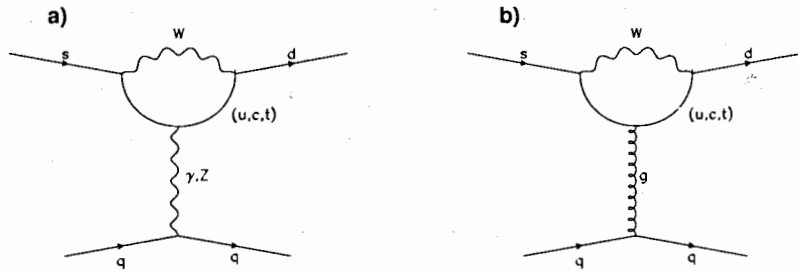


Рис. 1: Электрослабые (a) и сильные (b) пингвинные диаграммы, ответственные за прямое CP-нарушение в распадах нейтральных каонов

Природе была достаточно неопределенной. К этому времени еще не было получено результатов в экспериментах, посвященных поиску CP-нарушения в распадах нейтральных B-мезонов. Наилучшая точность в измерении параметра CP-нарушения в системе нейтральных каонов к тому времени была достигнута в экспериментах NA31 (CERN): $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (23 \pm 3, 6 \pm 5, 4) \times 10^{-4}$ и E731(FNAL): $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (7, 4 \pm 5, 2 \pm 2, 9) \times 10^{-4}$. Оба эксперимента основаны на идее регистрации в максимально близких условиях двухпионных распадов K_S (CP-разрешенных) и K_L (CP-запрещенных).

Особенность эксперимента E731 заключалась в использовании одновременно двух почти параллельных пучков K_L , один из которых перед распадным объемом проходил слой вещества, в котором, благодаря различию амплитуд рассеяния K_0 и \bar{K}_0 на ядрах, происходила когерентная регенерация компоненты K_S . Слой регенератора перемещался после каждого сброса ускорителя так, чтобы сменить перекрываемый им пучок, что позволяло компенсировать возможные небольшие различия акцептанса установки для двух пучков, не полностью совпадающих в пространстве.

Идея эксперимента NA31 состояла в одновременной регистрации нейтральных (на $2\pi^0$) и заряженных (на $\pi^+\pi^-$) распадов каонов,

рожденных пучком протонов на поочередно используемых мишенях, размещенных вблизи (мишень K_S) и вдали (мишень K_L) от изучаемого распадного объема. Мишень K_S размещалась на подвижной платформе и могла быть позиционирована в любом месте вдоль направления пучка первичных протонов или убрана с пути пучка K_L . Кратковременный сеанс с пучком K_S проводился каждый день, остальную часть дня шла регистрация распадов из пучка K_L .

В обоих экспериментах не было одновременного сбора данных о распадах во всех четырех модах, вероятности которых входят в измеряемое двойное отношение. В то время, как результат NA31 говорил о существовании прямого CP нарушения порядка 10^{-3} , E731 практически не наблюдал его на сколько-нибудь достоверном уровне. Это противоречие не позволяло сделать вывод о наблюдении прямого CP-нарушения и приводило к необходимости измерений с новым уровнем точности.

Во второй главе описана методика измерения величины двойного отношения R в эксперименте NA48, а также примененные в нем система пучков нейтральных каонов и детекторная установка.

Чтобы максимально использовать сокращение систематических эффектов в двойном отношении R , сбор данных обо всех четырех модах распадов происходил в одно и то же время и почти из одного и того же распадного объема (рис. 2). Для этого пучки K_L и K_S одновременно порождались в рА-взаимодействиях на двух мишенях, расположенных, соответственно, на большом и малом расстоянии от распадного объема.

Эксперимент разрабатывался таким образом, чтобы продукты распадов из двух пучков облучали детекторы приблизительно одинаково. Это сходство еще более усиливалось с помощью процедуры взвешивания каждого события распада K_L такой функцией его измеренного времени жизни, что распределения K_L по этой переменной становились практически идентичными таким же распределениям для K_S . Незначительная остаточная разница в расходимости пучков и в их пространственном расположении

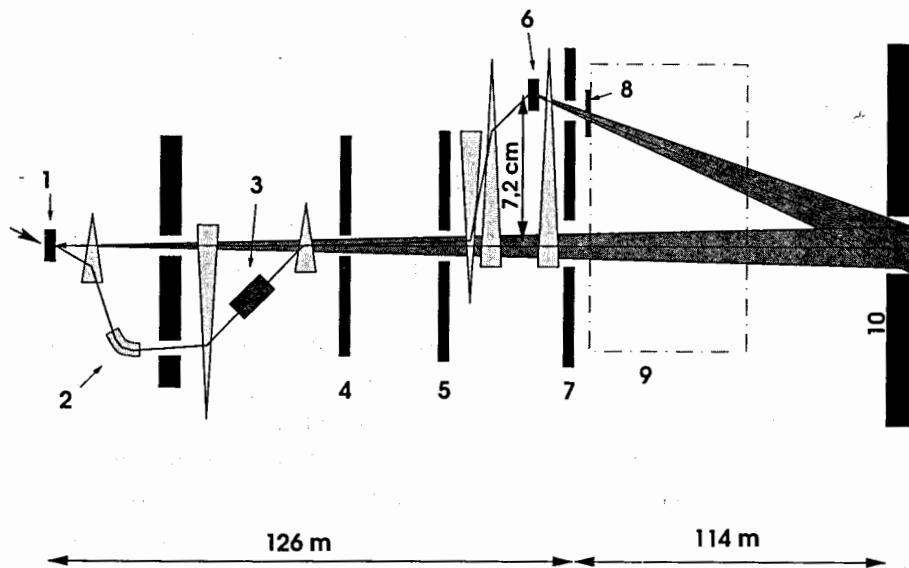


Рис. 2: Схема синхронных пучков K_L и K_S в эксперименте NA48 (масштаб не соблюдается). 1 - мишень K_L ; 2 - искривленный монокристалл; 3 - станция мечения пучка K_S ; 4 - определяющий коллиматор; 5 - коллиматор очистки; 6 - мишень K_S ; 7 - последний коллиматор; 8 - вето ранний распадов в пучке K_S (AKS); 9 - распадный объем; 10 - детекторная установка NA48.

учитывалась путем моделирования методом Монте-Карло.

Благодаря одновременности сбора данных обо всех модах распадов потери, связанные с неэффективностью детектора, триггера и реконструкции, а также со случайным совпадением событий во времени - в значительной мере сокращались в отношениях между измеренными вероятностями распадов K_L и K_S . А в отношениях между измеренными количествами распадов $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ из одного пучка сокращалось абсолютное значение интенсивности этого пучка.

Распады K_S отличались от распадов K_L (идентифицировались) с помощью мечения протонов, порождающих соответствующий каонный пучок. Протоны, направляемые на мишень K_S , проходили через станцию мечения пучка, рассчитанную на большой поток заряженных частиц. События K_S идентифицировались путем сравнения зарегистрированного этой станцией времени

пролета протона со временем, зарегистрированным детекторами, используемыми для реконструкции продуктов распада каона.

После применения всех критериев отбора, события четырех мод распадов $K \rightarrow \pi\pi$ изучались отдельно в двадцати интервалах энергий каонов в области от 70 до 170 ГэВ. Число событий в каждом интервале корректировалось на прецизионно измеренную вероятность неправильной идентификации события K_L как распада K_S из-за большого потока протонов через станцию мечения пучка. После применения в каждом энергетическом интервале всех коррекций вычислялся окончательный результат эксперимента путем усреднения двадцати двойных отношений. Остаточные поправки и неопределенности, вызванные, главным образом, неточным знанием калибровок и геометрии детекторов, тщательно исследовались и учитывались.

Пучки K_L и K_S порождались на двух разных мишенях протонами из одного пучка ускорителя CERN SPS. Первичный пучок протонов с энергией 400 или 450 ГэВ (в зависимости от сеанса) соударялся с мишенью для генерации пучка K_L (мишенью K_L). Заряженные частицы, рожденные на мишени, "выметались" дипольным магнитом. Затем нейтральный пучок проходил три стадии коллимации. Распадный объем начинался на выходе из "последнего" коллиматора, размещенного примерно в 126 метрах от мишени K_L . На таком расстоянии нейтральный пучок в основном состоял из долгоживущих каонов, нейтронов и фотонов, не считая нейтрино.

Для создания пучка K_S был использован эффект каналирования частиц в искривленных кристаллах. Протоны, не испытывавшие взаимодействия в мишени K_L , направлялись на механически искривленный монокристалл кремния. Малая доля ($\approx 3 \times 10^{-5}$) протонов удовлетворяла условиям каналирования в кристалле и отклонялась вверх.

Затем этот отклоненный пучок направлялся и фокусировался так, чтобы вблизи распадного объема обеспечить его столкновение с мишенью K_S , аналогичной K_L -мишени. Протоны проходили

сквозь определяющий и очищающий коллиматоры, а затем фокусировались в точку, расположенную в 109 метрах после кристалла. При этом они отводились дипольными магнитами на 72 мм выше пучка K_L , и под углом 3,6 мр вверх соударялись с мишенью K_S . Выметающий магнит очищал пучок рожденных на мишени K_S частиц от заряженной компоненты, а последний коллиматор выделял нейтральный пучок, направленный под углом 4,2 мр вниз по отношению к падающему протонному пучку.

Двухпионные распады из этого пучка были почти исключительно распадами K_S благодаря, во-первых, большой разнице во временах жизни долгоживущих и короткоживущих каонов, а во-вторых - благодаря малой вероятности двухпионных распадов для K_L .

Станция мечения пучка размещалась на пути протонов, создававших пучок K_S , после искривленного монокристалла. Она с высокой точностью измеряла время прохождения протона, и состояла из двух наборов по 12 полос сцинтиллятора, перекрывавших пучок горизонтально и вертикально.

Начало распадного объема для пучка K_S задавалось с помощью вето распадов, произошедших до начала номинального распадного объема. Эта система размещалась на выходе из последнего коллиматора. Она состояла из фотонного конвертера и следующих за ним сцинтилляционных счетчиков.

Распадный объем начинался примерно в 6 метрах от мишени K_S . Здесь пучки K_S и K_L выходили из апертур последнего коллиматора в общую область распадов. Мишень K_S и система коллиматоров были ориентированы таким образом, чтобы направить пучок K_S в условный центр детектора, расположенный приблизительно в 120 метрах от этой мишени. Таким образом, два пучка пересекались в этой точке под углом около 0,6 мр.

Схема установки показана на рис. 3. Заряженные продукты распадов измерялись магнитным спектрометром, который размещался в емкости, заполненной гелием при атмосферном давлении. Пучковая труба диаметром 16 см, в которой был обеспечен вакуум, пропускала пучок сквозь детекторы. Две

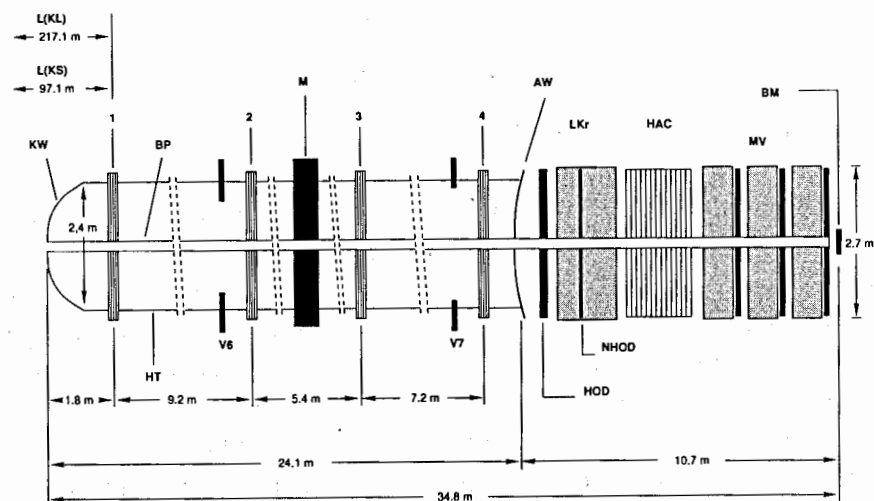


Рис. 3: Схема установки NA48. KW - кевларовое окно; BP - вакуумная пучковая труба; 1,2,3,4 - дрейфовые камеры спектрометра; HT - объем детектора, заполненный гелием; V6, V7 - последние из счетчиков вето; M - магнитный спектрометр; AW - алюминиевое окно; HOD - годоскоп заряженных частиц; NHOD - годоскоп нейтральной компоненты; LKr - жидкокриптоновый калориметр; HAC - адронный калориметр; MV - мюонное вето; BM - монитор пучка.

дрейфовые камеры (DCH1 и DCH2) были размещены до центрального дипольного магнита, еще две (DCH3 и DCH4) - после него. Эти камеры и пучковая труба, соединявшая их, были ориентированы вдоль биссектрисы угла между сходящимися осями пучков K_S и K_L . Магнитное поле изменяло поперечный импульс заряженных частиц между второй и третьей камерами примерно на 265 МэВ/с в горизонтальной плоскости. Дрейфовые камеры имели форму восьмиугольников с площадью 4,5 м² и поперечной шириной 2,9 м. Каждая камера состояла из четырех комплектов по две плоскости чувствительных проволочек, ориентированных в четырех направлениях под углом 45° друг к другу. Это позволяло реконструировать заряженные треки без неоднозначности, а также минимизировало влияние неэффективности проволочек благодаря наличию избыточной информации. Разрешение спектрометра по

импульсу заряженных частиц составляло¹

$$\sigma(p)/p = (0,48 \oplus 0,009 \times p)\%, \quad (4)$$

где импульс p выражается в ГэВ/с.

Позади спектрометра размещался сцинтилляционный годоскоп, использовавшийся для выработки триггерного решения, а также для измерения точного времени прохождения заряженных частиц.

Жидкокриптонный калориметр (ЛКг) использовался как для запуска триггера, так и для реконструкции распадов каонов на нейтральные пионы. ЛКг представлял собой квазигомогенный детектор электрон-фотонных каскадов (ЭФК) с активным объемом примерно в 10 м^3 жидкого криптона. Он был разделен металлическими электродами, имеющими форму лент, на 13212 ячеек - усеченных пирамид, вершины которых сходились примерно в середине распадного объема. Поперечное сечение калориметра имело площадь $\approx 5,5 \text{ м}^2$ и вписывалось в равносторонний восьмиугольник с радиусом вписанной окружности 1,2 м. Глубина калориметра составляла 27 каскадных единиц (1,27 м жидкого криптона), поэтому он практически полностью поглощал ЭФК с энергиями до 100 ГэВ. Разрешение калориметра по энергии гамма-квантов составило

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3,2 \pm 0,2)\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(9 \pm 1)\%}{E} \oplus (0,42 \pm 0,05)\%, \quad (5)$$

(энергия E выражена в ГэВ), а его разрешение по поперечным координатам фотона выражается формулой:

$$\sigma(x) = \sigma(y) = \frac{0,4 \text{ см}}{\sqrt{E}} \oplus 0,05 \text{ см}. \quad (6)$$

В конце пучковой линии стояла последовательность мюонных счетчиков, используемая для идентификации распадов $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ ($K_{\mu 3}$).

Два пучковых счетчика использовались для измерения интенсивности пучков. Один из них был расположен в самом

конце линии пучка K_L (монитор K_L), а другой (монитор K_S) находится в станции мишени K_S .

Триггер для распадов $K \rightarrow \pi^0\pi^0$ ($NUT_{2\pi^0}$) работал на основе аналогового суммирования сигналов от прямоугольных групп (2×8) ячеек жидкокриптонного калориметра, ориентированных как горизонтально, так и вертикально. На основе этой информации вычислялись полные энергии, а также первые и вторые моменты распределений энергии в каждой проекции. Эти моменты с использованием заранее рассчитанных таблиц пересчитывались в расстояние от энерговзвешенного центра тяжести продуктов распада на передней плоскости ЛКг до оси пучка и - в расстояние от точки распада до этой плоскости. Эти две величины использовались для принятия решения триггера.

Триггер для распадов $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ представлял собой двухуровневую триггерную систему. На первом уровне поток событий снижался до 100 кГц за счет требования совпадения срабатываний счетчиков в противоположных квадрантах сцинтилляционного годоскопа, наличия как минимум 3 попаданий в проволочках как минимум трех проекций первой дрейфовой камеры и превышения суммы энергодделений в жидкокриптонном и адронном калориметрах величины в 35 ГэВ. Второй уровень триггера для этих распадов состоял из аппаратных вычислителей координат и фермы асинхронных микропроцессоров, которая реконструировала треки заряженных частиц на основе информации с дрейфовых камер, а затем реконструировала эффективную массу распавшегося каона. Чтобы избежать записи событий с высокой множественностью попаданий, для каждой плоскости камер регистрировалось переполнение в случае детектирования более семи попаданий в пределах 100 нс.

Решения триггерных подсистем по каждому событию собирались в системе Главного Триггера, которая записывала время принятого для записи события по отношению к сигналу специальных часов, имеющих частоту отсчетов в 40 МГц. Решение главного триггера направлялось обратно всем элементам считывания данных в форме

¹Здесь и далее $x \oplus y$ означает $\sqrt{x^2 + y^2}$

"штампа времени". Штамп времени преобразовывался в адрес размещения события в буферной памяти, и данные считывались в интервале памяти вокруг этого адреса, который соответствовал интервалу времени в 100-250 нс (в зависимости от детектора), после чего они записывались на диск, а затем - на ленту.

Мониторинг качества получаемых физических данных в ходе сеанса экспозиции позволял быстро отреагировать на возникающие проблемы и тем самым повысить статистику событий, пригодных для окончательного физического анализа. Решение этой задачи в эксперименте NA48 было возложено на группу сотрудников ОИЯИ (Дубна), в работе которой автор принимал активное участие с начала разработки и отвечал за ее завершение, а также - за сопровождение системы в процессе эксплуатации.

Третья глава содержит описание использованных в анализе данных, а также - процедур реконструкции, отбора и подсчета событий для вычисления двойного отношения R . Также здесь изложены использованные методы для учета влияния ошибочного мечения событий распадов каонов из пучка K_S и результаты их применения.

В эксперименте NA48 набор данных для измерения $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ проводился во время сеансов на ускорителе SPS в летний период 1997, 1998, 1999 и 2001 года.

Отбор событий, расчет двойного отношения и всех поправок на заключительном этапе эксперимента NA48 выполнялся шестью независимыми группами анализа, одна из которых работала в ОИЯИ (Дубна) и возглавлялась автором диссертации.

Для того, чтобы максимально сблизить аксептансы распадов K_S и K_L , нужно было учесть распределения этих распадов в пространстве. Такое распределение двухпионных распадов K_0 описывается функцией, состоящей из трех компонент - K_S , K_L и интерференционного члена:

$$I(ct) = e^{-ct/ct_S} + |\eta|^2 e^{-ct/ct_L} + 2|\eta|D_p e^{-\frac{1}{2}ct(1/ct_L + 1/ct_S)} \cos(ct \frac{\Delta M}{c\hbar} - \phi). \quad (7)$$

Здесь используется переменная с размерностью длины, равная

времени с момента рождения каона на мишени, умноженному на скорость света: $ct = Zm_K/p_K$ (m_K - масса нейтрального каона, p_K - его импульс, c - скорость света, а Z - расстояние от мишени до точки распада).

В настоящих расчетах и при моделировании методом Монте-Карло были использованы мировые средние значения параметров распада каонной системы c , τ_S , τ_L , ΔM , η и ϕ . Величина фактора асимметрии рождения K^0 и \bar{K}^0 ($D_p = \frac{N_{K^0} - N_{\bar{K}^0}}{N_{K^0} + N_{\bar{K}^0}} = 0,35$) была принята на основании результатов измерения в эксперименте NA31. Погрешность результата R , связанная с 30%-й неточностью асимметрии D_p , оказалась $< 10^{-4}$.

Если собирать события K_S и K_L без учета разницы среднего времени жизни двух нейтральных каонов, поправка на различие полных аксептансов для двойного отношения R составила бы величину порядка 10%, что сделало бы результат неприемлемо чувствительным к расчету этой поправки методом Монте-Карло. Чтобы сократить влияние различий во временах жизни двух каонов, каждое событие распада K_L при заполнении любых распределений принималось с весовым фактором W , зависящим от продольной координаты точки распада z и импульса каона p_K :

$$W(z) = \frac{I((z - z_S^{targ})m_K/p_K)}{I((z - z_L^{targ})m_K/p_K)}, \quad (8)$$

где m_K - масса нейтрального каона, а $z_{S,L}^{targ}$ - продольная координата мишени K_S или K_L .

Реконструкция событий $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ была полностью основана на данных жидкокриптонного калориметра ЛКг. Отбирались только кластеры (области вокруг пространственно-временных максимумов энерговыделения в калориметре) с энергией между 3 и 100 ГэВ, расположенные на достаточном удалении от границ чувствительной области и от неисправных ячеек.

Каждая комбинация четырех кластеров со временами, отклоняющимися от их среднего значения не более, чем на 5 пс, считалась кандидатом в распады $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. На такую комбинацию

накладывалось требование минимального расстояния в 10 см между любыми двумя ливнями, чтобы уменьшить ошибку процедуры разделения энерговыделения между ними. Энерговзвешенный центр тяжести комбинации из четырех кластеров не должен был отклоняться от номинальной оси пучка K_L более, чем на 10 см.

Ряд дополнительных условий отбора применялся для снижения чувствительности результата измерения к случайной активности в установке (вызванной случайным совпадением во времени изучаемых распадов и других процессов, инициированных столкновениями), а также для симметризации влияния этой активности.

Расстояние d между вершиной распада и передней плоскостью калориметра ЛКг вычислялось из энергий E_i и координат (x_i, y_i) четырех ливней комбинации, в предположении, что они являются продуктами распада частицы с массой нейтрального каона m_K , пролетавшей по оси пучка:

$$d = \frac{\sqrt{\sum_i^4 \sum_{j>i}^4 E_i E_j ((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2)}}{m_K} \quad (9)$$

Затем вычислялась эффективная масса каждой пары фотонов $m_{\gamma\gamma}$:

$$m_{\gamma\gamma} = \frac{\sqrt{E_1 E_2 ((x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2)}}{d}, \quad (10)$$

после чего из этих пар комбинировались кандидаты в распады каонов на два нейтральных пиона с измеренными массами m_1 и m_2 .

Из всех возможных выбиралась комбинация фотонов с минимальным значением величины χ^2 , представляющей собой сумму нескоррелированных слагаемых:

$$\chi^2 = \left(\frac{m_1 + m_2}{2} - m_{\pi^0}\right)^2 + \left(\frac{m_1 - m_2}{2\sigma_-}\right)^2, \quad (11)$$

где σ_+ и σ_- - соответствующие разрешения, параметризованные как функции энергии наименее энергичного фотона комбинации.

События $\pi^+\pi^-$ реконструировались с использованием треков, построенных на основе данных о попадании заряженных частиц

в дрейфовые камеры спектрометра. Для каждой пары треков с противоположными знаками заряда вычислялось положение вершины распада. Для анализа использовались только треки частиц с импульсом выше 10 ГэВ/с, проходящие не ближе 12 см от центров всех камер. Минимальное расстояние между отобранными треками в распадном объеме было менее 3 см. Экстраполированные треки должны были оказаться в пределах акseptансов калориметра и мюонного вето, чтобы позволять идентификацию электронов и мюонов. Энергия каона вычислялась из угла между двумя треками до прохождения ими магнита спектрометра, а также из отношения между их импульсами, в предположении о применимости кинематики распада $K \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Для того, чтобы исключить фон от распадов $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ в сигнале $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, было наложено условие отбора на асимметрию импульсов треков с разными реконструированными зарядами p_+ и p_- :

$$\frac{|p_+ - p_-|}{p_+ + p_-} < \min(0,62; 1,08 - 0,0052 E_K), \quad (12)$$

где E_K - энергия каона в ГэВ.

Для распадов $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ основной вклад в фон вносят полулептонные распады K_{e3} и $K_{\mu 3}$. Вклад K_{e3} подавлялся путем наложения на каждый трек и ассоциированный с ним кластер ЛКг условия отбора $\frac{E_{LK\tau}}{P_{DCH}} < 0,8$, где $E_{LK\tau}$ - измеренная с помощью ЛКг энергия этого кластера, а P_{DCH} - измеренный с помощью магнитного спектрометра импульс этого трека. Вклад $K_{\mu 3}$ подавлялся с помощью мюонного вето. Дальнейшее подавление вкладов полулептонных распадов достигалось требованием, чтобы инвариантная масса $m_{\pi\pi}$ находилась в пределах утроенного разрешения, зависящего от энергии каона. Также для очистки от полулептонных распадов применялся отбор по компоненте импульса каона p'_T , ортогональной направлению линии, соединяющей мишень и импульсно-взвешенный центр тяжести продуктов распада в плоскости первой дрейфовой камеры. Требование $(p'_T)^2 < 200 \text{ МэВ}^2/c^2$ отбрасывало основную часть фона, остающегося после ограничения на массу $m_{\pi\pi}$.

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

Аналогично тому, как это делалось при отборе событий $K \rightarrow 2\pi^0$, для распадов на $\pi^+\pi^-$ требовалось, чтобы импульсно-взвешенный центр тяжести события на передней плоскости LКг не отклонялся далее 10 см от номинальной оси пучка K_L .

Для того, чтобы определить, в каком из двух пучков произошел зарегистрированный распад каона, использовалась информация со специальной *станции мечения пучка*. Эта станция с достаточной степенью достоверности регистрировала протоны, рождающие частицы пучка K_S в столкновениях с соответствующей мишенью. Распад отмечался как “распад в пучке K_S по данным станции мечения”, если обнаруживалось совпадение с точностью ± 2 нс между временем регистрации продуктов распада и временем пролета протона через станцию мечения пучка.

Для целей основного анализа отбор событий K_S и K_L проводился путем мечения пучка как для распадов на $\pi^+\pi^-$, так и для распадов на $\pi^0\pi^0$, что в первом приближении приводило к сокращению влияния ошибок мечения на результат измерения R . Тем не менее, в ходе анализа учитывались возможные ошибки идентификации пучка двух типов:

- Распад в пучке K_S приписывался пучку K_L . Такая ошибка может быть вызвана неэффективностью мечения, соответствующей хвостам распределения по измеренному времени пролета протона для событий K_S . Эта вероятность была достаточно мала ($\approx 10^{-4}$). Разница вероятности ошибочного мечения пучка K_S между нейтральной и заряженной модами распадов линейно влияет на результат измерения двойного отношения R , однако измерения этой разницы несколькими способами дали совместимый с нулем результат. Его ошибка была учтена при расчете неопределенности измерения R .
- Наоборот, распад в пучке K_L приписывался пучку K_S . Эта ошибка могла происходить из-за случайного совпадения между временем регистрации события и временем пролета протона из пучка K_S в пределах принятого в процедуре

мечения временного окна. Её вероятность зависит только от потока протонов через станцию мечения для данного ансамбля событий, поэтому в первом приближении она одинаково влияет на подсчет распадов $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$. Её величина $\approx 10\%$ для окна совпадения ± 2 нс, однако влияние этого вида ошибки мечения на измерение двойного отношения также линейно связано лишь с разницей этой вероятности между нейтральной и заряженной модами распадов. Эта разница измерялась с использованием данных о случайных совпадениях измеренных времен распадов с временами пролета протонов в смещенных временных окнах для событий $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K_L \rightarrow 2\pi^0$ и $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Причина этого различия связана с разным смещением эффективной интенсивности пучков для заряженных и нейтральных событий из-за более значительных потерь заряженных распадов вследствие случайной активности в установке.

Четвертая глава содержит описание основных источников систематических эффектов, а также методов вычисления соответствующих поправок к экспериментально измеряемому значению двойного отношения R .

Поправка на различие акцептансов для пучков K_S и K_L

Здесь описаны программные средства для моделирования методом Монте-Карло, примененные для расчета поправки на малое остаточное различие акцептансов для распадов, произошедших в пучках K_S и K_L . Надежность моделирования обосновывается результатами измерения физических величин, чувствительных к качеству модели (измерение времени жизни K_S и параметра диаграммы Далица для распада $K_L \rightarrow 3\pi^0$).

Программы моделирования эксперимента методом Монте-Карло с высокой точностью воспроизводят формы пучков нейтральных каонов и апертуры детекторов. Измеренные неэффективности проволочек камер магнитного спектрометра были использованы при моделировании его отклика. Для ускорения моделирования

применялись специальные библиотеки ливней, содержащие результат моделирования каскадов в LКг с применением пакета GEANT3. При моделировании процесса измерения энергии фотона учитывались эффекты негауссовских хвостов, шумов электроники, а также известных вкладов в неоднородность отклика калориметра.

Различие в аксептансах распадов K_S и K_L значительно уменьшено благодаря применению техники взвешивания событий распадов K_L . Остаточная асимметрия этих аксептансов учитывалась путем вычисления поправки методом Монте-Карло отдельно в каждом интервале по энергии, в котором вычислялось двойное отношение R .

Наибольший вклад в эту поправку вносит различие геометрии пучков вблизи спектрометра, влияющее на аксептанс распадов на $\pi^+\pi^-$. Поправка на аксептанс для $\pi^0\pi^0$ оказалась значительно меньше из-за более широкого распределения продуктов этого распада по поперечной плоскости соответствующего детектора.

Поправка на различие эффективности триггеров

Эффективности основных триггеров оценивались на основе информации о событиях, записанных с помощью специальных триггеров, минимально смещающих статистический ансамбль.

Эффективность триггера нейтральных событий оказалась равна (99,920 ± 0,009)% в сеансах 1998 и 1999 года, и - (99,901 ± 0,015)% в 2001 году без значимого различия между распадами K_L и K_S . Поэтому было принято решение не вносить поправки или вклада в систематическую ошибку для $Re(\epsilon'/\epsilon)$, связанных с триггером для распадов $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Оценка эффекта возможной асимметрии работы триггера распада $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ выполнялась отдельно для первого и второго уровня. Неэффективность компоненты триггера первого уровня Q_x (минимум два попадания в противоположных квадрантах годоскопа) оказалась одинакова для распадов K_L и K_S (≈ 0,05%). Неэффективность триггерной компоненты $2TRK$ (минимум 3 попадания как минимум в трех проекциях первой дрейфовой

камеры) оказалась менее 10^{-4} . Эффективность E_{tot} (сумма энерговыделений в LКг и адронном калориметрах > 35 ГэВ) для событий распада K_L , взвешенных в соответствии с их временами жизни, для сеансов 1998 и 1999 года оказалась равна (99,542 ± 0,018)%, а для распадов K_S - (99,535 ± 0,011)%. Была применена поправка на разницу в эффективности этого триггера.

Эффективность триггера второго уровня MBX (аппаратно реконструированный распад $\pi^+\pi^-$ с эффективной массой выше $0,95 m_K$) в сеансах 1998 и 1999 года оказалась равна (98,353 ± 0,022)% для распадов K_S и (98,319 ± 0,038)% для взвешенных событий K_L . Поправка к двойному отношению R применялась в каждом интервале по энергии отдельно.

Подавление и учет остаточного фона для распадов $K_0 \rightarrow 2\pi^0$

Единственным источником фона для сигнала $2\pi^0$ были распады $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Их вклад подавлялся с помощью условия отбора, исключая дополнительные ливни в LКг с энергией выше 1,5 ГэВ в интервале ±3 нс вокруг времени события. Дальнейшее подавление фона было достигнуто за счет требования, чтобы величина χ^2 (см. (11)) была менее 13,5, что приблизительно соответствует 3,7 разрешения по массе $m_{\gamma\gamma}$. Потери из-за этого условия отбора связаны в основном с конверсией фотонов и составляют примерно 7%. Вклад остаточного фона вычислялся путем сравнения свойств экспериментальных данных в контрольной области $36 < \chi^2 < 135$ распадов K_L и K_S с учетом формы соответствующих распределений, полученных методом Монте-Карло.

Подавление и учет остаточного фона для распадов $K_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Для того, чтобы вычесть остаточный фон от распадов K_{e3} и $K_{\mu3}$, были выбраны две контрольные области в пространстве двух переменных ($m_{\pi\pi}, (p'_T)^2$), описанные в таблице 1. Первая контрольная область (область E) преимущественно занята

Таблица 1: Контрольные области E и M для оценки остаточного фона в распадах $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Область	$(m_{\pi\pi} - m_K)$ (МэВ/ c^2)	$(p'_T)^2$ (МэВ $^2/c^2$)
E	9,5 ÷ 19,0	300 ÷ 2000
M	-17,0 ÷ -12,0	300 ÷ 500

событиями K_{e3} , в то время как вторая (область M) содержит примерно равное количество событий K_{e3} и $K_{\mu3}$.

Для того, чтобы имитировать распределения фона в контрольных и сигнальной областях, события фона отбирались в соответствии с теми же условиями отбора, что применялись к событиям сигнала, за исключением двух критериев, специфичных для каждого вида фона. События K_{e3} были отобраны с условием $E/p > 0,95$, а распады $K_{\mu3}$ прошли через отбор, в котором требовалось срабатывание мюонного вето. Форма сигнала K_L имитировалась с помощью распадов $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Распределение по $(m_{\pi\pi}, (p'_T)^2)$ кандидатов в события $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ сравнивалось в трех вышеуказанных областях (две контрольных и сигнальная область) с линейной комбинацией трех распределений, из которых первое имитирует форму сигнала, а два других имеют форму вкладов двух рассматриваемых источников фона. На основе результатов такого сравнения затем вычислялся вклад обоих компонент фона в области сигнала. Вся процедура вычитания фона в заряженной моде применялась в каждом интервале по энергии каонов отдельно.

Поправка на рассеяние частиц на коллиматорах

В отличие от пучка K_S , в пучке K_L ограничение на $(p'_T)^2$ приводит к отбрасыванию большего числа распадов каонов, испытавших рассеяние на коллиматорах, чем ограничение на радиус центра тяжести события в передней плоскости LКг. При этом ограничение на $(p'_T)^2$ применялось только к событиям $\pi^+ \pi^-$. В распадах на $\pi^0 \pi^0$ события с рассеянием каона на коллиматорах

отбрасывались только ограничением на радиус центра тяжести.

Поправка к измеряемому двойному отношению R на эту асимметрию условий отбора вычислялась с помощью событий с большим поперечным импульсом - кандидатов в $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$, отобранных с ограничением на $(p'_T)^2$, противоположным тому, что применялось для отбора событий сигнала.

Распады с рассеянным каоном подсчитывались среди них из распределений по эффективной массе $m_{\pi^+ \pi^-}$, при этом гладкий фон вычитался. Поскольку такие события не отбрасывались при отборе событий $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, была необходима соответствующая поправка к измеряемому двойному отношению вероятностей распадов. Эта поправка применялась отдельно в каждом интервале по энергии каонов.

Погрешности измерений энергий и расстояний

Абсолютная шкала энергий LКг была настроена с использованием распадов $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Она была принята такой, чтобы среднее значение реконструированной продольной координаты этих распадов в области АКС совпадало с результатом моделирования методом Монте-Карло. Это измерение шкалы было проверено при анализе данных, записанных в ходе специальных сеансов (названных η -сеансами), в которых пучок π^- попадал в две тонкие мишени, размещенные в начале и вблизи конца распадного объема, генерируя на них π^0 и η с известным средним положением точки рождения.

Нелинейность отклика при измерении энергии калориметром LКг была исследована с использованием распадов K_{e3} . В этих распадах энергию электрона, измеренную в калориметре, можно сравнить с результатом измерения импульса того же электрона в спектрометре. Однородность отклика калориметра в зависимости от положения фотона на его передней плоскости была оптимизирована путем калибровки с применением распадов K_{e3} и проверена на распадах нейтральных пионов из η -сеансов. Измерение поперечного положения фотона на калориметре и настройка поперечной шкалы

расстояний были выполнены также с использованием распадов K_{e3} путем сравнения реконструированного положения кластера с точкой пересечения экстраполированного трека соответствующего ему электрона с плоскостью калориметра.

Для распадов каонов на $\pi^+\pi^-$ положение вершины измерялось на основе данных о реконструированных треках и полностью определялось геометрией детектора. Оценка соответствующего вклада в неопределенность результата эксперимента было выполнена путем измерения положения АКБ на основе данных о реконструированных распадах $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Пятая глава содержит описание метода и результатов учета влияния на измерение R случайных совпадений изучаемого события с другими распадами или иной активностью в детекторе. Анализ таких процессов основан на разработанной автором методике генерации событий, представляющих собой результат одновременной регистрации детекторами установки экспериментальных событий, зарегистрированных по случайному триггеру, и событий изучаемых распадов, смоделированных методом Монте-Карло.

Совпадение во времени случайной активности и "хорошего" события может вызвать *потерю* этого события из-за несрабатывания триггера, из-за неудачи реконструкции события, или из-за того, что характеристики события вышли за пределы условий отбора данных. Реже такое наложение может вызвать, напротив, *приобретение* события. Кроме того, из-за применения к событиям K_L процедуры взвешивания, их вес может изменяться как следствие изменения реконструированного времени жизни каона. Основная часть случайной активности установки NA48 была вызвана распадами в пучке K_L , который имел на пять порядков более высокую интенсивность, чем пучок K_S . Влияние случайной активности на триггер и мечение пучка полностью учитывалось при расчете описанных выше поправок, но ее проявления при отборе событий и влияние на расчет результата потребовали специального изучения.

В общем виде влияние потерь, приобретений и изменений весов событий может быть представлено как небольшое уменьшение эффективности регистрации для каждой из мод распада, пропорциональное интенсивности пучка K_L . Тогда измеряемое двойное отношение можно выразить следующим образом:

$$R = R_0 \frac{\int i_L A_L^0 (1 - \Lambda_L^0 i_L) dt \int i_S A_S^\pm (1 - \Lambda_S^\pm i_S) dt}{\int i_S A_S^0 (1 - \Lambda_S^0 i_S) dt \int i_L A_L^\pm (1 - \Lambda_L^\pm i_L) dt} \quad (13)$$

Здесь R_0 - истинное двойное отношение вероятностей распадов, i_L - зависящая от времени интенсивность пучка K_L , i_S - интенсивность пучка K_S . A_L^0 означает эффективность регистрации распада $K_L \rightarrow 2\pi^0$ в отсутствие случайной активности (в пределе очень низкой интенсивности пучка K_L). A_S^\pm, A_S^0, A_L^\pm - аналогичные эффективности для других мод (нижние индексы L, S означают пучок, верхние индексы 0 и \pm означают распады на $2\pi^0$ и $\pi^+\pi^-$, соответственно). $\Lambda_L^0, \Lambda_S^\pm, \Lambda_S^0, \Lambda_L^\pm$ представляют собой чувствительности потерь в разных модах к интенсивности пучка K_L .

Если пренебречь возможностью прямой зависимости A_i^j от времени, их можно вынести за интегралы, и тогда их двойное отношение представляет собой эффект остаточного различия эффективности регистрации, измеряемый с помощью обычного расчета методом Монте-Карло. Оставшееся отношение интегралов F и представляет собой эффект случайной активности установки, зависящий от интенсивностей пучков:

$$R = R_0 \frac{A_L^0 A_S^\pm}{A_S^0 A_L^\pm} F \quad (14)$$

Если сохранить в множителе F только линейные по всем Λ члены, он может быть представлен как:

$$F = 1 - \Lambda_S^\pm \frac{\int i_S i_L dt}{\int i_S dt} - \Lambda_L^0 \frac{\int i_L^2 dt}{\int i_L dt} + \Lambda_L^\pm \frac{\int i_L^2 dt}{\int i_L dt} + \Lambda_S^0 \frac{\int i_S i_L dt}{\int i_S dt} \quad (15)$$

Можно заметить, что $I_S = \frac{\int i_S i_L dt}{\int i_S dt}$ является средней интенсивностью пучка K_L для ансамбля любых событий, интенсивность которых

пропорциональна интенсивности пучка K_S . Можно сказать, что это - средняя интенсивность пучка K_L , "наблюдаемого" событиями распадов K_S . Аналогично $I_L = \frac{\int i_L^2 dt}{\int i_L dt}$ - это средняя интенсивность пучка K_L , "наблюдаемого" распадами из того же пучка K_L .

Можно считать малыми как различие средних интенсивностей, "наблюдаемых" разными модами, так и различие чувствительности установки к интенсивности пучка K_L для распадов в одно конечное состояние в разных пучках. Тогда, пренебрегая нелинейными по малым параметрам членами, из фактора случайной активности можно выделить две компоненты [10]:

$$F = 1 - \delta R_I - \delta R_\Lambda, \quad (16)$$

$$\delta R_I = (I\Lambda^0 - I\Lambda^\pm) \frac{\delta I}{I}; \quad \delta R_\Lambda = (I\delta\Lambda^0 - I\delta\Lambda^\pm), \quad (17)$$

где использованы определения $\Lambda_S^0 = \Lambda^0 - \delta\Lambda^0/2$, $\Lambda_L^0 = \Lambda^0 + \delta\Lambda^0/2$, $\Lambda_S^\pm = \Lambda^\pm - \delta\Lambda^\pm/2$, $\Lambda_L^\pm = \Lambda^\pm + \delta\Lambda^\pm/2$, а также $I_L = I + \delta I/2$ и $I_S = I - \delta I/2$.

δR_I представляет собой эффект различия в вариациях интенсивности двух пучков - он исчезает в случае пропорциональных изменений интенсивности K_L и K_S . Вторая компонента δR_Λ отражает "двойную разницу" в чувствительности эффективности регистрации распадов всех мод к интенсивности пучка K_L .

С целью измерения потерь были записаны два ансамбля случайных событий с интенсивностями, пропорциональными частотам срабатывания мониторов каждого из двух пучков. Для изучения результата совпадения случайной активности с хорошим событием выполнялась процедура расчета отклика всех детекторов на такое комбинированное событие, чтобы получить так называемый оверлей - "наложение" событий. Таким образом, имитировался эффект удвоения случайной активности установки.

Однако, при этом удваивались и эффекты шумов в детекторах, не связанные с распадами в пучках. Чтобы этого избежать, было выполнено исследование оверлеев случайных событий с событиями, смоделированными методом Монте-Карло (ОМК). Программное

обеспечение для выполнения этой задачи было разработано автором при участии на начальном этапе А. Гапоненко и П. Христова. В результате был сформирован пакет программ для моделирования так называемым оверлейным методом Монте-Карло. Массовое моделирование событий этим методом для эксперимента NA48 выполнялось на компьютерной ферме ЛФЧ ОИЯИ в Дубне [2].

Программа чтения "сырых" данных считывала случайное событие, декодировала его и выполняла стандартную предварительную обработку, заключающуюся в вычитании пьедесталов и переводе информации детекторов в величины, аналогичные тем, что разыгрываются методом Монте-Карло. Полученная информация о событии передавалась модифицированной программе моделирования установки методом Монте-Карло. Последняя разыгрывала 4 события распада нейтральных каонов: $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и моделировала их оцифровку. Наконец, рассчитывались оверлеи каждого из этих четырех смоделированных событий с одним и тем же случайным событием - оверлеи Монте-Карло (ОМК).

Оверлеи данных (ОД), представляющие собой результат "наложения" случайных событий на экспериментальные отобранные события, моделируют эффект удвоения случайной активности установки с неизбежным удвоением эффекта шумов в детекторах, что ограничивает их пригодность для оценки поправок к результату измерения. Однако ОД пригодны для того, чтобы проверять качество моделирования оверлейным методом Монте-Карло. Для сравнения с ОД производились двойные оверлеи Монте-Карло (ДОМК) - смоделированные события, на которые последовательно "наложено" два случайных события. В этом случае программа Монте-Карло получала от программы чтения сырых данных два предварительно обработанных случайных события подряд, и затем рассчитывала для каждого из четырех смоделированных событий по два оверлейных события - сначала результат "наложения"

смоделированного события на первое из случайных событий, а потом - полученного оверлея на второе случайное событие. Влияние “наложения” второго случайного события на свойства однократного оверлея Монте-Карло соответствует эффекту “наложения” случайного события на отобранное экспериментальное событие (ОД).

Сравнение результатов анализа событий ОД и ДОМК показало, что для большинства условий отбора статистически значимые расхождения итоговых потерь между данными и ОМК находятся в пределах (5-15)%. Однако для смоделированных распадов $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ имеется существенная недооценка вероятности доминирующих потерь, вызванных отбрасыванием событий с переполнениями в дрейфовых камерах из-за генерации в модели недостаточного количества срабатываний в них (примерно на 30% ниже в ДОМК по сравнению с экспериментальными оверлеями). При этом симметрия между потерями на переполнения ДСН для распадов K_S и K_L сохраняется с удовлетворительной точностью.

Для распадов $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ потери на переполнения в дрейфовых камерах воспроизводятся значительно лучше, чем для распада на заряженные пионы, но доминирующей причиной потерь являются уже условия отбора по χ^2 и по времени жизни каона для распадов K_L . В окончательном балансе потери от условий отбора по времени жизни τ для K_L в значительной мере компенсируются соответствующими приобретениями, поскольку они в основном вызваны условием отбора, наложенным в почти плоской области распределения по этой величине ($\tau = 0$). Остаточное различие еще более сокращается за счет изменения весов событий K_L .

Для оценки δR_I необходимо измерить разницу относительных потерь для распадов на заряженные и нейтральные пионы, а также относительную разницу средних интенсивностей пучка K_L , “наблюдаемую” событиями K_L и K_S .

Измерения различных индикаторов интенсивности пучка K_L [9, 10, 11], таких, как вероятность обнаружения нескоррелированных по времени с основным событием кластеров в электромагнитном

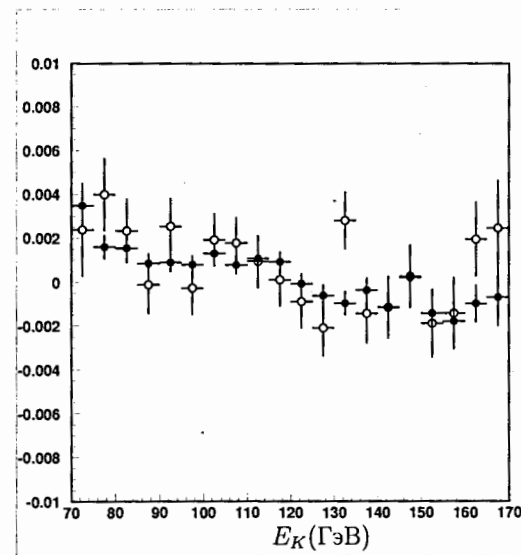


Рис. 4: Разность потерь $I\Lambda^\pm - I\Lambda^0$. Светлые кружки - K_L , темные - K_S .

калориметре и нескоррелированных треков в спектрометре, привели к заключению, что относительная разница средних интенсивностей пучка K_L , “наблюдаемых” распадами K_L и K_S , не превышает 1%.

В свою очередь, измеренная с помощью ОМК разница потерь $I\Lambda^\pm - I\Lambda^0$, приведенная для каждого энергетического интервала на рис. 4, не превышает 0,5%. Учитывая недооценку в ОМК потерь на переполнения в дрейфовых камерах для распадов на $\pi^+\pi^-$, измеренную на основе сравнения оверлеев ДОМК и ОД, к этой разнице следует добавить еще 0,5%.

Эта разница также была оценена из экспериментальных данных, путем сравнения отношения количества событий $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$, полученных в обычных сеансах с синхронными пучками K_L и K_S , и такого же отношения для сеанса с чистым пучком K_S , в котором эффекты случайной активности были на несколько порядков меньше. Результатом этого исследования, выполненного в эксперименте NA48 [10, 11] была следующая оценка измеряемой разницы: $(0,9 \pm 0,6)\%$. Поэтому для оценки эффекта различия вариаций интенсивности пучков для данных сеанса 2001 года было

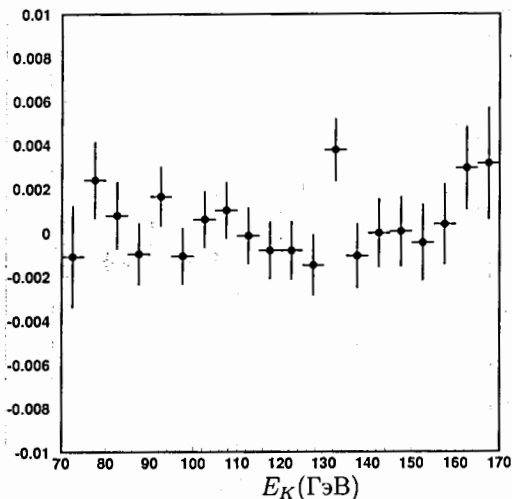


Рис. 5: Двойная разность потерь $I\Delta^\pm - I\Delta^0$.

принято консервативное значение $I\Delta^\pm - I\Delta^0 = (1,0 \pm 0,5)\%$, а вклад в неопределенность результата эксперимента, связанный с различием вариации интенсивностей пучков, составил $(\pm 1, 1) \times 10^{-4}$.

На рис. 5 приведен результат вычисления второго (связанного с различием геометрии пучков) эффекта случайной активности δR_Δ в интервалах по энергиям. Поправка общего результата для данных сеанса 2001 года составила $\delta R_\Delta = (1,29 \pm 2,84) \cdot 10^{-4}$. Поскольку величина поправки совместима с нулем, было принято решение в окончательном результате учитывать только ее ошибку $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ в составе систематической ошибки результата эксперимента NA48 для сеанса 2001 года.

Расчет эффектов случайной активности для сеансов 1998 и 1999 года проводились аналогичным методом. Для данных 1997 года проводилась упрощенная оценка этих эффектов на основе только расчета оверлеев экспериментальных событий, что было удовлетворительно при достаточно большой статистической ошибке результата анализа этих данных.

Шестая глава посвящена изложению окончательных

результатов измерения $Re(\epsilon'/\epsilon)$ на основе данных четырех сеансов NA48 (1997, 1998, 1999 и 2001 г.), их сопоставлению с результатами эксперимента KTeV, а также современному состоянию проблемы измерений CP-нарушения.

Окончательный результат вычислялся отдельно в 20 интервалах по энергии каона от 70 до 170 ГэВ. В каждом из них вычислялось двойное отношение R с использованием взвешивания событий K_L в соответствии со временем жизни каона. Основные поправки применялись отдельно в каждом энергетическом интервале, окончательный результат получался путем вычисления среднего логарифма R по всем интервалам. Полный эффект от каждой из поправок для данных, набранных в сеансах 1998, 1999 и 2001, показан в Таблице 2.

Стабильность результата при варьировании различных параметров анализа была подвергнута обширному исследованию. Измеренное двойное отношение R показано для всех сеансов на рисунке 6 в зависимости от энергии каонов. Правильность оценки систематической ошибки была проверена варьированием наиболее важных условий отбора.

После применения всех поправок к двойному отношению, результат для сеанса 1997 года оказался равным:

$$R = 0,9889 \pm 0,0027_{\text{Стат.}} \pm 0,0035_{\text{Сист.}} \quad (18)$$

Окончательный результат для объединенных данных сеансов 1998 и 1999 гг. составил:

$$R = 0,99098 \pm 0,00101_{\text{Стат.}} \pm 0,00126_{\text{Сист.}}, \quad (19)$$

а для сеанса 2001 года:

$$R = 0,99181 \pm 0,00147_{\text{Стат.}} \pm 0,00110_{\text{Сист.}}, \quad (20)$$

Все эти измерения хорошо согласуются между собой. Систематические ошибки этих результатов содержат скоррелированную компоненту, оценка которой дала величину $\pm 0,00084$. С учетом этого, окончательный результат эксперимента

Таблица 2: Поправки к двойному отношению R для данных, набранных в сеансах 1998, 1999 и 2001 гг. (в единицах 10^{-4}).

	98/99	2001
Неэффективность триггера $\pi^+\pi^-$	-3,6 ± 5,2	+5,2 ± 3,6
Неэффективность AKS	+1,1 ± 0,4	+1,2 ± 0,3
Реконструкция $\pi^0\pi^0$	- ± 5,8	- ± 5,3
Реконструкция $\pi^+\pi^-$	+2,0 ± 2,8	- ± 2,8
Фон к $\pi^0\pi^0$	-5,9 ± 2,0	-5,6 ± 2,0
Фон к $\pi^+\pi^-$	+16,9 ± 3,0	+14,2 ± 3,0
Рассеяние на коллиматоре	-9,6 ± 2,0	-8,8 ± 2,0
Случайное мечение пучка	+8,3 ± 3,4	+6,9 ± 2,8
Неэффективность мечения пучка	- ± 3,0	- ± 3,0
Акцептанс (и стат. ошибка)	+26,7 ± 4,1	+21,9 ± 3,5
Акцептанс - сист. ошибка	- ± 4,0	- ± 4,0
Случайная активность (геометрия)	- ± 4,4	- ± 3,0
Случайная активность (интенсивность)	- ± 0,6	- ± 1,1
Синхронная активность K_S	- ± 1,0	- ± 1,0
Итого	+36,9 ± 12,6	+35,0 ± 11,0

NA48, полученный на основе анализа экспериментальных данных, собранных в сеансах 1997, 1998, 1999 и 2001 гг, после пересчета в величину параметра прямого CP-нарушения с помощью (3) составил

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (14,7 \pm 2,2) \times 10^{-4}. \quad (21)$$

Это измерение NA48 остается одним из наиболее точных, и, совместно с результатом KTeV (E832 во FNAL) определяет современное знание о степени прямого нарушения CP-симметрии в двухпионных распадах нейтральных каонов. Опубликованный в печати результат KTeV, основанный на данных, собранных этим экспериментом в 1996 и 1997 гг ($Re(\epsilon'/\epsilon) = (20,7 \pm 1,48_{\text{стат.}} \pm 2,39_{\text{сист.}}) \times 10^{-4}$) имеет примерно тот же уровень согласия с окончательным результатом NA48, какой был между измерениями NA31 и E731. Однако в 2008 году на семинаре ЦЕРН был доложен окончательный результат эксперимента KTeV, основанный на объединенных данных 1996, 1997 и 1999 гг и полученный с применением усовершенствованного

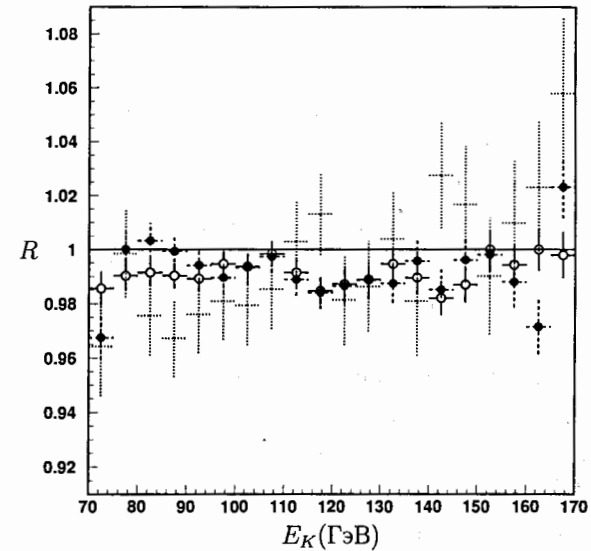


Рис. 6: Двойное отношение R как функция энергии каонов, полученное на основе анализа данных, зарегистрированных в разных сеансах эксперимента NA48. Штрихованными крестами обозначены результаты анализа данных сеанса 1997 года, светлыми кружками - сеансов 1998 и 1999 года, темными кружками - сеанса 2001 года.

моделирования методом Монте-Карло:

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (19,2 \pm 1,1_{\text{стат.}} \pm 1,8_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} = (19,2 \pm 2,1) \times 10^{-4}. \quad (22)$$

Этот результат улучшил согласие между экспериментами KTeV и NA48, почти не изменив центральной величины среднемирового значения, которое теперь составляет $(16,8 \pm 1,4) \times 10^{-4}$.

Отличие подхода NA48 состояло в получении как можно более точного "сырого" значения двойного отношения, с тем, чтобы все поправки к нему были так малы, что их можно было бы изучать и оценивать по отдельности. В концепции эксперимента KTeV приоритет отдается полному моделированию с изучением его чувствительности к вариациям параметров модели.

Чистота пучка K_S в эксперименте NA48 существенно упростила анализ. В KTeV компонента короткоживущих каонов создавалась

с помощью когерентной регенерации пучка K_L в пластике, при этом происходила лишь малая добавка состояния K_S . Поэтому результат приходилось извлекать путем фитирования числа распадов в разных модах с помощью функции, чувствительной не только к прямому CP-нарушению, но и к параметрам непрямого нарушения CP-симметрии, а также к параметрам процесса регенерации. Основные детекторы KTeV обеспечивали несколько лучшее разрешение по энергии регистрируемых частиц, но хуже обеспечивали точность измерения поперечных координат фотонов. Поперечные координаты заряженных частиц измерялись в двух экспериментах с приблизительно одинаковой точностью. Значительно хуже в установке KTeV обеспечена поперечная однородность калориметра. Уровень фона в эксперименте KTeV для распадов $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ оказался порядка процента, при доминирующем вкладе рассеяния на веществе, тогда как у NA48 фон для этой моды был на порядок ниже, и состоял из известных распадов каонов. Разумный уровень фона в KTeV достигался благодаря применению вето в триггере, что могло усложнить точное моделирование эксперимента.

Измерения $Re(\epsilon'/\epsilon)$, выполненные в четырех экспериментах: NA31 и NA48 в ЦЕРН, и E731 и E832 (KTeV) в Фермилаб, позволили однозначно установить существование прямого CP-нарушения в распадах нейтральных каонов до того, как это явление было обнаружено в каких-либо других процессах. Наиболее точный результат к 2002 г. был получен в эксперименте NA48, однако вклад других экспериментов исключительно важен для убедительного доказательства существования этого явления.

Результаты теоретических оценок $Re(\epsilon'/\epsilon)$, выполненных в последние годы на основе Стандартной Модели, лежат несколько ниже полученного экспериментального значения, но неопределенности расчетов не позволяют говорить о противоречии между экспериментом и СМ. При этом измерения $Re(\epsilon'/\epsilon)$ установили новые ограничения на параметры теории, описывающей масштаб CP-нарушения в рамках СМ, что привело к ограничениям

на рассчитываемые в теории величины для таких эффектов CP-нарушения, как зарядовые асимметрии распадов заряженных каонов, распад $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, а также для асимметрии в распадах мезонов B^0 и \bar{B}^0 .

Так, в расчете Е.П. Шабалина измеренное значение $Re(\epsilon'/\epsilon)$ было использовано для предсказания величины CP-нарушающей зарядовой асимметрии линейных наклонов g^\pm распределений распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^+\pi^-$ по величине $u = (s_3 - s_0)/m_\pi^2$. Здесь $s_i = (P_K - P_{\pi_i})^2$, $3s_0 = s_1 + s_2 + s_3$, а π_3 - нечетный пион. Этот расчет предсказал область значений зарядовой асимметрии $A = \frac{g^+ - g^-}{g^+ + g^-} = (-9 \pm 5) \times 10^{-5}$. Эксперимент NA48/2 впоследствии измерил эту асимметрию и получил значение $A = (-15 \pm 22) \times 10^{-5}$, согласующееся с расчетом.

В 2004 г. эксперимент E949 (BNL) получил первую экспериментальную информацию о вероятности редких распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$, которая в рамках Стандартной Модели приводит к предсказаниям о CP-нарушающем распаде $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$.

К настоящему времени накоплен значительный объем информации о CP-нарушающих процессах в распадах B-мезонов в экспериментах BaBar (SLAC) и Belle (KEK). Наиболее полно изучены процессы, идущие через смешивание состояний $B^0 - \bar{B}^0$, которые позволили измерить фазу матрицы ККМ (параметр CP-нарушения в формализме СМ). Получены также первые данные о прямом CP-нарушении в распадах $B \rightarrow K\pi$ и в $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Следует отметить, что изученных процессов прямого CP-нарушения, описываемых в рамках Стандартной Модели, оказалось недостаточно для того, чтобы объяснить доминирование вещества над антивеществом во Вселенной в рамках существующих космологических моделей. Для этого требуются новые, более интенсивные источники прямого CP-нарушения, принципиальное существование которого в Природе теперь доказано.

В Дополнениях дан полный список условий отбора событий, а также описана геометрия основных элементов установки NA48.

В Заключении сформулированы основные результаты работы и выводы диссертации:

1. Выполнено измерение $Re(\epsilon'/\epsilon)$ с точностью, достаточной для уверенного заключения о существовании прямого нарушения CP-симметрии в Природе: $Re(\epsilon'/\epsilon) = (14,7 \pm 2,2) \times 10^{-4}$. Этот результат - один из наиболее точных до настоящего времени. Совместно с измерением эксперимента KTeV он определяет современное знание о степени прямого нарушения CP-симметрии в распадах нейтральных каонов. Это измерение стимулировало быстрое развитие теоретических подходов к расчетам CP-нарушения в рамках Стандартной Модели и установило новые ограничения на параметры этих расчетов.
2. Реализована новая методика измерения параметра прямого нарушения CP-симметрии $Re(\epsilon'/\epsilon)$, основанная на синхронном подсчете распадов короткоживущих и долгоживущих нейтральных каонов на $2\pi^0$ и $\pi^+\pi^-$ в почти совмещенных распадных объемах, с полным анализом остаточных систематических эффектов и неопределенностей.
3. Разработана и реализована методика анализа и оценки влияния случайной активности в детекторах на измерение двойного отношения R оверлейным методом Монте-Карло. Разработано программное обеспечение для генерации событий оверлейным методом Монте-Карло в эксперименте NA48. Это позволило установить пределы неопределенности измерения, связанной со случайной активностью. Тем самым была решена важная задача, завершающая анализ данных эксперимента NA48.
4. Выполнена разработка программного обеспечения для оперативного мониторинга физических данных эксперимента NA48. Его применение в ходе сеансов сбора данных неоднократно позволяло оперативно обнаруживать аппаратные проблемы и способствовало их быстрому устранению, что заметно повысило статистику и качество экспериментальных данных.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] В.Д.Кекелидзе, Д.Т.Мадигожин, О наблюдении прямого нарушения CP - симметрии в распадах нейтральных каонов, ЭЧАЯ. 2007. Т.38, вып.5. С.1163-1211.
- [2] Белослудцев Д.А., ..., Д.Т.Мадигожин и др., Компьютинг для действующих экспериментов по физике частиц в ЛФЧ ОИЯИ, Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т.3, No 4(133). С.17-24.
- [3] Д.Т. Мадигожин, Применение метода Монте-Карло с наложением событий, зарегистрированных по сигналу пучкового монитора, в эксперименте NA-48, Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т.4, No 3(139). С.450-469.
- [4] Е.А.Гудзовский, Д.Т.Мадигожин, Ю.К.Потребеников, Система оперативного мониторинга физических данных в серии экспериментов NA48, NA48/1, NA48/2, Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т.4, No 5(141). С.710-718.
- [5] V. Fanti, ..., D. Madigozhin *et al.* [NA48 Collaboration], The Beam and Detector for the NA48 Neutral Kaon CP Violation Experiment at CERN, Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research A **584** (2007) 433-471.
- [6] A. Lai, ..., D. Madigozhine *et al.* [NA48 Collaboration], New measurements of the η and K^0 masses, Phys. Lett. B **533** (2002) 196-206.
- [7] A. Lai, ..., D. Madigozhine *et al.* [NA48 Collaboration], A measurement of the K_S lifetime, Phys. Lett. B **537** (2002) 28-40.
- [8] A. Lai, ..., D. Madigozhine *et al.* [NA48 Collaboration], Measurement of the quadratic slope parameter in the $K_L \rightarrow 3\pi^0$ decay Dalitz plot, Phys. Lett. B **515** (2001) 261-268.
- [9] V.Fanti, ..., D. Madigozhine *et al.* [NA48 Collaboration], A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon, Phys. Lett. B **456** (1999) 335-348.

- [10] A.Lai, ..., D.Madigojine *et al.*, A precise measurement of the direct CP violation parameter $Re(\epsilon'/\epsilon)$, *Eur. Phys. J. C* **22** (2001) 231-254.
- [11] J.R.Batley, ..., D.Madigojine *et al.*, A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions, *Phys. Lett. B* **544** (2002) 97-112.
- [12] D. Madigozhin [for the NA48 Collaboration], A new result on the direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon, *QCD@WORK. International Workshop on Quantum Chromodynamics: Theory and Experiment, Martina Franca, Bari, Italy, 2001*, AIP Conference Proceedings, **602** (2001) 28-33.
- [13] D. Madigozhin [for the NA48 Collaboration], A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions, *Beauty 2002, Santiago de Compostela, Spain, 2002*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **120** (2003) 277-282.

Получено 4 февраля 2009 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 06.02.2009.

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

Усл. печ. л. 2,56. Уч.-изд. л. 2,29. Тираж 100 экз. Заказ № 56493.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/