

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория физики частиц



На правах рукописи

БАЛЕВ

Спасимир Запрянов

Поиск прямого CP -нарушения в распадах
 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ в эксперименте NA48/2

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор Кекелидзе В.Д.

Дубна 2007

Оглавление

Список иллюстраций	5
Список таблиц	8
Введение	9
1 Теоретический обзор	13
1.1 P -, C - и T -симметрии	14
1.1.1 P - и C -нарушения	16
1.1.2 Типы CP -нарушения	16
1.1.3 Экспериментальное наблюдение CP -нарушения	17
1.1.4 CPT -теорема	18
1.2 CP -нарушение в Стандартной Модели	19
1.2.1 СКМ-матрица	19
1.2.2 Необходимые условия CP -нарушения	21
1.3 CP -нарушение в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$	22
1.3.1 Общие соображения о распадах K^\pm	22
1.3.2 Распады $K^\pm \rightarrow 3\pi$	23
1.3.3 Изоспиновая декомпозиция амплитуды	24
1.3.4 Сильное перерасеяние	25
1.3.5 Наблюдаемые CP -нарушающие величины	26
1.3.6 Предсказания в рамках Стандартной Модели	27
1.3.7 Эффекты за рамками Стандартной Модели	27
1.3.8 Экспериментальные пределы асимметрии	28
2 Эксперимент NA48/2	29
2.1 Пучки и пучковый канал	31
2.1.1 Первичный протонный пучок	31
2.1.2 Формирование K^+ - и K^- - пучков	32
2.1.3 Транспортировка одновременных K^+ - и K^- -пучков	32

2.2	Распадный объём	35
2.2.1	Общие характеристики распадного объёма	35
2.2.2	Магнитное поле в распадном объёме	36
2.3	Детекторы эксперимента NA48/2	38
2.3.1	Спектрометр каонного пучка	38
2.3.2	Антисчётчики АКЛ	41
2.3.3	Магнитный спектрометр	42
2.3.4	Сцинтилляционный годоскоп	46
2.3.5	Жидкокриптоновый электромагнитный калориметр	47
2.3.6	Нейтральный годоскоп	51
2.3.7	Адронный калориметр	52
2.3.8	Мюонное вето	52
2.3.9	Пучковый монитор	53
2.4	Система запуска установки (триггер)	53
2.4.1	«Заряженный» триггер	55
2.4.2	«Нейтральный» триггер	59
2.4.3	Система принятия решения	61
2.4.4	Триггерная схема для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов	62
2.5	Система сбора данных	63
2.6	Набор данных	64
2.6.1	Сеанс 2003 года	64
2.6.2	Сеанс 2004 года	65
3	Метод измерения CP-нарушения	66
3.1	Параметр прямого CP -нарушения	66
3.2	Процедура фитирования	67
3.3	Сокращение систематических эффектов	68
3.3.1	Стратегия набора данных	68
3.3.2	Условия сокращения систематических эффектов	69
3.3.3	Четверное отношение	73
3.3.4	Контрольные асимметрии	76
3.4	Моделирование NA48/2 методом Монте-Карло	76
4	Отбор событий	78
4.1	Сжатие данных	78
4.1.1	Формат «compact»	78
4.1.2	Формат «supercompact»	79
4.1.3	Фильтрация для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ событий	79

4.2	Анализ качества данных	80
4.2.1	Неэффективность триггера второго уровня	80
4.2.2	«Плохие» SPS-циклы	81
4.2.3	Проблемные NT-PEAK периоды	81
4.2.4	Неэффективные каналы в заряженном годоскопе	85
4.3	Реконструкция $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий	85
4.3.1	Реконструкция треков в DCH	85
4.3.2	Реконструкция в LKr	86
4.3.3	Кандидаты в фотоны и заряженные пионы	88
4.3.4	Основная реконструкция («Реконструкция А»)	89
4.3.5	Дополнительные реконструкции	91
4.3.6	Условия окончательного отбора	92
4.4	Свойства отобранных событий	94
4.4.1	Количество отобранных событий	94
4.4.2	Распределения по восстановленными инвариантными массами и источники фона	95
4.4.3	Далиц-плот для отобранных событий	97
5	Анализ отобранных событий	100
5.1	Измерение Δg	100
5.2	Модельная зависимость результата	102
5.3	Контрольная асимметрия по $ v $ и измерение Δk	105
5.4	Систематические неопределённости связанные с LKr	107
5.4.1	Способ вычисления u и его разрешение	107
5.4.2	Перетекание энергии между кластерами в LKr	108
5.4.3	Нелинейность LKr	110
5.4.4	Проекционные коррекции	112
5.4.5	Юстировка LKr и DCH	114
5.4.6	Другие эффекты, связанные с LKr	115
5.5	Триггерная эффективность	115
5.5.1	Сигнал Q1	116
5.5.2	Сигнал NT-(NO)PEAK	122
5.5.3	Триггер второго уровня (MBX)	126
5.6	Другие систематические неопределённости	134
5.6.1	Калибровка магнитного спектрометра	134
5.6.2	Симметризация аксептанса для заряженного трека	137
5.6.3	Постоянное магнитное поле в распадном объёме	138
5.6.4	Импульсная разница K^+ - и K^- -пучков	139

5.6.5	Эффект наложения ограничения на инвариантную массу 3π	140
5.6.6	Распад $\pi \rightarrow \mu\nu$	140
5.6.7	Совпадающие по времени случайные события	141
5.6.8	Внешняя систематическая неопределённость	142
5.7	Окончательный результат A_g и его обсуждение	142
Заключение		145
Благодарности		147
Литература		148

Список иллюстраций

2.1	Схема ускорительного комплекса в ЦЕРН	31
2.2	Схема пучковой линии и расположения детекторов NA48/2	33
2.3	Реконструированный импульсный спектр каонного пучка .	34
2.4	Зависимости от времени средних импульсов K^+ и K^- . . .	35
2.5	Карта напряжённости магнитного поля в распадном объёме	37
2.6	Отклонение заряженной частицы магнитным полем в распадном объёме	38
2.7	Схема установки NA48	39
2.8	Трёхмерная схема расположения основных детекторов NA48	39
2.9	Принцип работы камер MICROMEGAS.	40
2.10	Импульсное и временное разрешение KABES.	41
2.11	Схема расположения колец АКЛ	42
2.12	Вид магнитного спектрометра сбоку	43
2.13	Вид спектрометрического магнита	44
2.14	Схема расположения плоскостей дрейфовой камеры	44
2.15	Схематический вид пары сдвоенных плоскостей дрейфовой камеры	45
2.16	Реконструированная инвариантная масса в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$	46
2.17	Схема сцинтилляционного годоскопа	46
2.18	Схема электродов в LKr	48
2.19	Детали ячеек в LKr	48
2.20	Упрощённая схема считывающей электроники LKr	49
2.21	Нелинейность энергетического отклика LKr	51
2.22	Энергетическое разрешение LKr	51
2.23	Структура нейтрального годоскопа	52
2.24	Вид адронного калориметра	52
2.25	Схема системы запуска установки	54
2.26	Схема «заряженного» триггера	57

2.27	Схема работы MBX	57
2.28	Схема работы «нейтрального» триггера	60
2.29	Схема системы сбора данных эксперимента NA48/2	63
3.1	Сокращение систематических эффектов	73
3.2	Иллюстрация настройки Монте-Карло	77
4.1	«Проблемные» NT-PEAK периоды	82
4.2	Инвариантная масса каона в зависимости от триггерного сигнала	84
4.3	Отношение Q2*!AKL-событий к полному количеству $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий	84
4.4	Акцептанс LKr	90
4.5	Распределение по ΔZ	90
4.6	Распределения по некоторым величинам для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -кандидатов	93
4.7	Инвариантная масса 3π	96
4.8	Временная стабильность инвариантной массы 3π	96
4.9	Далиц-плот отобранных событий, разрешение и акцептанс как функции u	98
5.1	Значения Δg и контрольных асимметрий для каждого полного набора	102
5.2	Аппроксимации четверных отношений	103
5.3	Стабильность измеренного Δg	104
5.4	«Cusp»-эффект в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадах	105
5.5	Разница между результатами с u_1 и u_2	107
5.6	Влияние разрешения по u на Δg	107
5.7	Эффект перетекания энергии между адронным и фотонным кластерами	110
5.8	Влияние эффекта перетекания энергии между кластерами на измерение Δg	111
5.9	Исследование нелинейности LKr	112
5.10	Проекционная структура LKr	113
5.11	Юстировка LKr и DCH	114
5.12	Влияние акцептанса LKr на измерения Δg	115
5.13	Зависимость Δg от энергии LKr кластеров	115
5.14	Временные зависимости Q1-неэффективности	117
5.15	Геометрическая неэффективность сигнала Q1	118

5.16	Зависимость Q1-эффективности от u	119
5.17	Карта эффективность Q1-сигнала на поверхности CHOD .	119
5.18	Временные зависимости NT- (NO) PEAK-неэффективности . .	122
5.19	Зависимость NT-PEAK-неэффективности от u	123
5.20	«Карта неэффективности» NT-PEAK-сигнала	123
5.21	Иллюстрация метода «вращения» событий	124
5.22	Влияние геометрической неэффективности NT-PEAK сигнала на Δg	124
5.23	Зависимость NT-PEAK-неэффективности от времени события	126
5.24	Зависимость Δg от времени события	126
5.25	Временные зависимости MBX-неэффективности	128
5.26	Геометрия неэффективности MBX	129
5.27	Зависимость неэффективности MBX от переменной u . . .	129
5.28	Распределение по R_{CDA} для ZFAKE-неэффективных событий	132
5.29	Распределение по количеству хитов для ZFAKE-неэффективных событий	132
5.30	Моделирование неэффективности MBX	133
5.31	Зависимость от времени разности средних восстановленных масс K^+ и K^- в 2003 г.	136
5.32	Зависимость от времени средней восстановленной массы каона в 2003 г.	136
5.33	Влияние аксептанса заряженного трека на измерениях Δg .	138
5.34	Зависимость массы каона от точки попадания на DCH1 . .	139
5.35	Стабильность результата при вариации массового ограничения	140
5.36	Влияние случайных событий на измерениях Δg	141

Список таблиц

1.1	Экспериментальные значения наклонов далиц-плота для $K^\pm \rightarrow 3\pi$	24
2.1	Потоки частиц за цикл ускорителя SPS	36
2.2	Некоторые свойства криптона	47
2.3	Расчёт количеств распадов каонов и пионов в распадном объёме за цикл ускорителя	55
2.4	Количества основных сигналов триггера L1 за цикл	56
2.5	Частота основных сигналов триггера L2	59
2.6	Основные L2-триггера	61
2.7	Статистика центральной системы сбора данных	64
3.1	Полные наборы данных 2003 и 2004 гг.	70
4.1	Количество отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий	95
5.1	Значения Δg для каждого полного набора и их средневзвешенное	101
5.2	Результаты для разных типов реконструкций	101
5.3	Значения усреднённого по полным наборам четверного отношения	106
5.4	Неэффективность сигнала Q1	119
5.5	Консервативные систематические неопределённости из-за неэффективности триггерных сигналов	120
5.6	Неэффективность сигнала NT- (NO)PEAK	121
5.7	Источники геометрической неэффективности MBX	131
5.8	Выделение геометрической неэффективности MBX	133
5.9	Систематические неопределённости при измерении Δg	142
5.10	Сравнение результата с предыдущими измерениями	144

Введение

Открытое в 1964 году явление CP -нарушения играет центральную роль в физике высоких энергий. Интерес к этому явлению, особенно к эффектам прямого CP -нарушения, обусловлен возможностью посредством его исследования выполнить количественные проверки Стандартной Модели (СМ), а также различных гипотез за ее пределами. Кроме того, этот эффект является важным условием для объяснения бариогенезиса и эволюции Вселенной в современных космологических моделях. Поэтому исследование каждого возможного его проявления является фундаментальной физической задачей.

В каонной физике помимо уже измеренного параметра ε'/ε в распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$, наиболее перспективными дополнительными величинами, в измерениях которых может проявляться эффект прямого CP -нарушения, являются парциальные вероятности ГИМ¹-подавленных распадов с участием нейтральных токов с изменением странности ($K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$), а также зарядовая асимметрия в распадах K^+ и K^- на три пиона.

Цель диссертационной работы — прецизионный экспериментальный поиск прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$. Работа выполнена в рамках эксперимента NA48/2, проведённого на ускорителе SPS в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева). Полученные результаты основаны на анализе рекордной статистики — $91 \cdot 10^6$ реконструированных и отобранных распадов исследуемого типа.

Научная новизна исследования.

С наивысшей точностью, превосходящей более, чем на порядок имеющиеся экспериментальные результаты, измерен параметр прямого CP -нарушения A_g ($\sim 10^{-4}$) в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ -распадах. Достигнутая точность обеспечена за счёт применения разработанного принципиально нового метода сокращения основных систематических эффектов. Полученное значение A_g согласуется с предсказаниями СМ, а высокая точность его

¹Глэшоу-Иллиопулоса-Майани.

измерения впервые представляет интерес с теоретической точки зрения для критического анализа ряда теоретических моделей. Более глубокое понимание структуры далиц-плота для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов позволило впервые измерить CP -нарушающий параметр с учётом эффектов $\pi\pi$ -перерасеяния.

Практическая ценность работы.

Результаты выполненной работы являются существенным звеном в широкой экспериментальной программе крупнейших лабораторий мира (эксперименты по физике каонов, B -мезонов, τ -лептонов и, в последнее время — нейтрино) по прецизионной проверке СМ и поиску эффектов за ее пределами. На основе выполненных измерений могут быть проведены теоретические расчёты, в результате которых получены нетривиальные ограничения на параметры отдельных расширений Стандартной Модели, предсказывающих усиление CP -нарушения. Предсказательная сила результата будет расти по мере развития теоретических методов расчёта адронных поправок, затрудняющих в настоящее время связь A_g с фундаментальными параметрами теории.

Разработанный метод измерения зарядовой асимметрии, а также предложенная схема сжатия данных при работе со статистикой порядка 10^9 событий, могут быть использованы в будущих прецизионных экспериментах по физике частиц.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, пять глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 85 наименования. Диссертация изложена на 154 страницах, включающих 76 иллюстраций и 20 таблиц.

Первая глава содержит краткое теоретическое вступление, включающее в себя обзор основных дискретных симметрий в физике элементарных частиц, обсуждение истории исследования CP -нарушения и причин, по которым представляют интерес настоящие и будущие исследования в этой области, обсуждение механизма CP -нарушения в Стандартной Модели, детальное его рассмотрение в применении к распадам $K^\pm \rightarrow 3\pi$. Обсуждаются также существующие экспериментальные данные и перспективы поиска эффектов прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Во второй главе описан эксперимент NA48/2 — пучковая линия и комплекс детекторов. Наибольшее внимание уделяется элементам, существенным для измерения зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow$

$\pi^\pm\pi^0\pi^0$.

Третья глава содержит описание метода прецизионного измерения зарядовой асимметрии в трёхпионных распадах заряженных каонов, разработанного для проведения анализа данных эксперимента NA48/2 и приводящего к сокращению основных систематических эффектов. Рассмотрена также разработанная стратегия набора данных.

Четвёртая глава содержит описание метода и результата сжатия и фильтрации данных, основной и дополнительных реконструкций $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ -распадов, критериев отбора, а также некоторых основных свойств отобранных событий.

В пятой главе описаны возможные источники систематических эффектов, полученные оценки их влияния на результат, а также калибровка детекторов, используемых при реконструкции событий; приведены окончательный результат и его обсуждение.

В заключении сформулированные основные результаты диссертации.

Апробация работы.

Результаты диссертации представлены автором

- на семинаре физики частиц Европейского центра ядерных исследований (Женева, Швейцария, 1 ноября 2005 г.);
- на Рочестерской конференции «International Conference of High Energy Physics» (Москва, Россия, август 2006 г.);
- на международной конференции «13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics» (Москва, Россия, август 2007 г.);
- на международной конференции «Les Racontres de physique de la vallée d'Aoste» (Ла Тюиль, Италия, март 2007 г.);
- на международной конференции «Quarks 2006» (Санкт Петербург, Россия, май 2006 г.);
- на семинаре ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 24 ноября 2005 г.);
- на Европейской школе по физике частиц (Стокгольм, Швеция, май 2006 г.);
- на совещании международной коллаборации ЭКСЧАРМ (Царево, Болгария, сентябрь 2005 г.);

- многократно — на совещаниях международной коллаборации NA48/2.

Основные результаты выполненных исследований опубликованы в работах [1]—[6].

Глава 1

Теоретический обзор

С момента своего открытия в 1949 году, K -мезоны [7] являются одним из важнейших источников информации о фундаментальных взаимодействиях элементарных частиц. Исследования в этой области способствовали формированию и развитию Стандартной Модели (СМ), а нередко неожиданные открытия заставляли учёных пересматривать фундаментальные принципы. Перечислим некоторые из крупных открытий, связанных с изучением каонов:

- гипотеза Гелл-Манна о квантовом числе «странность» и рождение кварковой модели адронов [8];
- несохранение P -чётности¹ в слабых взаимодействиях [9];
- объяснение взаимодействий странных и нестранных частиц в теории Кабиббо [10];
- электрослабое объединение взаимодействий кварков и лептонов, достигнутое благодаря гипотезе о существовании «очарованного» кварка Глэшоу, Иллиопулоса и Майани [11], сделанной после наблюдения подавления нейтральных токов с изменением странности в распадах каонов.

В 1964 году было сделано неожиданное открытие распада $K_L \rightarrow 2\pi$ [12], нарушающего CP -симметрию. Открытие CP -нарушения явилось революционным в понимании симметрий Природы. Оно означает, что законы физики, на фундаментальном уровне, различны для вещества и антивещества, а сами взаимодействия имеют выделенное временное направление. Долгое время смешивание в системе нейтральных каонов было единственным источником CP -нарушения. Однако, в последнее десятилетие

¹Дискретные симметрии обсуждаются в 1.1.

были сделаны два крупных прорыва: открытие прямого CP -нарушения в распадах K^0 и ряда эффектов косвенного и прямого CP -нарушения в B^0 -системе.

Экспериментально обнаруженные проявления CP -нарушения описываются механизмом смешивания кварков Кабиббо-Кобаяши-Маскавы [13] в рамках СМ. Однако, недостаточность экспериментальных данных и неопределённости в их теоретической интерпретации оставляют свободу для вкладов новой физики. Действительно, почти все расширения Стандартной Модели предсказывают дополнительные источники CP -нарушения, к которым могут оказаться чувствительными современные эксперименты.

Наличие CP -нарушения является одним из необходимых условий для объяснения появления асимметрии между веществом и антивеществом на ранней стадии развития Вселенной («бариогенезис») [14]. Таким образом, это явление не только имеет фундаментальные следствия для физики элементарных частиц, но и лежит в основе современных космологических теорий. Однако, параметры матрицы смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы не позволяют (на несколько порядков величины) количественно объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной [15]. Это даёт серьёзные основания полагать, что в Природе существуют альтернативные источники CP -нарушения. Такие источники естественным образом возникают в расширениях Стандартной Модели².

Вышесказанное обуславливает исключительную важность последовательного экспериментального поиска и измерения всех возможных проявлений CP -нарушения с целью ограничения параметров СМ и поисков новой физики.

1.1 P -, C - и T -симметрии

Инвариантность (симметрия) является фундаментальным физическим понятием, выражающим независимость физических закономерностей от конкретных ситуаций, в которых они устанавливаются, и от способа описаний этих ситуаций. На математическом языке симметрии описываются теорией групп. В лагранжевом формализме наличие непрерывных групп симметрий влечёт за собой важные физические следствия. На-

²После открытия нейтринных осцилляций привлекательной для астрофизики возможностью является так называемый лептогенезис [16], в основе которого лежат CP -нарушающие эффекты в смешивании лептонов, аналогичном смешиванию кварков.

пример, все известные физические законы инвариантны относительно следующих непрерывных преобразований: сдвига по времени, сдвига в пространстве и поворота в пространстве, что, согласно теореме Нётера, влечёт за собой существования определённого закона сохранения (для перечисленных преобразований — соответственно: энергии, импульса и момента импульса). Среди обзоров, посвящённых вопросам симметрии в физике, можно отметить, например, следующие: [17, 18, 19].

В физике элементарных частиц фундаментальную роль играют так называемые дискретные симметрии, которые, в отличие от непрерывных, могут нарушаться при определённых условиях. Ниже перечислены основные операции, связанные с дискретными симметриями:

- Зеркальное отражение координат в уравнениях движения (замена координат $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$) называется **преобразованием пространственной чётности (P)**. При этом, например, спин и угловой момент не меняются (аксиальные векторы), поэтому меняет знак спиральность частиц, представляющая собой знак проекции спина на направление импульса.
- Замена частиц на античастицы по историческим причинам называется **зарядовым сопряжением (C)**, так как при этом меняются знаки электрического заряда, гиперзаряда, барионного и лептонного чисел. Только частицы, которые совпадают со своими античастицами (например η и π^0) являются собственными состояниями зарядового сопряжения.
- При **обращении времени (T)** в уравнениях движения делается замена $t \rightarrow -t$. При этом меняются знаки импульсов и направления спинов, а также начальное и конечное состояния реакции.

Сохранение P -, C - и T -чётностей строго выполняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Экспериментально это проверяется посредством измерения вероятностей распадов за счёт сильного и электромагнитного взаимодействий, которые запрещены соответствующей симметрией [20], а также путём исследования электрического дипольного момента электрона [21]. Однако, все дискретные симметрии нарушаются в слабых взаимодействиях.

1.1.1 *P*- и *C*-нарушения

В 1956 г., накопленные данные по распадам частиц $\theta^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ и $\tau^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ (так в то время обозначали соответствующие распады K^+) были критически проанализированы Янгом и Ли [9]. Так называемая «загадка $\theta - \tau$ » состояла в следующем: частицы θ^+ и τ^+ имели одинаковые массы, заряды, времена жизни и сечения рождения, но распадались за счёт слабого взаимодействия в состояния с противоположными *P*-четностями (соответственно $+1$ и -1). Янг и Ли предположили, что в слабых взаимодействиях *P*-инвариантность не соблюдается, а частицы θ^+ и τ^+ — идентичны (сегодня известные как K^+). Для проверки этой гипотезы они предложили серию критических экспериментов, один из которых был проведен группой Ву в 1957. Исследование β -распада ^{60}Co показало, что электроны излучаются в преимущественном направлении по отношению к спина поляризованного ядра³. При этом *P*-чётность не сохранялась [22].

Сразу после открытия *P*-нарушения стало понятно, что оно является максимальным в том смысле, что в гамильтониане слабого взаимодействия участвуют только левые компоненты волновой функции для частиц и только правые — для античастиц. Экспериментально это подтверждается тем фактом, что спиральность нейтрино (антинейтрино) равна -1 ($+1$) [23]. В 1957 году Л.Д. Ландау высказал предположение [24], что слабые процессы должны обладать комбинированной *CP*-симметрией, из чего следует эквивалентность физических законов для вещества и антивещества. Такое предположение поддерживалось имевшимися на тот момент экспериментальными данными. Из *CP*-сохранения и *P*-нарушения следует также *C*-нарушение, которое отсутствует в классической физике, что выражается инвариантностью уравнений Максвелла относительно инверсии знаков заряда, плотности тока и полей. Отсутствие в Природе правого нейтрино (нейтрино со спиральностью $+1$) является прямым доказательством *C*-нарушения.

1.1.2 Типы *CP*-нарушения

До 1964 года все экспериментальные данные свидетельствовали о сохранении *CP*-симметрии, однако, затем гипотеза Ландау была опровергнута: было обнаружено, что *CP*-симметрия нарушается в некоторых сла-

³ Образец ^{60}Co поддерживался в магнитном поле при температуре 0,01 К.

бых процессах.

Рассмотрим сначала типы CP -нарушения. Все они наблюдались в распадах K^0 , а позже — и в B -распадах.

1. CP -нарушение в распаде (прямое нарушение) проявляется как различие амплитуд прямого и CP -сопряжённого процессов: $|A_{\bar{f}}/A_f| \neq 1$. Оно является единственным источником CP -нарушения в распадах заряженных мезонов, где сохранение заряда запрещает смешивание (см. 1.3).

2. CP -нарушение в смешивании (косвенное нарушение) наблюдается в системе нейтральных мезонов, где собственные состояния оператора CP не совпадают с собственными состояниями слабого взаимодействия. Например, в K^0 -системе собственные состояния слабого гамильтониана $K_{L,S}$ связаны с CP -состояниями $K_{1,2}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= \frac{1}{2(|p|^2+|q|^2)} ((p+q)|K_1\rangle + (p-q)|K_2\rangle), \\ |K_L\rangle &= \frac{1}{2(|p|^2+|q|^2)} ((p-q)|K_1\rangle + (p+q)|K_2\rangle), \end{aligned} \quad (1.1)$$

причём $|p/q| \neq 1$.

3. Интерференция между распадами в одно и то же конечное состояние, происходящими без смешивания ($M^0 \rightarrow f$) и со смешиванием ($M^0 \rightarrow \bar{M}^0 \rightarrow f$). Этот вид нарушения может, в принципе, рассматриваться как частный случай косвенного нарушения. CP -нарушение определяется условием $\text{Im}\lambda_f \neq 0$, где $\lambda_f = (qA_{\bar{f}})/(pA_f)$.

1.1.3 Экспериментальное наблюдение CP -нарушения

CP -нарушение было открыто в 1964 году группой Кронины, Кристенсена, Фитча и Тюрле в эксперименте на ускорителе AGS и Брукхейвенской лаборатории (США). Было обнаружено, что долгоживущий каон, который преимущественно распадается в CP -нечётное состояние 3π , также распадается в CP -чётное состояние 2π : $K_L \rightarrow 2\pi$ [12]. Это является проявлением CP -нарушения в смешивании: $\text{Re}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \left(1 - \left|\frac{q}{p}\right|\right) = (1,657 \pm 0,021) \times 10^{-3}$ [20].

В 1988 году эксперимент NA31 получил первые указания на проявление прямого CP -нарушения в распадах $K \rightarrow 2\pi$ [25, 26], которое не было подтверждено другим экспериментом E731 [27, 28]. С достоверностью же эффект был обнаружен методом одновременного измерения вероятностей четырёх мод распада $K_{S,L} \rightarrow 2\pi$ в эксперименте NA48. Впервые

это наблюдение было опубликовано в 1999 г., а в 2002 г. был представлен окончательный результат [29, 30, 31]:

$$\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) \approx 1 - \frac{1}{6} \cdot \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) \cdot \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) \cdot \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} = (14, 7 \pm 2, 2) \times 10^{-4}. \quad (1.2)$$

Эффект величиной $\sim 10^{-6}$ (с учётом $|\varepsilon| \approx 2, 3 \times 10^{-3}$) наблюдался на уровне почти 7 стандартных отклонений. Результат был подтверждён экспериментом КTeV (Fermilab, США) [32, 33]. Значение параметра прямого *CP*-нарушения в распадах K^0 составляет [20]:

$$\operatorname{Re}(\varepsilon') = \frac{1}{6} \left(\left| \frac{\bar{A}_{\pi^0\pi^0}}{A_{\pi^0\pi^0}} \right| - \left| \frac{\bar{A}_{\pi^+\pi^-}}{A_{\pi^+\pi^-}} \right| \right) = (2, 5 \pm 0, 4) \times 10^{-6}. \quad (1.3)$$

Спустя почти 40 лет после открытия *CP*-нарушения все его проявления наблюдались исключительно в распадах K^0 -мезонов. Только в последние шесть лет в экспериментах Belle (Япония) и Babar (США) была обнаружена серия эффектов интерференционного [34, 35] и прямого [36, 37] *CP*-нарушения в распадах B -мезонов.

Общие постулаты не запрещают добавление к лагранжиану КХД *CP*-нечётного члена, так что *CP*-нарушение в принципе разрешено в сильных взаимодействиях. Его поиск осуществляется прецизионными экспериментами по измерению дипольного момента нейтрона. Однако, дипольный момент нейтрона не был обнаружен несмотря на очень высокую точность измерений [38]. Этот факт не находит естественного объяснения с точки зрения Стандартной Модели и известен как «проблема сильного *CP*-нарушения» (см., например, [39]).

1.1.4 *CPT*-теорема

В квантовой теории поля существует фундаментальная теорема Людерса–Паули (*CPT*-теорема) [40, 41], согласно которой каждая релятивистски инвариантная квантовая теория поля с обычной связью спина частиц с их статистикой автоматически инвариантна относительно комбинированного преобразования *CPT*. Таким образом, для любого движения частицы существует симметричное движение античастиц, являющееся зеркальным отражением первого и обращённым относительно него по времени. До сих пор в Природе не обнаружено ни одного процесса, который противоречит *CPT*-теореме. Экспериментальные проверки *CPT*-инвариантности ведутся посредством сравнения характеристик

(масс и времён жизни) частиц и античастиц⁴. Из CPT -сохранения и CP -нарушения следует нарушение T -инвариантности в слабых взаимодействиях, которое было обнаружено экспериментально [43].

1.2 CP -нарушение в Стандартной Модели

1.2.1 СКМ-матрица

Взаимодействие кварков с заряженными калибровочными бозонами (W^\pm) в электрослабом секторе описывается следующим лагранжианом:

$$\mathcal{L} = -i \frac{g_W}{2\sqrt{2}} \sum_{i,j} \bar{u}'_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d'_j W_\mu^+ + h.c., \quad (1.4)$$

где g_W — константа слабого взаимодействия, а u'_i и d'_j — собственные состояния слабого взаимодействия «верхних» и «нижних» кварков соответственно (индексы i и j пробегает по трём поколениям кварков). Физические фермионные поля, то есть собственные состояния массы (u_i и d_j), могут быть записаны в виде линейных комбинаций собственных слабо взаимодействующих состояний (u'_i и d'_j):

$$u_i = U_{ii'} u'_{i'}, \quad d_i = D_{ii'} d'_{i'}, \quad (1.5)$$

где $U_{ii'}$ и $D_{ii'}$ — элементы матриц размером 3×3 . Лагранжиан (1.4) можно записать в терминах собственных состояний массы:

$$\mathcal{L} = -i \frac{g_W}{2\sqrt{2}} \sum_{i,j} (D_{jk} U_{ki}^+) \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d_j W_\mu^+ + h.c. \quad (1.6)$$

Здесь $D_{jk} U_{ki}^+ = (V_{CKM})_{ij}$ — матрица смешивания кварков, или матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (англ. СКМ) [13]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Теория поля требует унитарности этой матрицы: $V_{CKM} V_{CKM}^+ = I$, где V_{CKM} — эрмитово сопряжённая матрица. Значения её элементов в принципе могут быть определены из ширин слабых распадов соответствующим

⁴Например $|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|/m_{K^0} < 10^{-18}$ [42].

щих кварков или сечений глубоконеупругого рассеяния нейтрино. Комбинирование современных измерений с использованием ограничений, вытекающих из унитарности, приводит к следующим результатам для элементов СКМ-матрицы [20]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,97383_{-0,00023}^{+0,00024} & 0,2272_{-0,0010}^{+0,0010} & (3,96_{-0,09}^{+0,09}) \cdot 10^{-3} \\ 0,2271_{-0,0010}^{+0,0010} & 0,97296_{-0,00024}^{+0,00024} & (42,21_{-0,80}^{+0,10}) \cdot 10^{-3} \\ (8,14_{-0,64}^{+0,32}) \cdot 10^{-3} & (41,61_{-0,78}^{+0,12}) \cdot 10^{-3} & 0,999100_{-0,000004}^{+0,000034} \end{pmatrix}.$$

В общем случае (при n_f фермионных поколений), СКМ-матрица имеет размерность $n_f \times n_f$ и параметризуется n_f^2 независимыми вещественными параметрами, однако, не все параметры матрицы смешивания физически наблюдаемы. Общее количество фаз и независимых реальных параметров составляет $n_P = n_f(n_f + 1)/2$ и $n_R = n_f(n_f - 1)/2$, соответственно. Так как $(2n_f - 1)$ относительных фаз $2n_f$ фермионных полей являются произвольными, то количество наблюдаемых фаз составляет $n_P^{CP} = (n_f - 1)(n_f - 2)/2$. В случае трёх поколений фермионов $n_R = 3$, $n_P^{CP} = 1$, и в матрице смешивания появляется единственная фаза⁵. Параметрами СКМ-матрицы [20] являются три угла смешивания θ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, i \neq j$) и одна наблюдаемая фаза δ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}.$$

Здесь $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ могут быть выбраны так, что $c_{ij} \geq 0$, $s_{ij} \geq 0$, а фаза δ находится в интервале $[0; 2\pi)$.

Матрица смешивания обладает эмпирической иерархической структурой, а именно: диагональные её элементы близки к единице; элементы, связывающие первое и второе поколения, имеют величину $\lambda \approx \sin \theta_{12} \approx 0,22$; смешивание первого и третьего поколений имеет величину $\sim \lambda^3$, а второго и третьего поколений — величину $\sim \lambda^2$. Поэтому достаточно удобна приближительная параметризация Вольфенштейна в терминах «масштабного параметра» λ и трёх вещественных коэффициентов

⁵Отметим, что в случае двух поколений фермионов $n_R = 1$, $n_P^{CP} = 0$ и матрица смешивания параметризуется единственным углом Кабиббо:

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}.$$

порядка единицы A, ρ, η [44]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4).$$

1.2.2 Необходимые условия CP -нарушения

Можно показать, что мнимый параметр $i\eta$ ответственен за возникновение CP -нарушения в электрослабом секторе при числе поколений фермионов $n \geq 3$. Действительно, рассмотрим лагранжиан взаимодействия кварков с W^\pm :

$$V_{ij}\bar{u}_i\gamma^\mu(1 - \gamma^5)d_iW_\mu^+ + V_{ij}^*\bar{d}_i\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u_iW_\mu^-. \quad (1.8)$$

При CP -преобразовании выражения, входящие в (1.8), преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &\longrightarrow -(-1)^\mu W_\mu^\mp; \\ \bar{u}_i\gamma^\mu d_j &\longrightarrow -(-1)^\mu \bar{d}_j\gamma^\mu u_i; \\ \bar{u}_i\gamma^\mu\gamma^5 d_j &\longrightarrow -(-1)^\mu \bar{d}_j\gamma^\mu\gamma^5 u_i. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Аналогичным образом преобразуются и выражения, входящие во второе слагаемое. Таким образом, CP -преобразование (1.8) дает

$$V_{ij}\bar{d}_i\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u_iW_\mu^- + V_{ij}^*\bar{u}_i\gamma^\mu(1 - \gamma^5)d_iW_\mu^+. \quad (1.10)$$

Выражения (1.8) и (1.10) одинаковы (CP -инвариантны) при $V_{ij} = V_{ij}^*$, т.е. если элементы СКМ-матрицы действительны, амплитуда сохраняется при CP -преобразовании, и таким образом, в рамках Стандартной Модели, CP является точной симметрией. Это происходит, если выполнено одно из следующих условий:

- 1) два кварка одинакового заряда имеют равные массы⁶;
- 2) один из трех углов смешивания равен 0 или $\pi/2$: $\sin\theta_{ij}\cos\theta_{ij} = 0$;
- 3) фаза составляет $\delta = 0$ или $\delta = \pi$.

Так как экспериментальные проверки чётко опровергают условие 1), обратим больше внимания на условиях 2) и 3). При этом, удобно рассмотреть так называемый CP -параметр Ярлского (С. Jarlskog) \mathcal{J} [45]:

$$\mathcal{J} = \text{Im}(V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*) / \sum_{m,n=1}^3 \varepsilon_{ilm}\varepsilon_{jkn}. \quad (1.11)$$

⁶Если это так, то исчезает относительная фаза между этими кварками.

В силу унитарности СКМ-матрицы \mathcal{J} не зависит от выбора i, j, k, l ($i \neq k, j \neq l$). Можно показать [45], что любая наблюдаемая величина, нарушающая CP , пропорциональна \mathcal{J} . Параметр \mathcal{J} выражается через параметры двух обсуждавшихся представлений матрицы смешивания следующим образом:

$$\mathcal{J} = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta, \quad (1.12)$$

$$\mathcal{J} = \eta A^2 \lambda^6 + \mathcal{O}(\lambda^8) < 10^{-4}. \quad (1.13)$$

Условия 2) и 3) на углы смешивания и фазу, показывают, что необходимым условием CP -нарушения является $\mathcal{J} \neq 0$, что соответствует $\eta \neq 0$ в параметризации Вольфенштейна.

Иерархия СКМ-матрицы показывает, что CP -нарушение естественным образом подавлено в Стандартной Модели. Вклад CP -нарушающих процессов более сильно проявляется в переходах, где CP -сохраняющая амплитуда подавлена матричными элементами V_{ub}, V_{td} . Таким образом, относительная величина CP -нарушающих эффектов в B -системе существенно больше, чем в K -системе.

1.3 CP -нарушение в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$

1.3.1 Общие соображения о распадах K^\pm

Отсутствие смешивания состояний K^+ и K^- оставляет место для проявления CP -нарушения только прямого типа. Количественной характеристикой прямого CP -нарушения является, например, асимметрия амплитуд прямого и сопряжённого процессов:

$$\Delta_f = (|A_f| - |A_{\bar{f}}|) / (|A_f| + |A_{\bar{f}}|). \quad (1.14)$$

CP -нарушение может проявляться ($\Delta_f \neq 0$), когда $|f\rangle$ является суперпозицией двух состояний с различными фазами перерасеяния. В таком случае амплитуд прямого и сопряжённого процесса выражаются в следующем виде:

$$\begin{aligned} A_f &= a_1 e^{i\phi_1} e^{i\delta_1} + a_2 e^{i\phi_2} e^{i\delta_2}, \\ A_{\bar{f}} &= a_1 e^{-i\phi_1} e^{i\delta_1} + a_2 e^{-i\phi_2} e^{i\delta_2}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где $e^{i\phi_i}$ обозначают фазовые сдвиги благодаря слабому лагранжиану, а $e^{i\delta_i}$ — фазовые сдвиги благодаря сильному взаимодействию в конечном

состоянии (не меняющие знак при CP -преобразовании). Тогда асимметрия выражается в виде

$$\Delta_f = \frac{-2a_1a_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + 2a_1a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2)}. \quad (1.16)$$

Отсюда следуют необходимые условия проявления прямого CP -нарушения:

- присутствие по крайней мере двух интерферирующих амплитуд;
- различающиеся слабые фазы у этих двух амплитуд;
- различающиеся фазы сильного перерассеяния.

Этим условиям сложно удовлетворить в рамках Стандартной Модели. Поэтому CP -нарушение в распадах заряженных каонов до сих пор не наблюдалось. Наиболее вероятные моды распада заряженного каона (суммарная вероятность около 99,9%) — это лептонные моды, $l\nu$ и $\pi l\nu$, и нелептонные моды, 2π и 3π . В лептонных каналах отсутствует сильное перерассеяние. В случае 2π существует единственная фаза перерассеяния (чистое изоспиновое состояние $I = 2$). Из основных мод распада K^\pm только канал 3π удовлетворяет всем необходимым условиям.

1.3.2 Распады $K^\pm \rightarrow 3\pi$

Существуют две различные трёхпионные моды распада заряженных каонов, исторически известные как τ и τ' соответственно:

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-, \quad (1.17)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0, \quad (1.18)$$

Так как каон является псевдоскалярной частицей, отсутствует угловая зависимость амплитуды, и эти распады описываются только двумя кинематическими переменными, которые обычно выбираются в следующем безразмерном лоренц-инвариантном виде:

$$u = (s_3 - s_0)/m_\pi^2, \quad v = (s_1 - s_2)/m_\pi^2. \quad (1.19)$$

Здесь $s_i = (p_K - p_i)^2$ и $s_0 = (s_1 + s_2 + s_3)/3 = (m_K^2 + \sum_{i=1}^3 m_{\pi_i}^2)/3$, где p_K и p_i — импульсы каона и i -ого пиона, m_K и m_{π_i} — их массы. Индекс $i = 3$ соответствует нечётному пиону, то есть пиону, знак которого отличен

Распад	$g \times 10^2$	$h \times 10^2$	$k \times 10^2$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$	$-21,134 \pm 0,017$	$1,848 \pm 0,040$	$-0,463 \pm 0,014$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	$62,6 \pm 0,7$	$5,2 \pm 0,8$	$0,54 \pm 0,35$

Таблица 1.1: Экспериментальные значения наклонов далиц-плота для $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

от знаков остальных двух пионов. Таким образом, квадрат амплитуды распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi$ (без учёта кулоновских поправок в τ и реакцию перезарядки пионов в τ' -мод⁷) представляется в виде разложения по двум далиц-переменным:

$$|A(K^\pm \rightarrow 3\pi)|^2 \sim 1 + gu + hu^2 + kv^2. \quad (1.20)$$

Вследствие малости фазового пространства трёх пионов ($Q = M_K - 3m_\pi \approx 80$ МэВ) члены высоких порядков по u и v сильно подавлены. Линейные по v члены запрещены Бозе-симметрией (v меняет знак при перестановке двух идентичных пионов). Экспериментальные значения линейного (g) и квадратичных (h и k) наклонов далиц-плота приведены в табл. 1.1 для τ -моды [46] и для τ' -моды [20].

1.3.3 Изоспиновая декомпозиция амплитуды

Амплитуды трёхпионных распадов заряженных каонов могут быть вычислены из слабого гамильтониана в соответствии с правилом изменения изоспина $|\Delta I| = 1/2; 3/2; 5/2$ (изоспин конечного состояния может составлять $I = 1, 2, 3$, а изоспин каона — $I = 1/2$). Пренебрегая амплитудами, соответствующими $|\Delta I| = 5/2$ ⁸, и исходя из Бозе-симметрии волновой функции конечного состояния, можно записать изоспиновую декомпозицию амплитуд $K_{3\pi}^\pm$ следующим образом [47, 48]:

$$\begin{aligned} A_\tau &= 2A_c(s_1, s_2, s_3) + B_c(s_1, s_2, s_3) + B_2(s_1, s_2, s_3); \\ A_{\tau'} &= A_c(s_1, s_2, s_3) - B_c(s_1, s_2, s_3) + B_2(s_1, s_2, s_3). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Амплитуда A_c полностью симметрична по отношению к перестановкам s_i , а B_i антисимметричны по отношению к замене $s_1 \leftrightarrow s_2$ и подчиняются соотношению

$$B_i(s_1, s_2, s_3) + B_i(s_3, s_2, s_1) + B_i(s_1, s_3, s_2) = 0. \quad (1.22)$$

⁷Вопрос вклада $\pi\pi$ -перерассеяния в амплитуде распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ обсуждается более подробно в 5.2.

⁸Экспериментально установлено, что амплитуды с большим изменением изоспина сильно подавлены (причина этого явления, называемого «правилом $|\Delta I| = 1/2$ », не до конца понятна).

В терминах изотопического спина, A_c и B_c — амплитуды перехода в состояние $I = 1$, а B_2 — амплитуда перехода в состояние $I = 2$.

В связи с существованием двух амплитуд, соответствующих конечному состоянию $I = 1$, которые обладают различными свойствами симметрии по отношению к перестановкам s_i , удобно ввести матрицу

$$T_c = \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

которая проецирует симметричные и антисимметричные компоненты состояния $I = 1$ на физические каналы распада:

$$\begin{pmatrix} A_\tau^{(1)} \\ A_{\tau'}^{(1)} \end{pmatrix} = T_c \begin{pmatrix} A_c(s_i) \\ B_c(s_i) \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

Чтобы связать декомпозицию (1.21) с экспериментальными данными, надо разложить амплитуды по степеням u и v . Исходя из свойств симметрии и оставляя только линейные члены, можно найти [49]:

$$\begin{aligned} A_\tau &= 2a_c + (b_c + b_2)u, \\ A_{\tau'} &= a_c - (b_c - b_2)u. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Параметры a_c , b_c и b_2 вещественные, если пренебречь взаимодействием в конечном состоянии (в таком случае сохраняется CP -инвариантность).

1.3.4 Сильное перерасеяние

Перерасеяние играет фундаментальную роль для возможности проявления прямого CP -нарушения. В конечном состоянии с $I = 1$ в результате перерасеяния происходит смешивание двух амплитуд с различными свойствами симметрии. Это смешивание можно описать с помощью матрицы перерасеяния R :

$$\begin{pmatrix} A_\tau^{(1)} \\ A_{\tau'}^{(1)} \end{pmatrix}_R = T_c R T_c^{-1} \begin{pmatrix} A_\tau^{(1)} \\ A_{\tau'}^{(1)} \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Матрица перерасеяния обладает как ненулевыми диагональными элементами, которые сохраняют свойства симметрии по отношению к перестановкам s_i , так и ненулевыми недиагональными элементами, переводящими эти амплитуды друг в друга. Вследствие малости фазового

пространства ожидается, что фазы перерасеяния малы, поэтому возможно следующее разложение матрицы R :

$$R = 1 + i \begin{pmatrix} \alpha(s_i) & \beta'(s_i) \\ \alpha'(s_i) & \beta(s_i) \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

где $\alpha(s_i), \beta(s_i), \alpha'(s_i), \beta'(s_i) \ll 1$. Для перерасеяния в состоянии $I = 2$ можно ввести фазу $\delta(s_i) \ll 1$ так, что

$$B_2(s_i)_R = B_2(s_i) \cdot (1 + i\delta(s_i)). \quad (1.28)$$

Из свойств симметрии амплитуд вытекают следующие разложения [49]:

$$\begin{aligned} \alpha(s_i) &= \alpha_0 + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \alpha'(s_i) &= \alpha'_0 u + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \beta(s_i) &= \beta_0 + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \beta'(s_i) &= \beta'_0(u^2 + v^2/3)/u + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \delta(s_i) &= \delta_0 + \mathcal{O}(u^2, v^2). \end{aligned} \quad (1.29)$$

Таким образом, исходя только из свойств симметрии, можно записать амплитуды переходов в первом порядке разложения с учётом перерасеяния в конечном состоянии следующим образом:

$$\begin{aligned} (A_\tau)_R &= 2a_c(1 + i\alpha_0) + b_c u(1 + i(\beta_0 + \frac{a_c}{b_c}\alpha'_0)) + b_2 u(1 + i\delta_0), \\ (A_{\tau'})_R &= a_c(1 + i\alpha_0) - b_c u(1 + i(\beta_0 + \frac{a_c}{b_c}\alpha'_0)) + b_2 u(1 + i\delta_0). \end{aligned} \quad (1.30)$$

1.3.5 Наблюдаемые CP -нарушающие величины

Ограничиваясь только ширинами распадов (Γ) и линейными наклонами далиц-плота (g), можно определить следующие зарядовые асимметрии для распадов $K_{3\pi}^\pm$, отличие которых от нуля является проявлением прямого CP -нарушения:

$$\begin{aligned} A_\Gamma &= (\Gamma^+ - \Gamma^-)/(\Gamma^+ + \Gamma^-), \\ A_g &= (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-). \end{aligned} \quad (1.31)$$

Так как интеграл по фазовому пространству членов, линейных по u , равен нулю, асимметрия ширин распада A_Γ сильно подавлена [50]. Поэтому представляет интерес прежде всего асимметрия наклонов, которая выражается через параметры амплитуд (1.30) следующим образом:

$$A_g^\tau = \frac{\text{Im}(a_c^* b_c)(\alpha_0 - \beta_0) + \text{Im}(a_c^* b_2)(\alpha_0 - \delta_0)}{\text{Re}(a_c^* b_c) + \text{Re}(a_c^* b_2)}, \quad (1.32)$$

$$A_g^{\tau'} = \frac{\text{Im}(a_c^* b_c)(\alpha_0 - \beta_0) - \text{Im}(a_c^* b_2)(\alpha_0 - \delta_0)}{\text{Re}(a_c^* b_c) - \text{Re}(a_c^* b_2)}, \quad (1.33)$$

Из этих выражений видно, что CP -нарушение может проявляться благодаря либо интерференции двух амплитуд $|\Delta I| = 1/2$ (первый член в числителе), либо интерференции амплитуд $|\Delta I| = 1/2$ и $|\Delta I| = 3/2$ (второй член). Для распадов $K \rightarrow 3\pi$ доминирует второй процесс.

1.3.6 Предсказания в рамках Стандартной Модели

Теоретические предсказания для A_g требуют вычисления амплитуд переходов и комплексных фаз в (1.32). Это достаточно сложная задача при рассмотрении полного гамильтониана Стандартной Модели, из-за наличия сильного перерасеяния. Однако, в низкоэнергетическом пределе можно определить эффективный гамильтониан (где взаимодействующие поля являются не кварковыми, а мезонными), параметризуя его с помощью локальных 4-кварковых операторов $Q_i(\mu)$ и комплексных коэффициентов Вильсона $C_i(\mu)$ [51, 52]:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{us}^* \sum_i C_i(\mu) Q_i(\mu), \quad (1.34)$$

где G_F — константа Ферми, $C_i(\mu)$ — комплексные коэффициенты Вильсона, описывающие взаимодействия пертурбативной КХД, а $Q_i(\mu)$ — локальные 4-кварковые операторы. Масштаб перенормировки μ разделяет физические процессы на пертурбативный и непертурбативный вклады. Результат не может зависеть от выбора μ , поэтому μ -зависимость коэффициентов $C_i(\mu)$ взаимно уничтожается с μ -зависимостью адронных матричных элементов $\langle 3\pi | Q_i(\mu) | K \rangle$.

Оценки асимметрии наклонов A_g в рамках Стандартной Модели были проведены несколькими группами теоретиков [53]–[58]. Результаты различаются в пределах одного порядка величины (от нескольких единиц 10^{-6} до нескольких единиц 10^{-5}). Причиной таких расхождений являются неопределённости непертурбативных расчётов адронных матричных элементов и недостаточность экспериментальных данных для параметров, которые являются исходными величинами для вычислений.

1.3.7 Эффекты за рамками Стандартной Модели

Малость взаимодействий в конечном состоянии, а также ограничения, налагаемые измеренным значением параметра ε'/ε , приводят к малости

ожидаемых зарядовых асимметрий наклонов, предсказываемых в пределах Стандартной Модели. Однако, некоторые расширения СМ предсказывают значительное усиление CP -нарушающих эффектов:

- В модели Вайнберга с более чем двумя дублетами бозонов Хиггса предсказывается величина $A_g \sim 4 \times 10^{-4}$ [59].
- В суперсимметричном расширении при некоторых значениях параметров модели предсказываются значения $A_g \gtrsim 10^{-4}$, при этом предсказания параметров CP -нарушения в системе нейтрального каона ε и ε'/ε находятся в хорошем согласии с экспериментально измеренными значениями [60].

1.3.8 Экспериментальные пределы асимметрии

До эксперимента NA48/2 в моде распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ были проведены измерения асимметрии линейных параметров наклона, и были получены следующие наилучшие результаты: $A_g^{\tau'} = (2 \pm 13) \cdot 10^{-3}$ [61], $A_g^{\tau} = (0, 2 \pm 1, 9) \cdot 10^{-3}$ [62]. В моде распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ наиболее точные измерения асимметрии линейных параметров наклона следующие: $A_g^{\tau} = (-7, 0 \pm 5, 3) \cdot 10^{-3}$ [63] и $A_g^{\tau} = (2, 2 \pm 4, 0) \cdot 10^{-3}$ [64].

В итоге, до NA48/2, точность экспериментального измерения асимметрий составляла несколько единиц $\times 10^{-3}$, причём систематические ошибки находились на том же уровне или выше. Следует отметить, что все предыдущие эксперименты использовали лишь единственный каонный пучок с периодическим переключением его полярности, что является одним из факторов, не позволяющих существенно уменьшить систематические ошибки. Результаты всех этих измерений совместимы с отсутствием CP -нарушения.

Эксперимент NA48/2 спроектирован специально для измерения асимметрии с минимальными систематическими погрешностями [65]. Его центральной задачей, решению которой посвящена данная работа, является измерение асимметрий наклонов с точностью $\delta A_g \sim 2 \cdot 10^{-4}$, где наиболее существенный вклад в ошибку измерения вносит статистическая погрешность. Эта точность более чем на порядок превышает существующие экспериментальные верхние границы и впервые является нетривиальной с точки зрения проверки предсказаний некоторых моделей за пределами Стандартной Модели, находящихся в пределах чувствительности эксперимента NA48/2.

Глава 2

Эксперимент NA48/2

Эксперимент NA48/2 [65] является продолжением серии успешных экспериментов NA48 и NA48/1 на ускорителе SPS Европейского центра ядерных исследований (ЦЕРН, Женева, Швейцария). В эксперименте NA48 с наибольшей точности было измерено отношение параметров ϵ'/ϵ (см. 1.1.3) и доказано его отличие от нуля. Тем самым впервые надёжно было доказано существования прямого CP -нарушения. Эксперимент проводился при использовании одновременных K_L - и K_S -пучков в 1997-2001 гг. Следующий эксперимент NA48/1 (2002) был посвящён изучению редких распадов K_S -мезонов и гиперонов.

Эксперимент NA48/2 был нацелен прежде всего на поиск прямого CP -нарушения в модах распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Набор данных проводился в 2003-2004 гг. Относительно базового эксперимента NA48 были внесены существенные изменения в экспериментальное оборудование. Был создан новый пучковый канал, позволяющий транспортировать одновременно два заряженных пучка противоположных знаков. Кроме этого, были созданы два новых субдетектора (пучковый спектрометр и монитор пучка), расширен распадный объём, установлена недостающая считывающая электроника на одну из дрейфовых камер спектрометра, проведена право-левая симметризация соответствия каналов считывающей электроники спектрометра и модифицирована часть аппаратуры системы запуска установки (триггера) второго уровня.

Как и в предыдущих экспериментах — NA48 и NA48/1, большой объём накопленных данных позволил в рамках эксперимента NA48/2 исследовать также ряд других процессов [4]:

- На основе спектров $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu_{e^\pm}$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов измерены с высокой точностью длины рассеяния пионов a_0 и a_2 в

состояниях с изоспином $I = 0$ и $I = 2$, соответственно¹. В киральной пертурбативной теории (χ РТ) связь между длинами рассеяния и фундаментальным параметром теории — величиной кваркового конденсата $\langle 0|\bar{q}q|0\rangle$ — известна с точностью $\sim 2\%$. Таким образом, измеряя a_0 и a_2 , можно экспериментально ограничить значение этого параметра, который определяет относительную долю отдельных членов в пертурбативном разложении.

- В 2003 проводился специальный сеанс с облегчёнными триггерными условиями, в котором набирались полулептонные распады $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$, а также $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, использованный в качестве нормировочного канала [66]. Прецизионное измерение их парциальных ширин является важным необходимым условием для вычисления элемента $|V_{us}|$ матрицы СКМ.
- В радиационном распаде $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ была измерена доля прямого γ -излучения («direct emission», DE), по отношению к внутреннему тормозному излучению («inner bremsstrahlung», IB) в расширенном кинематическом диапазоне. Впервые была измерена ненулевая интерференция между DE и IB. Также проводился поиск редких радиационных каонных распадов. Впервые была измерена вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$.
- Была проверена лептонная универсальность путём измерения отношения (R_K) парциальных ширин распадов $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ и $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$. Предсказания СМ для отношения R_K обладают высокой точностью ($R_K = (2,473 \pm 0,001) \cdot 10^{-5}$), тогда, как экспериментальное значение имело точность 5%. В измерении на данных NA48/2, накопленных только в 2003 году, уже достигнута двухпроцентная точность. В последние годы появились указания на то, что некоторые вклады при расчётах амплитуд распадов с нарушением лептонного числа в рамках SUSY могут существенно изменить R_K (в пределах 1–2 %) [67]. С целью их проверки в 2007 проводится специальный сеанс, нацеленный на измерение R_K , в котором планируется достичь точность порядка нескольких пермилей.
- Проводилось измерение характеристик редких полулептонных распадов, в частности $K^\pm \rightarrow \pi^\pm l^+ l^-$, с целью проверки предсказаний χ РТ в порядке, следующем за лидирующим.

¹Более подробно эффект $\pi\pi$ -перерассеяния рассматривается в 5.2.

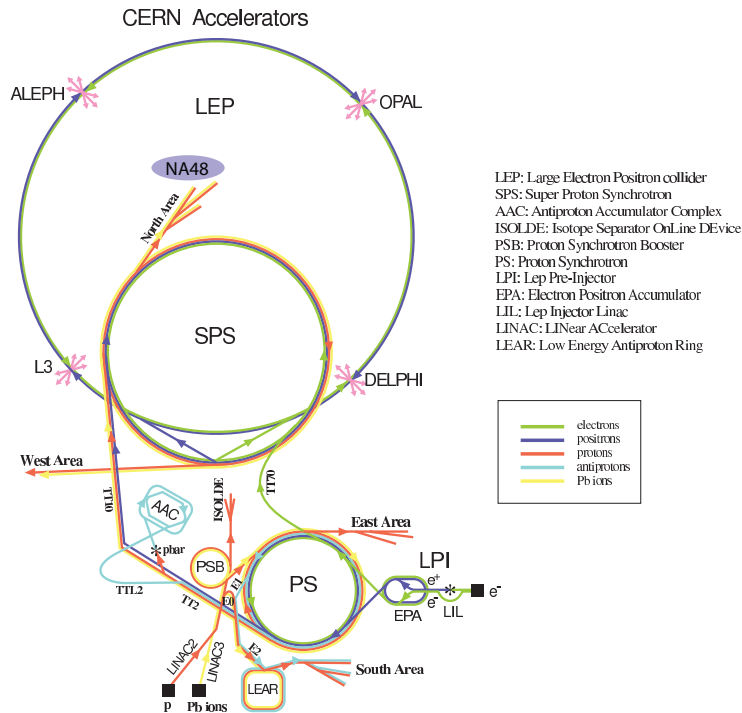


Рис. 2.1: Схема ускорительного комплекса в ЦЕРН.

Продолжением каонной программы в ЦЕРН является эксперимент, нацеленный на измерение парциальной ширины очень редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в 2009–2010 гг. (так называемый эксперимент NA62) [68].

2.1 Пучки и пучковый канал

2.1.1 Первичный протонный пучок

Первичные протоны, необходимые для рождения K^+ и K^- , выводятся из протонного синхротрона SPS². Схема ускорительного комплекса в ЦЕРН показана на рис. 2.1. Протоны достигают своей номинальной энергии благодаря многоуровневой ускоряющей системе. Рождение протонов производится на двойном плазматронном источнике, после чего частицы увеличивают свою энергию до 50 МэВ/с в линейном ускорителе Linac-2. Система из четырёх синхротронов (PSB) увеличивает энергию протонов до 1,69 ГэВ/с, формируя импульсную структуру пучка. Приблизительно $3 \cdot 10^{13}$ протона за импульс поступают в протонный синхротрон (PS) [69], где их энергия увеличивается до 14 ГэВ/с. Благодаря 200 МГц радиочастотным системам PS позволяет контролировать свойства

²Все сокращения, встречающиеся в этом разделе указаны на рис. 2.1.

пучковых импульсов, чтобы согласовать их с характеристиками SPS. PS вводит в SPS 2 серии, состоящие из 2000 протонных импульсов, каждый с длиной 2 нс и с расстоянием между импульсами 5 нс. SPS ускоряет протоны до 400 ГэВ/с. Каждые 16,8 с протоны выводятся из ускорителя при помощи контролируемого нелинейного бетатронного резонанса ускорительного кольца. Период с номинальной интенсивностью протонного пучка составляет 4,8 с. Протоны выводятся из резонансной орбиты в SPS посредством магнитной системы [70].

2.1.2 Формирование K^+ - и K^- - пучков

После выведения протонов из SPS они транспортируются ~ 800 м до станции T10 в зале ECN3, находящемся в северной зоне (North Area) ЦЕРН, на площадке Превесан. Протоны фокусируются на цилиндрическую бериллиевую мишень с диаметром 2 мм и длиной 400 мм (длина равна одной длине взаимодействия для протонов). Номинальная интенсивность протонного пучка составляет $7 \cdot 10^{11}$ протонов за сброс ускорителя. Направление протонного пучка совпадает с продольной осью симметрии установки. В мишени рождаются вторичные частицы — в основном протоны, нейтроны, фотоны, мюоны, пионы, гипероны, каоны и электроны.

2.1.3 Транспортировка одновременных K^+ - и K^- -пучков

Измерение зарядовых асимметрий с высокой точностью требует не только большой статистики событий, но и специализированного экспериментального подхода, позволяющего добиться сокращения потенциальных источников систематических ошибок. С этой целью для эксперимента NA48/2 были спроектированы и построены пучковый канал K12 (далее называется также пучковой линией), транспортирующий одновременно два вторичных заряженных пучка противоположных знаков, что позволяет одновременно регистрировать распады K^+ и K^- . Для того, чтобы добиться симметризации эффективности регистрации для двух пучков, магнитные поля во всех элементах пучковой линии и спектрометрическом магните регулярно переключались. Схема пучковой линии и детекторов представлена на рис. 2.2.

Пучковая линия и экспериментальная установка описываются ортогональной координатной системой: ось Oz направлена вдоль установки по

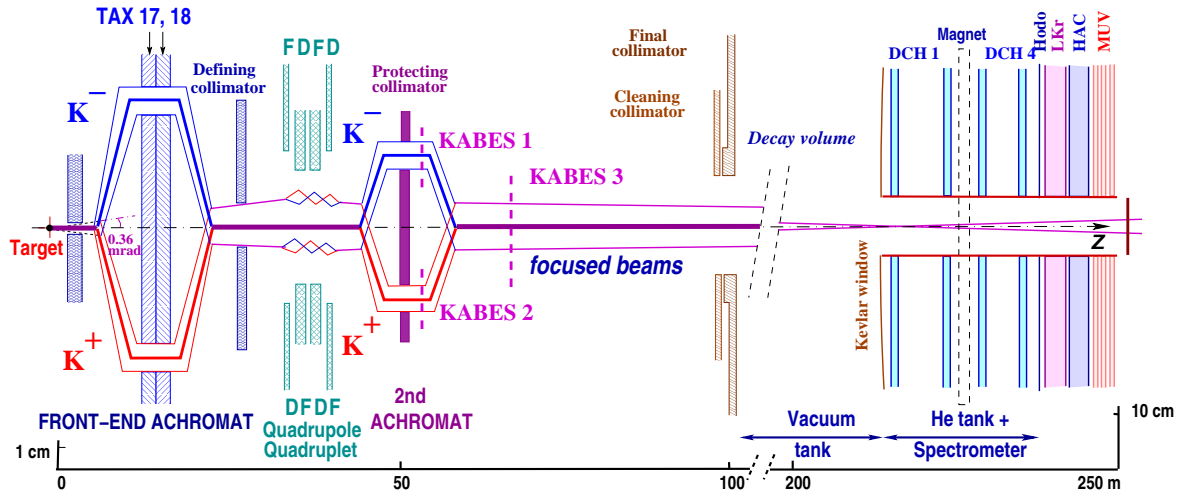


Рис. 2.2: Схематический вид сбоку пучковой линии NA48/2 (TAX17,18: подвижные коллиматоры, используемые для выбора импульсного спектра пучков; DFDF: фокусирующие квадрупольные магниты; KABES1–3: станции спектрометра каонного пучка), распадного объёма и детектора (DCH1–4: дрейфовые камеры, Hodo: сцинтилляционный годоскоп, LKr: жидкокритоновый электромагнитный калориметр, HAC: адронный калориметр, MUV: мюонный детектор). Вертикальный масштаб различается до и после распадного объёма.

направлению пучка, ось Oy направлена вертикально вверх, а ось Ox — таким образом, чтобы образовать правую координатную систему (x, y, z) . Центр координатной системы находится в распадном объёме на продольной оси канала в такой точке, что координата последнего коллиматора составляет $z_c = -18$ м.

Акцептанс для вторичного пучка определяется коллиматором, расположенным на расстоянии 24 м по пучку от мишени, и составляет $\pm 0,36$ мрад в обеих плоскостях. После определяющего коллиматора располагается «ахромат», представляющий из себя магнитную систему из четырёх дипольных магнитов с нулевым полным отклонением, расщепляющую пучок на положительную, отрицательную и нейтральную компоненты. Нейтральная компонента пучка задерживается поглотителем, расположенным по центру пучка, а заряженные компоненты проходят через коллиматоры, определяющие с высокой степенью зарядово-симметричным образом импульсный спектр пучков, после чего сходятся в пространстве на общей оси.

Номинальный средний импульс пучков составляет 60 ГэВ/с, стабильность среднего значения в пределах периода с фиксированной полярностью линии — порядка 0,1 ГэВ/с, различие между средними импульсами пучков K^+ и K^- не превышает 0,5 ГэВ/с и меняет знак при изменении полярности пучковой линии. Ширина импульсного спектра со-

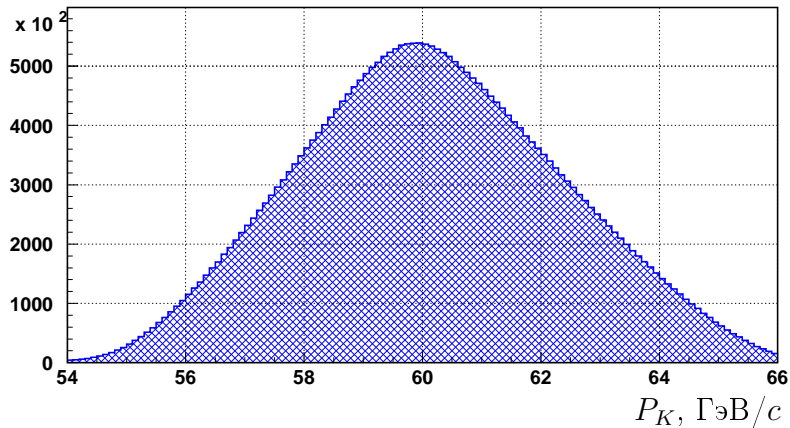


Рис. 2.3: Реконструированный импульсный спектр каонного пучка.

ставляет около ± 3 ГэВ/с. Типичный реконструированный импульсный спектр пучка представлен на рис. 2.3. Зависимости средних реконструированных импульсов K^+ и K^- от времени в сеансе 2003 года представлены на рис. 2.4. Видна стабильность средних импульсов на уровне лучше 0,1 ГэВ/с и изменение знака разницы средних импульсов K^+ и K^- при переключении полярности.

Далее пучки проходят систему из четырёх квадрупольных магнитов (чередующихся фокусирующих и дефокусирующих), которая зарядово-симметричным образом фокусирует пучки в вертикальной и горизонтальной плоскостях с целью добиться их минимального поперечного размера в области экспериментальной установки и таким образом уменьшить чувствительность измерения зарядовой асимметрии к поперечной структуре пучков. Поперечный размер фокусированных пучков в районе спектрометра составляет ~ 2 мм, в то время как размер параллельных пучков составлял бы ~ 5 мм.

Далее располагается второй ахромат, устроенный так же, как и первый. Во втором ахромате и непосредственно за ним расположены три станции спектрометра каонного пучка (см. 2.3.1), служащего для измерения импульса частиц пучка. После второго ахромата пучки совмещаются в пространстве. В конце пучковой линии находятся два очищающие коллиматора.

Расстояние от центра мишени до последнего коллиматора (то есть длина пучковой линии) составляет 102 м. Рассчитанные потоки заряженных частиц за один цикл ускорителя в плоскости последнего коллиматора при номинальной интенсивности протонного пучка ($7 \cdot 10^{11}$ протона за сброс) представлены в табл. 2.1. Основной компонентой пучков яв-

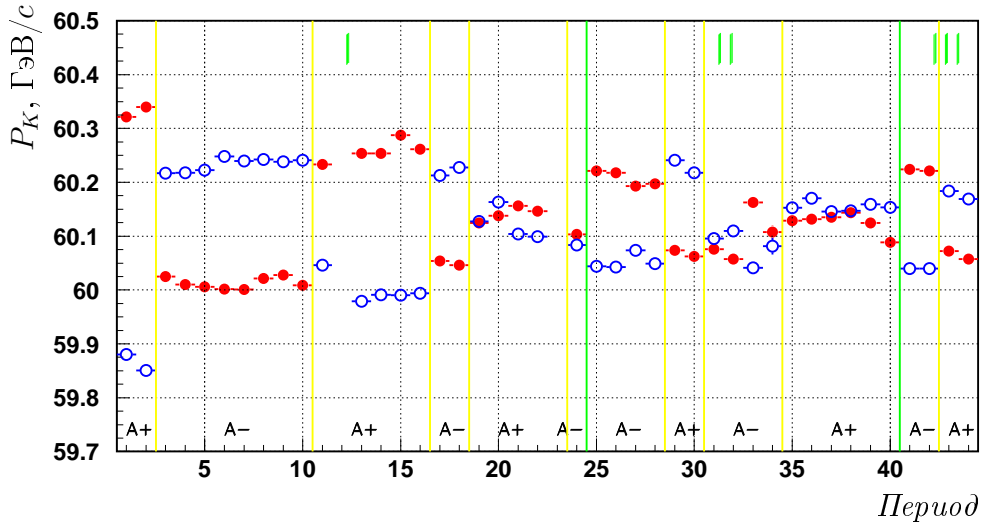


Рис. 2.4: Зависимости от времени средних импульсов K^+ (●) и K^- (○) в течение сеанса 2003 г. Подписи A+, A- указывают на полярность пучковой линии, плотные вертикальные линии соответствуют переключениям полярности.

ляются заряженные пионы π^\pm , доля же каонов составляет около 5,7% в положительном пучке и около 4,9% в отрицательном пучке. К категории «другие» в табл. 2.1 относится в основном остаточное мюонное гало пучка. Количество распадов каонов и пионов в пределах распадного объёма за цикл ускорителя при номинальной интенсивности пучков приведено в табл. 2.3, стр. 55.

2.2 Распадный объём

2.2.1 Общие характеристики распадного объёма

Область, в которой происходят регистрируемые распады (распадный объём) расположена непосредственно за пучковой линией и представляет из себя цилиндрический вакуумный сосуд (известный как «blue tube») длиной 114 м, диаметром 1,92 м в начальной части (длиной 65 м) и с диаметром 2,40 м в его конечной части. В распадном объёме поддерживается давление $P < 10^{-4}$ мбар, необходимое для подавления эффектов взаимодействия частиц, составляющих пучок, с остаточным веществом.

Пучковая линия (см. раздел 2.1.3) была настроена так, чтобы положительный и отрицательный пучки были совмещены в пространстве с точностью 1 мм в пределах всего распадного объёма³. Такое совмещение

³Эта точность — того же порядка величины, что и отклонения заряженного пиона из распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ постоянным магнитным полем в распадном объёме, которое будет обсуждаться ниже.

Тип частицы	Частиц за цикл, 10^6		Отношение +/-
	+	-	
K	2,2	1,3	1,8
π	23	17	1,4
p	6,1	0,6	~ 10
e	6,0	6,0	~ 1
Другие	~ 1	~ 1	~ 1
Всего	38	26	1,5

Таблица 2.1: Поток положительных и отрицательных частиц в начале распадного объёма за цикл ускорителя SPS при номинальной интенсивности протонного пучка, составляющей $7 \cdot 10^{11}$ протонов за цикл.

пучков приводит к существенной зарядовой симметризации геометрической эффективности регистрации распадов.

Конец распадного объёма закрыт тонким кевларовым⁴ окном, отделяющим вакуумный распадный объём от объёма магнитного спектрометра, заполненного гелием при атмосферном давлении. Кевларовое окно имеет вогнутую сферическую форму с радиусом кривизны 1,3 м, его толщина — 0,9 мм, что соответствует $3 \cdot 10^{-3}$ радиационной длины. После кевларового окна пучок остаётся в вакууме в алюминиевой пучковой трубе («beam pipe») диаметром 152 мм и толщиной 1,2 мм, проходящей через центр всех детекторов.

При номинальном импульсе пучков (60 ГэВ/с) в распадном объёме распадается около 22% каонов и 3% пионов, содержащихся в пучке (см. таблицу 2.3, стр. 55). Важно отметить, что мюоны, являющиеся продуктами доминирующего распада пиона ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$), в основном остаются в пучковой трубе (вследствие малости поперечного переданного импульса: $m_\pi - m_\mu \approx 30 \text{ МэВ}/c^2$) и не создают дополнительной загрузки детекторов.

2.2.2 Магнитное поле в распадном объёме

В распадном объёме присутствует небольшое неоднородное магнитное поле, прежде всего, из-за магнитного поля Земли. Поперечная (то есть ортогональная оси Oz) компонента этого поля оказывает зарядово-

⁴Kevlar — торговая марка компании DuPont для синтетического материала (полипарафинилен терефталамид), получаемого из параарамидных волокон. Его прочность в 5 раз превышает прочность стали той же массы.

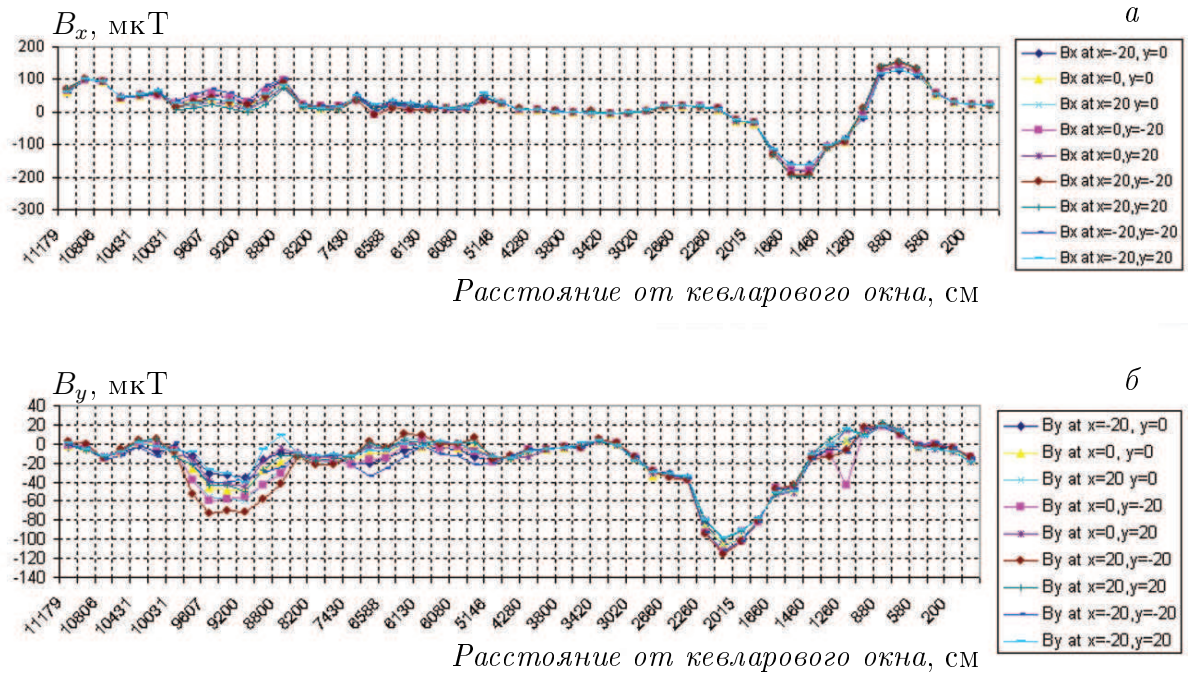


Рис. 2.5: Карта напряжённости магнитного поля в распадном объёме: а) x -компонента при различных фиксированных (x, y) как функция от z ; б) y -компонента при различных (x, y) как функция от z .

несимметричное влияние на кинематику событий посредством действующей на заряженные частицы силы Лоренца. Типичная величина напряжённости поля имеет тот же порядок, что и напряжённость магнитного поля Земли ($B \sim 0,5$ Гс).

Карта двух поперечных компонент магнитного поля во всём распадном объёме была измерена зимой 2003 г. Измерения проводились в 33 поперечных плоскостях, в каждой плоскости были выполнены измерения в 28 различных точках. Точность измерений составляет $\sim 10^{-2}$ Гс. Карта поля была включена в программы моделирования и реконструкции вершины распада, что позволило сделать количественные оценки соответствующих эффектов. На рис. 2.5, а и б, показаны зависимости x - и y -компоненты напряжённости поля от z при различных фиксированных (x, y) .

Усреднённые по распаднему объёму поперечные компоненты напряжённости магнитного поля имеют знаки $B_x < 0$, $B_y < 0$, что соответствует отклонению положительно заряженной частицы в направлении оси Ox и Oy . Типичная величина поперечного отклонения заряженного пиона с характерным импульсом 20 ГэВ/с составляет около 1 мм, типичная величина углового отклонения — около 10^{-5} радиан (см. рис. 2.6).

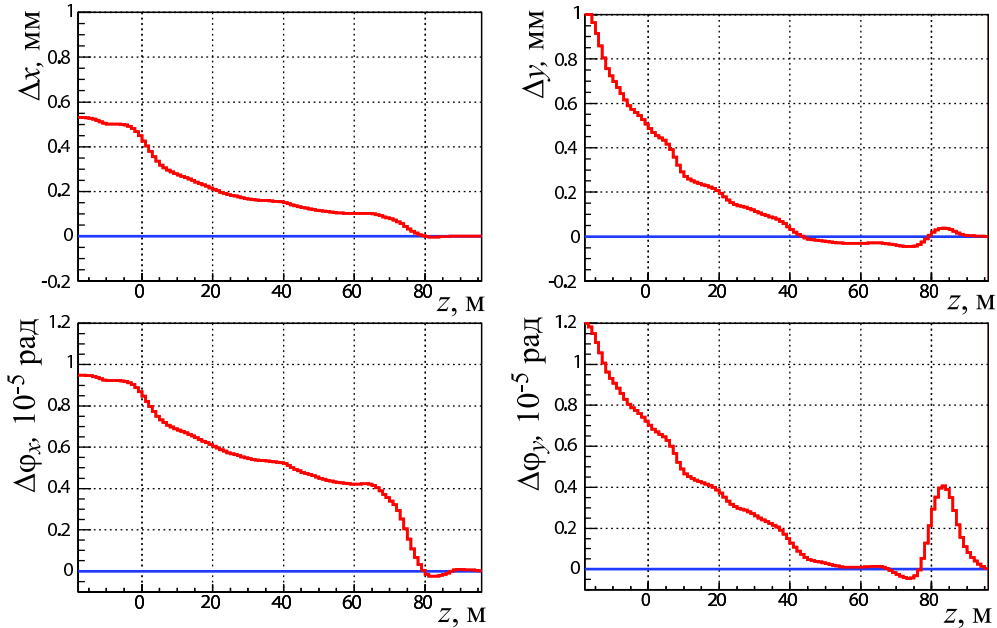


Рис. 2.6: Верхний ряд: отклонение магнитным полем положительно заряженной частицы с импульсом $P = 60$ ГэВ/с в x - и y -направлениях в зависимости от z -координаты. Нижний ряд: соответствующие угловые отклонения.

2.3 Детекторы эксперимента NA48/2

Экспериментальная установка NA48/2 представляет из себя типичный «форвард»-спектрометр. Основными её элементами являются расположенные последовательно магнитный спектрометр, сцинтилляционный годоскоп, жидкокриптоновый электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонный детектор. Через центры всех перечисленных 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. Конструкция установки обладает центральной симметрией по отношению к продольной оси. Схема расположения детекторов (проекция yOz) представлена на рис. 2.7, трёхмерное изображение — на рис. 2.8. Основные детекторы описаны более подробно в [71].

2.3.1 Спектрометр каонного пучка

Для измерения импульса каонного пучка используется расположенный в пучковой линии спектрометр KABES⁵ [72]. Он представляет из се-

⁵KABES — KAon BEam Spectrometer.

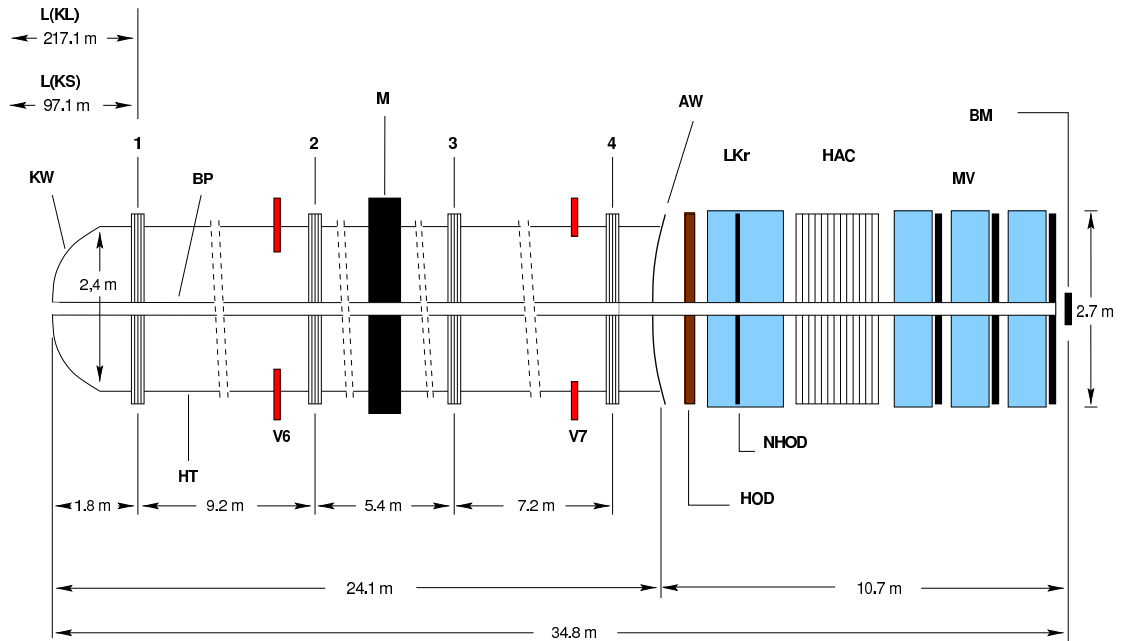


Рис. 2.7: Схема установки NA48 (проекция yOz). KW — кевларовое окно; BP — вакуумная пучковая труба; HT — объём спектрометра, заполненный гелием; 1,2,3,4 — дрейфовые камеры спектрометра; M — спектрометрический магнит; V6, V7 — последние из антисчётчиков АКЛ; AW — алюминиевое окно; HOD — сцинтилляционный годоскоп; NHOD — годоскоп нейтральной компоненты; LKr — жидкокриптоновый калориметр; HAC — адронный калориметр; MV — мюонное veto; BM — монитор пучка.

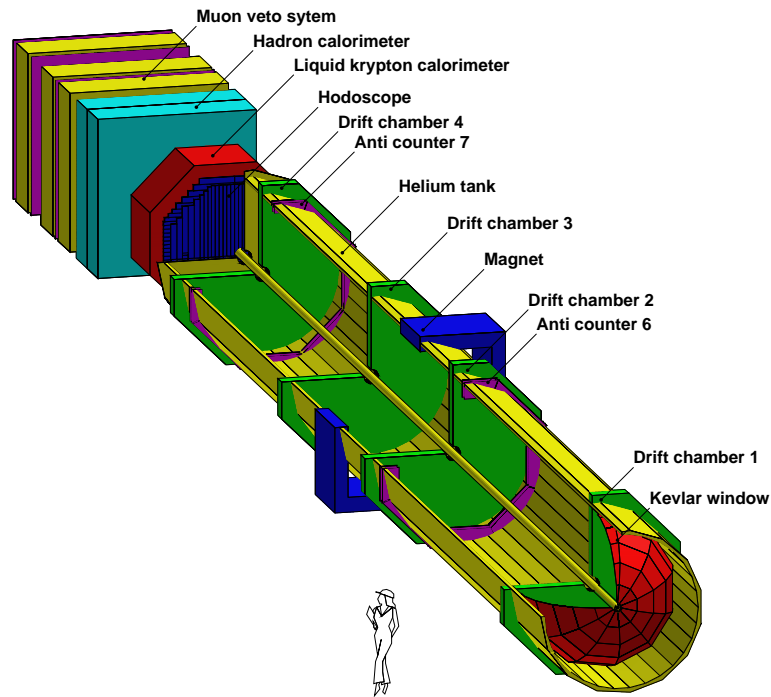


Рис. 2.8: Трёхмерная схема расположения основных детекторов установки NA48.

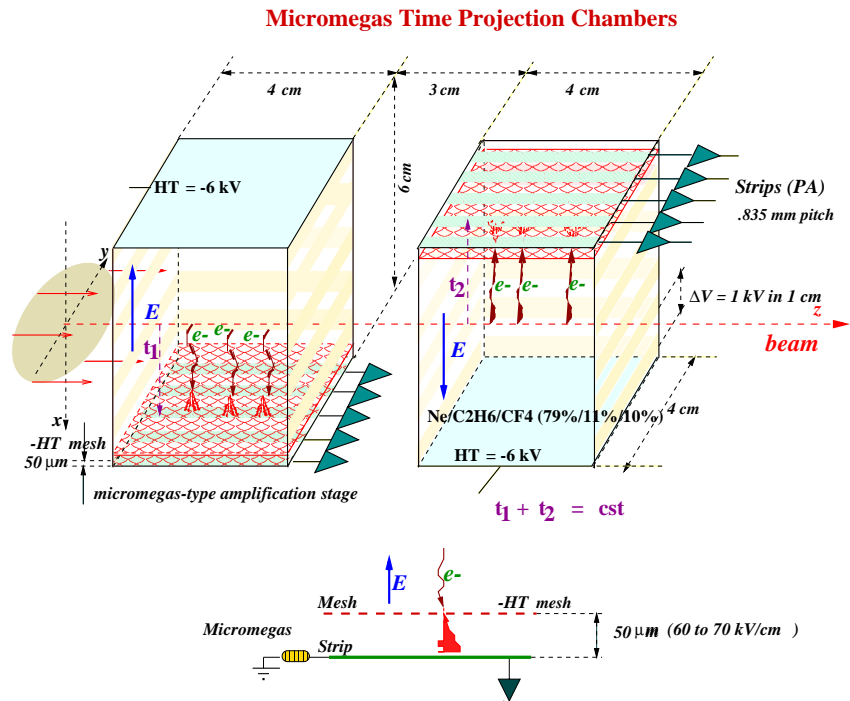


Рис. 2.9: Принцип работы камер MICROMEGAS.

бя времяпроекционный детектор на основе камер MICROMEGAS [73] с малым размером области усиления, составляющим 50 мкм (см. рис. 2.9). Детекторы такого типа с малым размером области усиления позволяют достичь высокого временного разрешения и, таким образом, способны работать в пучках высокой интенсивности.

Детектор состоит из шести камер: по две в каждом пучке в области второго ахромата (станции 1 и 2) и две — за этим ахроматом (станция 3), где пучки совпадают в пространстве. Импульс пучковой частицы определяется посредством измерения разницы между вертикальной координатой в первой (или второй станции, в зависимости от знака частицы) и в третьей станции. Использована газовая смесь Ne(79 %) + C₂H₆(11 %) + CF₄(10 %). Максимальная интенсивность, при которой эти камеры работали, составляла ~ 2 МГц и достигалась в центре пучка в третьей станции. Система считывания данных построена на базе микропроцессоров HPTDC (High Performance TDC). KABES спроектирован так, чтобы он мог работать при интенсивности $8 \cdot 10^6$ хитов в секунду для каждого канала и полной интенсивности — $40 \cdot 10^6$ хитов в секунду для каждой камеры.

Достигнутое пространственное разрешение составляет ~ 100 мкм, что соответствует импульсному разрешению ~ 0,7% (см. рис. 2.10, а, б).

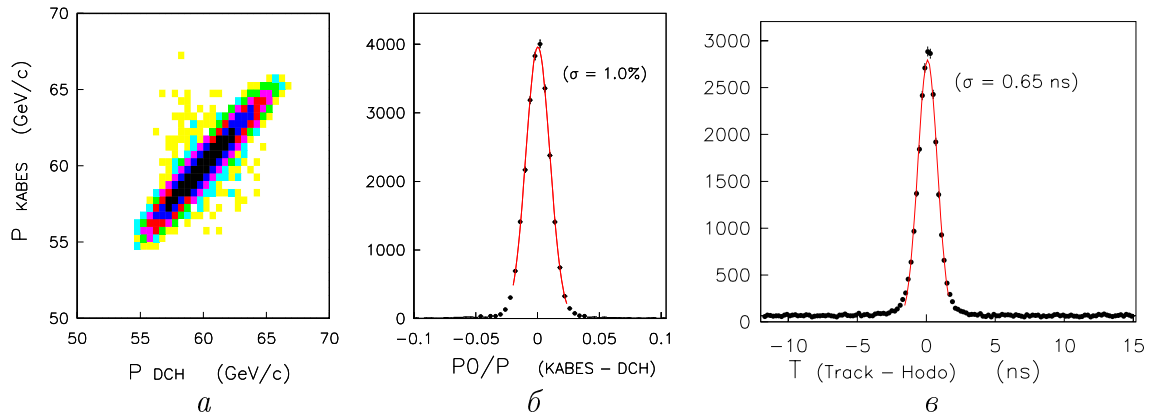


Рис. 2.10: а) Двухмерный спектр $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ -событий по реконструированном импульсом трёх пионов с помощью магнитного спектрометра и каонного импульса из KABES; импульсное (б) и временное (в) разрешение KABES.

Временное разрешение составляет менее 1 нс (рис. 2.10, в).

Необходимость KABES в эксперименте NA48/2 обусловлена прежде всего тем, что только измерение импульса заряженного каона позволяет обеспечить полное восстановление кинематики его лептонных и полулептонных распадов, то есть распадов, в которых одним из продуктов распада является нерегистрируемое нейтрино. Наиболее интересными из таких распадов являются $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu$. Измерение импульса каона позволяет сделать альтернативную реконструкцию $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов (см. 4.3.5), полностью независимую от стандартного метода (см. 4.3.4), без использования информации с жидкокриптонового калориметра. В моде же распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ можно на 60 % увеличить статистику, используемую для измерения зарядовой асимметрии, за счёт добавления событий с одним незарегистрированным в основном спектрометре пионом.

2.3.2 Антисчётчики АКЛ

Система АКЛ оптимизирована для регистрации фотонов, находящихся за пределами области геометрической эффективности электромагнитного калориметра (см. раздел 2.3.5). Сигнал от антисчётчиков АКЛ участвует в антисовпадении при некоторых условиях запуска установки первого уровня (см. раздел 2.4.1) с целью повышения чистоты (селективности) системы запуска. Система состоит из сцинтилляционных счётчиков, объединённых в 7 колец («rockets»), расположенных вокруг распадного объёма и основных детекторов. Схема расположения колец АКЛ по отношению к распадному объёму и основным элементам детек-

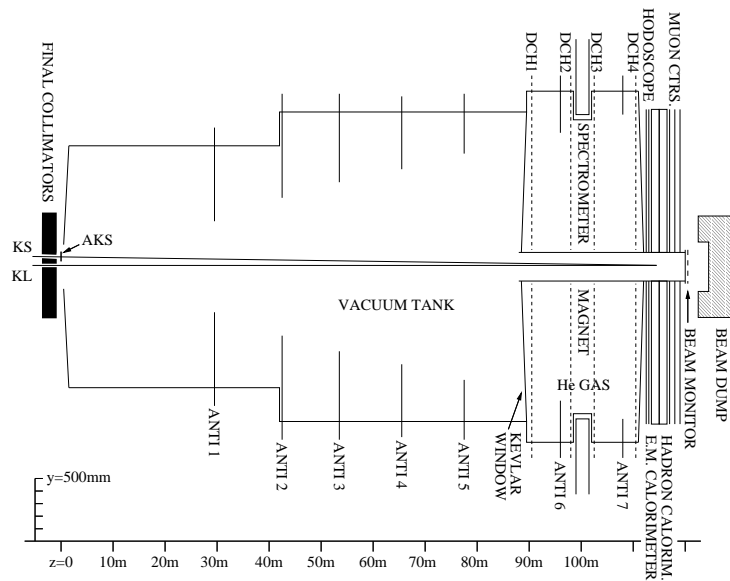


Рис. 2.11: Схема расположения колец АКЛ по отношению к распадному объёму и основным детекторам (кольца обозначены как ANTI).

тора представлена на рис. 2.11.

Каждое кольцо сегментировано в два последовательных идентичных слоя. Слой состоит из счётчиков прямоугольной или трапециевидной формы толщиной 10 мм, перед каждым из которых расположена стальная пластина толщиной 3,5 см, служащая конвертером фотонов. Счётчики покрывают кольцеобразную область вокруг области эффективности калориметра. Поперечные размеры каждого счётчика составляют приблизительно $200 \times 25 \text{ см}^2$. Каждый счётчик считывается с двух концов. Для компенсации зависимости времени сигнала от точки попадания частицы в счётчик (длина счётчика соответствует нескольким наносекундам) используется усреднение на аппаратном уровне времён сигналов от концов счётчика («mean timer»). Измеренное временное разрешение АКЛ составляет 550 пс.

2.3.3 Магнитный спектрометр

С помощью магнитного спектрометра осуществляется реконструкция траекторий и импульсов заряженных частиц. Спектрометр расположен в объёме, заполненном гелием при давлении, близком к атмосферному. Выбор гелия в качестве среды обусловлен минимальной вероятностью рассеяния частиц. Спектрометр состоит из четырёх дрейфовых камер (DCH) и дипольного магнита. Две камеры расположены перед магнитом, две — за магнитом вдоль пучка. Поле магнита, направленное вдоль

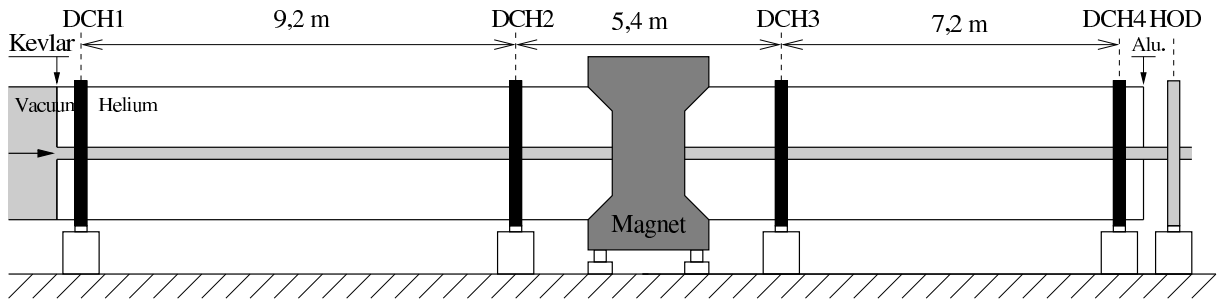


Рис. 2.12: Вид магнитного спектрометра сбоку.

оси Oy , отклоняет заряженные частицы в плоскости xOy . На рис. 2.12 показана схема магнитного спектрометра.

Спектрометрический магнит

Внешние размеры спектрометрического магнита [74] составляют $4,40 \times 4,00 \times 1,30$ м, а вертикальная апертура ярма — $2,4 \times 3,2$ м² (рис. 2.13). Рабочая область ограничивается диаметром гелиевого объёма, который составляет 2,37 м. Ток в двух парах катушек составляет $0,98 \times 10^6$ Ампер-витков, а энергопотребление — 3,1 МВт.

Компоненты напряжённости магнитного поля были измерены набором холловских датчиков примерно в $3,5 \times 10^5$ точках при разных значениях тока в магните. Точность измерения магнитного поля составляет около 10^{-4} , а измеренные значения напряжённости отличаются от расчётных [75] в среднем на 2,5 Гс.

В сеансах экспозиции 2003–2004 гг. номинальное значение тока в обмотках магнита составляло 540 А, что соответствует изменению поперечного импульса заряженной частицы («momentum kick») $\Delta P_x = 120$ МэВ/с. Значение ΔP_x постоянно в xOy -плоскости в пределах $\pm 6\%$. Допустимые значения ΔP_x ограничены сверху требованием, чтобы каонный пучок оставался внутри пучковой трубы в пределах всей экспериментальной установки. Общая калибровка карты магнитного поля может быть проверена путём реконструкции массы каона в распаде $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$.

Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры [76] имеют форму правильного восьмиугольника с поперечным размером около 2,8 м и площадь чувствительной области каждой камеры около 4,5 м². С целью достижения высокой степени переопределённости регистрации и минимизации эффектов локальных неэффективностей каждая дрейфовая камера состоит из четырёх пар

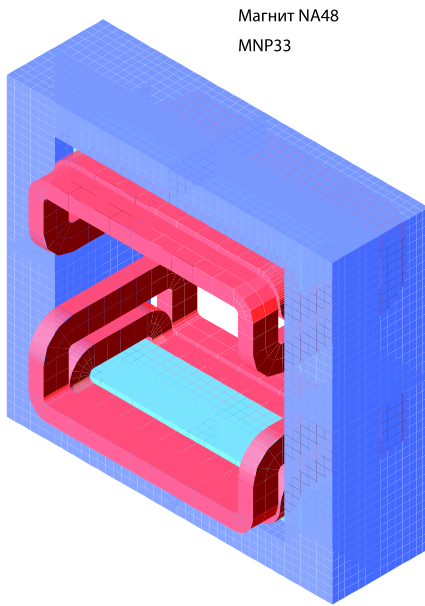


Рис. 2.13: Вид спектрометрического магнита.

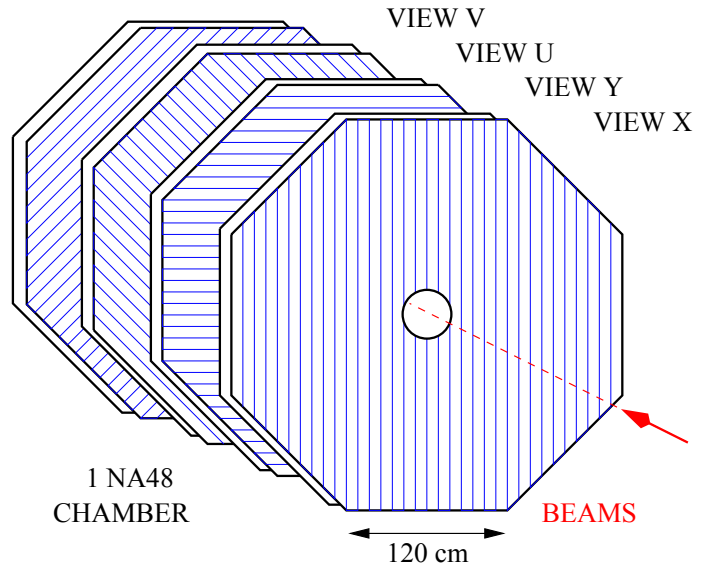


Рис. 2.14: Схема расположения плоскостей дрейфовой камеры. Восемь плоскостей объединены в пары одинаково ориентированных плоскостей, сдвинутых относительно друг друга на половину шага намотки. Пары плоскостей («VIEW») ориентированы в четырёх различных направлениях.

последовательно расположенных сдвоенных плоскостей, ориентированных в различных направлениях. В паре сдвоенных плоскостей проводочки расположены горизонтально (Y-плоскости), в паре — вертикально (X-плоскости), в паре — под углом $+45^\circ$ (U-плоскости) и в паре — под углом -45° (V-плоскости). Схема расположения плоскостей камеры представлена на рис. 2.14.

Каждая плоскость состоит из 256 заземлённых сигнальных проволок, намотанных с шагом 10 мм. Для минимизации эффектов многократного рассеяния камеры имеют минимальное количество материала в направлении пучка. Схематический вид пары сдвоенных плоскостей представлен на рис. 2.15. Две плоскости сдвинуты друг относительно друга на половину шага намотки, что необходимо для разрешения право-левой неопределённости реконструкции координаты. Сигнальные проводочки диаметром 20 мкм сделаны из позолоченного вольфрама. Электрическое поле создаётся путём подачи отрицательного напряжения на две плоскости позолоченных потенциальных проволочек, изготовленных из сплава Ti-Cu. Для формирования карты электрического поля, а также разделения пар сдвоенных плоскостей используются плёнки из покрытого гра-

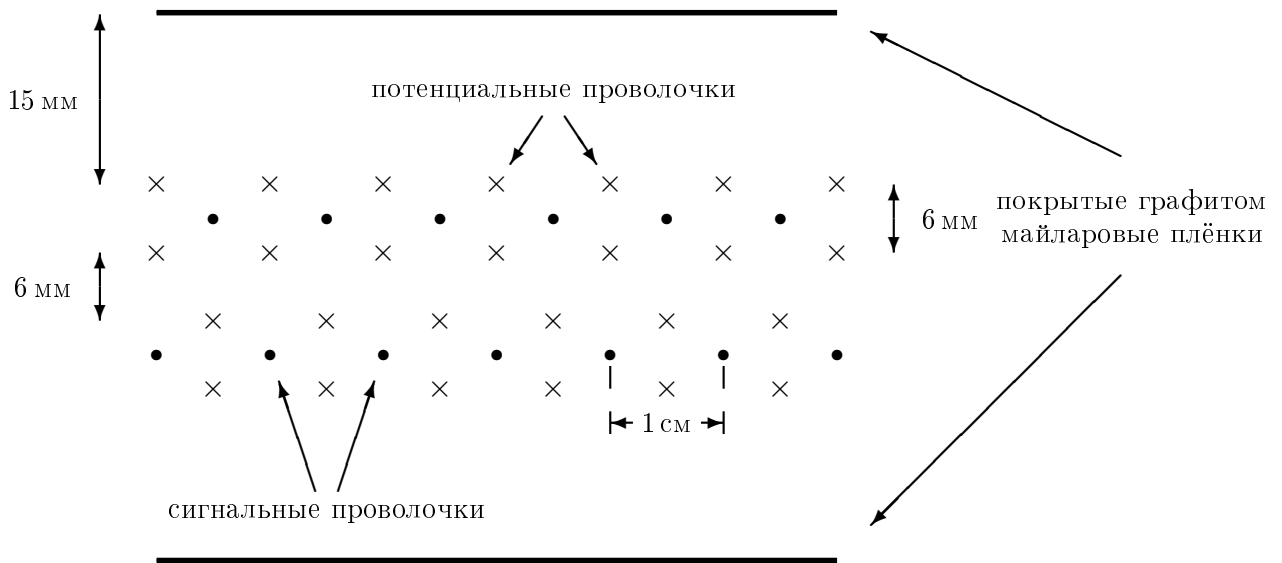


Рис. 2.15: Схематический вид пары сдвоенных плоскостей дрейфовой камеры.

фитом майлара.

Каждая камера имеет 6160 проволок, а количество материала камеры, включая газовую смесь, составляет 4×10^{-3} радиационной длины.

Рабочий режим и характеристики

Рабочая газовая смесь состоит из аргона и этана: $\text{Ar}(50\%) + \text{C}_2\text{H}_6(50\%)$. Газ непрерывно протекает через каждую из камер со скоростью 75 л/час и выбрасывается в атмосферу вне экспериментального зала.

Номинальное высокое напряжение составляет -2300 В на потенциальных проволоках и -1440 В на графитовых пластинах. Максимальное расстояние дрейфа в поперечном направлении составляет около половины шага намотки, то есть 5 мм, что соответствует времени дрейфа около 100 нс (при обратной скорости дрейфа около 180 нс/см).

Разрешение по времени точки взаимодействия достаточно сильно зависит от положения вдоль проволоки. После комбинирования времён точек взаимодействия в каждой из восьми плоскостей камеры среднее пространственное разрешение по каждой координате пространственной точки составляет 90 мкм. Импульсное разрешение спектрометра зависит от тока в обмотках магнита и в сеансах экспозиции 2003–2004 гг. составляло

$$\sigma_p/p = 1,02\% \oplus 0,044\% \cdot p, \quad (2.1)$$

где импульс заряженной частицы p выражен в ГэВ/с и подразумевает

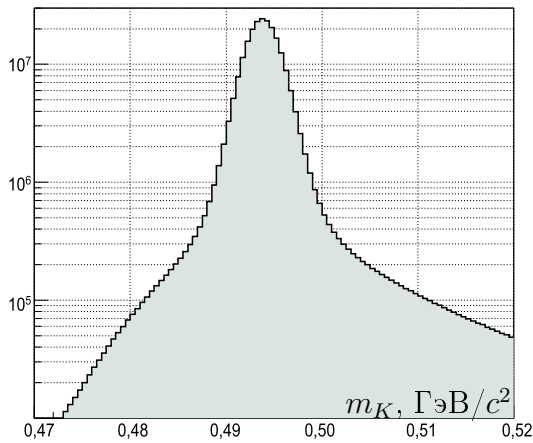


Рис. 2.16: Реконструированная инвариантная масса в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$.

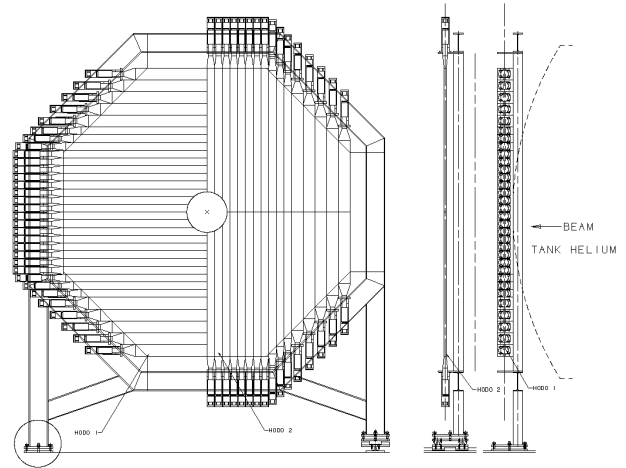


Рис. 2.17: Схема скintилляционного годоскопа. В первой плоскости счётчики ориентированы горизонтально, во второй — вертикально.

ся квадратичное сложение двух членов. Первый член в этом выражении обусловлен многократным рассеянием на гелие и камерах, а второй — координатным разрешением камер. Соответствующее разрешение по реконструированной инвариантной массе $3\pi^\pm$ — около $1,7 \text{ МэВ}/c^2$ (см. рис. 2.16).

2.3.4 Скintилляционный годоскоп

Скintилляционный годоскоп (CHOD) используется для формирования быстрых сигналов прохождения через установку заряженных частиц, которые участвуют в логике системы принятия решения первого уровня (см. раздел 2.4.1), а также для точного измерения времени треков.

Годоскоп находится за гелиевым объёмом и представляет из себя систему скintилляционных счётчиков. Он состоит из двух последовательно установленных вертикальных плоскостей: первая содержит 64 горизонтальных, вторая — 64 вертикальных скintилляционных счётчика, схема расположения которых представлена на рис. 2.17. Каждая плоскость разработана таким образом, чтобы полностью содержать внутри себя круг радиусом 121 см. Плоскость разделена на 4 квадранта по 16 счётчиков. Их толщина — 2 см, ширина — 6,5 см для 11 центральных счётчиков и 9,9 см для 5 периферийных счётчиков. Длины счётчиков изменяются от центра к периферии годоскопа от 121 см до 60 см.

Счётчики сделаны из пластикового скintиллятора NE110. Скintилляционный свет от каждого счётчика собирается с внешнего конца плекси-

Атомный номер	$Z = 36$
Массовое число	$A = 84$
Плотность при 120 К	$\rho = 2,41 \text{ г/см}^3$
Радиационная длина	$X_0 = 4,7 \text{ см}$
Мольеровский радиус	$R_M = 4,7 \text{ см}$
Энергия получения одной электрон-ионной пары	$W = 20,5 \text{ ЭВ}$
Длина адронного взаимодействия	$\lambda_l = 60 \text{ см}$
Температура кипения (при 10^5 Па)	$T_b = 119,8 \text{ К}$
Температура плавления (при 10^5 Па)	$T_m = 116,0 \text{ К}$
Дрейфовая скорость (при 1 кВ/см)	$v_d^e = 2,7 \text{ мм/мкс}$
Дрейфовая скорость (при 5 кВ/см)	$v_d^e = 3,7 \text{ мм/мкс}$
Критическая энергия	$E_c = 21,51 \text{ МэВ}$

Таблица 2.2: Основные свойства криптона.

гласовым световодом и поступает на фотоумножитель.

Временное разрешение годоскопа составляет 170 пс. Типичная неэффективность счётчиков (с учётом мёртвого времени электроники) составляет около 0,5%, а связанная с ней неэффективность системы запуска установки зависит от исследуемого распада.

2.3.5 Жидкокриптоновый электромагнитный калориметр

Жидкокриптоновый калориметр (LKr) [77] — важнейший детектор для реконструкции $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий. С его помощью измеряется энергия фотонов из $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распадов. Он является квазиоднородным детектором электрон-фотонных каскадов. LKr содержит около 20 тонн жидкого криптона при температуре $T = 121\text{К}$, используемого как ионизационная среда. Этот благородный газ был выбран исходя из следующих соображений:

- обеспечивает линейность энерговыведения в детекторе;
- отсутствует проблема старения;
- небольшая радиационная длина обеспечивает компактный продольный размер детектора;
- высокая плотность и маленький мольеровский радиус криптона обеспечивают хорошее разделение электромагнитных ливней.

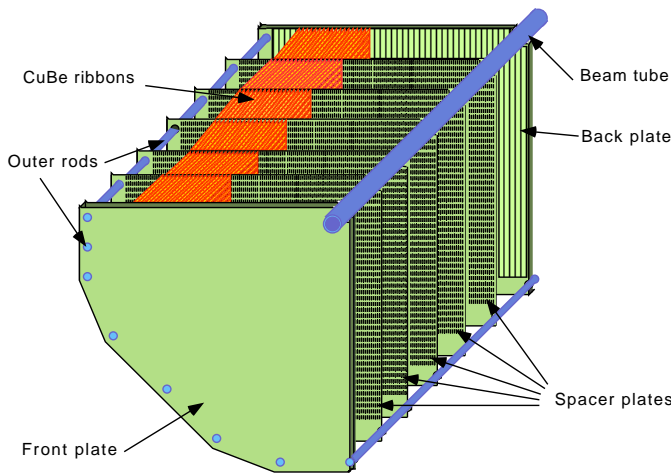


Рис. 2.18: Схема электродов в ЛКг.

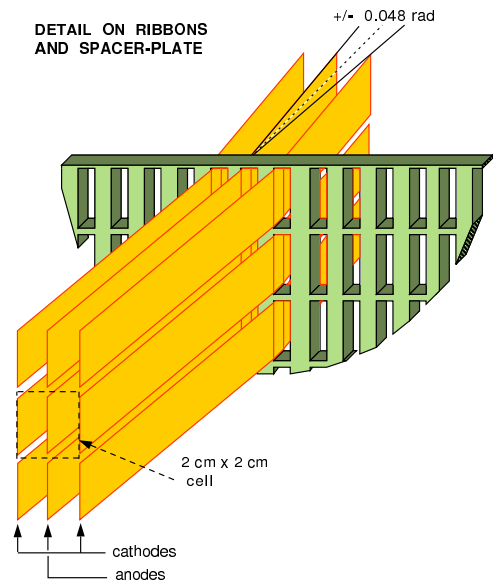


Рис. 2.19: Детали ячеек в ЛКг. Видна аккордеонообразная структура лент.

Основные свойства криптона приведены в табл. 2.2.

Характеристики ЛКг

Форма поперечного сечения калориметра (в плоскости xOy) — приблизительно октагональная с длиной в продольном направлении 127 см, соответствующая 27 радиационным длинам⁶.

Калориметр состоит из 13248 ячеек — усечённых пирамид с сечением в лицевой плоскости $2 \times 2 \text{ см}^2$. Вершины пирамид сходятся в центре распадного объёма, что обеспечивает так называемую проективную геометрию, минимизирующую зависимость отклика детектора от угла, под которым в него попадает частица. Ячейки образованы медно-бериллиевыми лентами шириной 1,8 см и толщиной 40 мкм, натянутыми вдоль предполагаемого направления движения фотонов. Чтобы обеспечить позиционирование лент внутри активного объёма с точностью 0,3 мм, между передней и задней плоскостью ЛКг располагаются 5 дополнительных поверхностей с расстоянием между ними 21 см (см. рис. 2.18). Благодаря специфическому положению вырезов в стабилизационных плоскостях, ленты имеют зигзагообразную форму, позволяющую минимизировать неэффективность ионизации ливней, развивающихся вдоль катодов (так называемая

⁶Электромагнитная ливень с энергией 50 ГэВ отдаёт почти полностью (99 %) свою энергию в 27 X_0 .

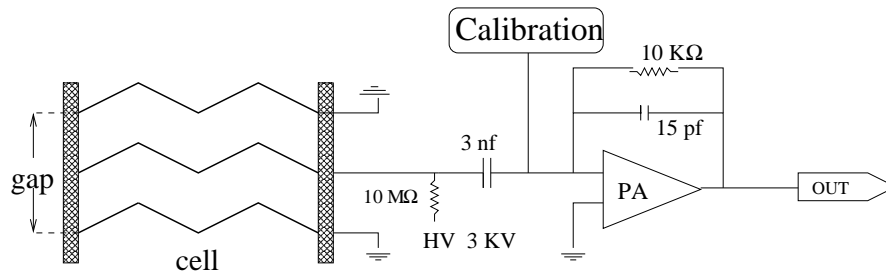


Рис. 2.20: Упрощённая схема считывающей электроники LKr.

геометрия аккордеона — см. рис. 2.19). Калориметр устойчиво работает при высоком напряжении между лентами-анодами и катодами в 3 кВ.

Криогенная система

Сложная криогенная система поддерживает постоянную температуру LKr в 121 К с точностью 0,1 %. Калориметр полностью закрыт в стальном контейнере с толщиной стенок 29 мм, который содержит $\sim 9 \text{ м}^3$ жидкого криптона. Очень важна температурная стабильность LKr, так как дрейфовая скорость электронов (v_d) зависит от температуры (T) в основном из-за изменения плотности: $\Delta v_d/v_d = -0,87\% \cdot \Delta T$. Материал криостата добавляет $\sim 0,65$ радиационных длин на передней плоскости LKr, что в среднем приводит к дополнительной потере $\sim 50 \text{ МэВ}$ в реконструированной энергии фотонов.

Система считывания данных

Система считывания данных с LKr [78] работает в токовом режиме, используя индуцированный ток, пропорциональный энергии ионизации и, следовательно — энергии электромагнитного каскада. В хорошем приближении индуцированный ток не зависит от пространственного распределения заряда внутри каждой ячейки. Более того, быстрое падение начального тока обеспечивает хорошее временное разрешение. Система считывания спроектирована таким образом, чтобы избежать мёртвого времени. Считывающая электроника находится непосредственно на задней плоскости LKr внутри криостата, чтобы подавить шум и сократить время извлечения сигнала. Она, в основном, состоит из предусилителей и систем для калибровки каждого канала (см. рис. 2.20). Отдельные коаксиальные кабели выводят сигналы за пределы криостата и передают

их в модули для оцифровки — CPD⁷. Асинхронная оцифровка выходных сигналов делается каждые 25 нс 10-битным FADC, работающим с опорной частотой 40 МГц. Оцифрованные сигналы из каждой ячейки записываются в промежуточную память ёмкостью 3,2 мкс, а потом посылаются в специальный процессор («Data Concentrator») для обработки. Сигналы ниже определённого порога пьедестала считаются нулевыми («zero-suppression»). Data Concentrator использует специальный алгоритм для нахождения ячеек с сигналами над порогом. Таким образом число считываемых ячеек снижается до ~ 100 для каждого электромагнитного каскада.

«Мёртвые» ячейки

Небольшое количество ячеек в LKr имеет технические неисправности, не позволяющие их использовать. Таких ячеек, называемых «мёртвыми», ~ 60 . Самые часто встречающиеся проблемы — неработающие предусилители и системы калибровки, чрезвычайно большой шум, ошибочный пьедестал или нестабильный отклик на систему калибровки. Положение «мёртвых» ячеек показано на рис. 4.4 на стр. 90.

Рабочий режим и характеристики

При отсутствии мёртвого времени и при высокой эффективности LKr может работать с интенсивностями ~ 1 МГц. Линейность отклика LKr контролировалась с помощью сравнения энергии E электронов из распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ с импульсом p , измеренным спектрометром (рис. 2.21)⁸. Такие же распады использовались для измерения однородности отклика детектора. Калибровка общей энергетической шкалы обсуждается в 4.3.2.

Энергетическое разрешение определялось во время специального электронного сеанса, где K_L -пучок имел узкий импульсный спектр (разброс порядка 0,1 %) с переменным средним значением. Используя распады $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$, энергетическое разрешение было параметризовано в виде

$$\delta(E)/E \simeq \frac{0,032}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,09}{E} \oplus 0,0042, \quad (2.2)$$

⁷CPD — Calorimeter Pipeline Digitizer.

⁸Более подробно, эффект нелинейности рассматривается в разделе 5.4.3.

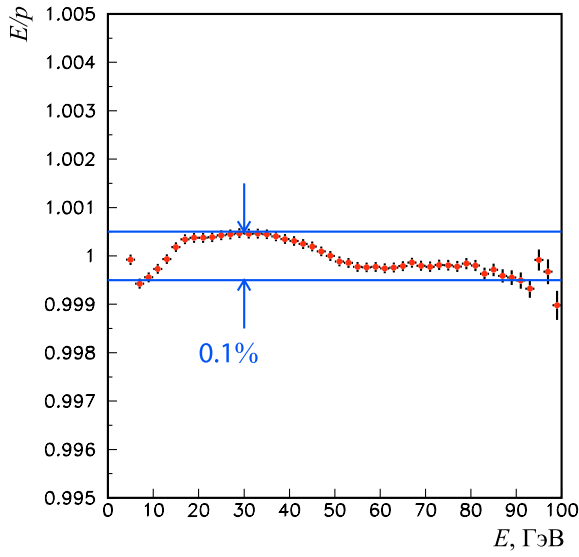


Рис. 2.21: Нелинейность энергетического отклика ЛКг как функция энергии частицы.

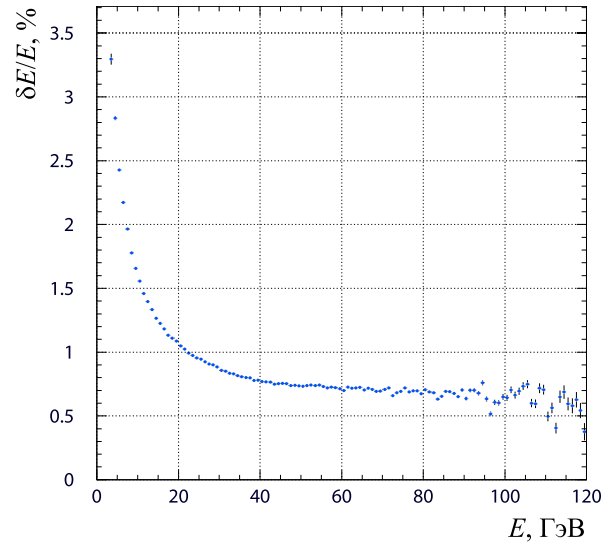


Рис. 2.22: Энергетическое разрешение ЛКг в % в зависимости от энергии частицы.

где энергия E измеряется в ГэВ. Первый член возникает из-за пуассоновских стохастических флуктуаций в развитии ливня; второй — в основном, из-за электронного шума и естественной радиоактивности криптона; третий — из-за разностей в калибровке отдельных ячеек (рис. 2.22). Пространственное разрешение определялось также в электронном сеансе путём сравнения координат проекций электрона, реконструированного магнитным спектрометром, и координат центра соответствующего энергосыделения в ЛКг. Оно параметризуется следующим образом:

$$\sigma(x) \simeq \sigma(y) \simeq \frac{4,2 \text{ мм}}{\sqrt{E}} \oplus 0,6 \text{ мм}, \quad (2.3)$$

где энергия E измеряется в ГэВ. В итоге, поперечные координаты частицы с энергией 20 ГэВ определяются с точностью 1 мм, а сама энергия — с точностью лучше 1 %. Среднее временное разрешение составляет ~ 500 пс.

2.3.6 Нейтральный годоскоп

Внутри ЛКг на глубине $9,5 X_0$ расположен нейтральной годоскоп (NHOD). Он позволяет проводить независимое измерение времени электромагнитных ливней и участвует в системе запуска установки, обеспечивая формирования нейтрального триггерного сигнала TON (см. 2.4.2). NHOD

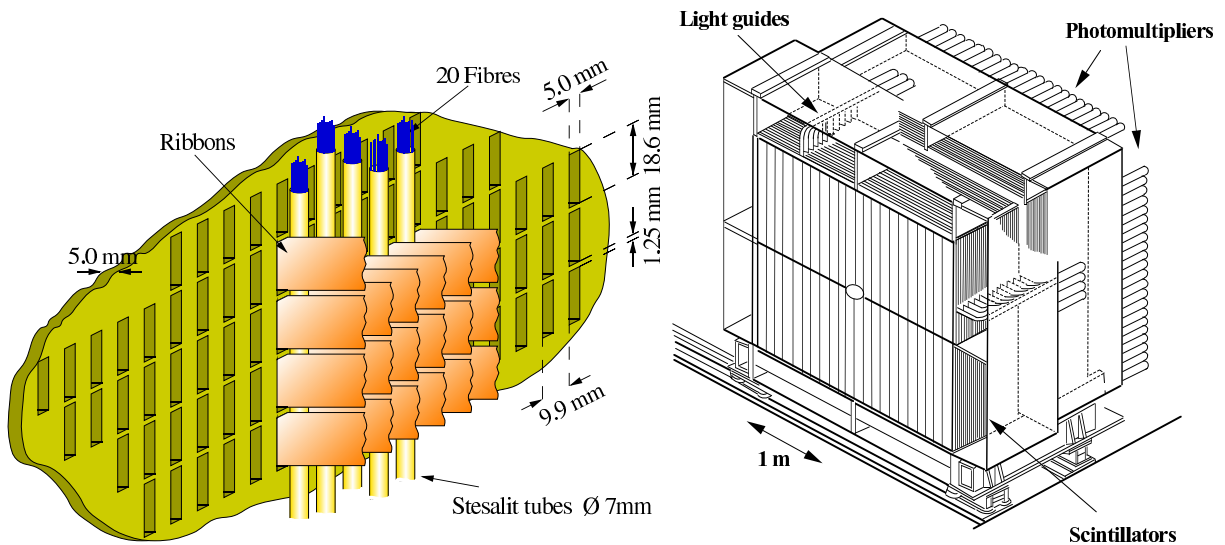


Рис. 2.23: Структура нейтрального годоскопа. Рис. 2.24: Вид адронного калориметра.

состоит из 256 вертикальных свёрток сцинтилляционных волокон, находящиеся непосредственно в жидком криптоном (рис. 2.23). Сигналы считываются с 32 фотоумножителей (8 для каждого квадранта). Типичное временное разрешение — порядка 250 пс.

2.3.7 Адронный калориметр

Для измерения энергии адронов, идентификации частиц, а также формирования условия запуска установки используется адронный калориметр (НАС) типа «железо–сцинтиллятор», находящийся за электромагнитным калориметром. Он состоит из двух последовательно расположенных модулей. Каждый модуль состоит из чередующихся 24 железных пластин и 24 пластин сцинтиллятора. Размер активной области калориметра составляет $2,7 \times 2,7 \text{ м}^2$ (рис. 2.24). Толщина каждого слоя железа 2,5 см, общая толщина 1,2 м (около 7 длин взаимодействия для адронов). Разрешение по энергии адрона E составляет $\sigma(E)/E = 65\%/\sqrt{E}$, где энергия выражена в ГэВ.

Роль адронного калориметра в NA48/2 ограничена.

2.3.8 Мюонное вето

Мюонное вето (MUV) использовалось при наборе данных ε'/ε (1997–2001 гг.) для подавления событий с распадами $K_{\mu 3}^0$ на уровне системы запуска установки. В эксперименте NA48/2 мюонное вето используется

исключительно для идентификации мюонов. Однако, такой метод идентификации можно использовать при прецизионном измерении асимметрий только для качественных проверок, так как было обнаружено, что эффективность идентификации существенно зависит от знака частицы. Такую зарядовую асимметрию можно объяснить, в частности, намагниченностью железа, входящего в состав этого детектора.

Детектор состоит из 3 плоскостей сцинтиллятора размером $2,7 \times 2,7$ м², перед каждой из которых находится железная стенка толщиной 80 см. Первые две плоскости состоят из 11 пластин сцинтиллятора толщиной 10 мм, а последняя плоскость — из 6 пластин толщиной 6 мм. В первой и третьей плоскостях пластины расположены горизонтально, во второй — вертикально. Каждая пластина соединена с фотоумножителями на обоих концах.

2.3.9 Пучковый монитор

Стабильность каонных пучков (их импульсные характеристики и поперечное положение) важны для измерения *CP*-нарушения в NA48/2. Поэтому был спроектирован специальный детектор для быстрого on-line мониторинга положения и геометрии пучка, который находится в конце основной детектирующей системы. Монитор состоит из двух матриц, регистрирующих положительно и отрицательно заряженные пучки. Каждая матрица состоит из 8×8 блоков пластикового сцинтиллятора. Каждый блок имеет поперечные размеры 6 мм \times 6 мм и толщину 9 мм. Блоки разделены алюминиевыми фольгами. Расстояние между матрицами составляет ~ 100 мм в соответствии с типичным отклонением пучков в конце установки. Каждая матрица связана с фотоумножителем, а вся система может передвигаться в горизонтальном и вертикальном направлениях. Неравномерное усиление отдельных фотоумножителей компенсируется, а остаточные вариации составляют меньше 10 %. Система считывания состоит из усилителей и дискриминаторов. Пространственное разрешение в центре пучка составляет 0,1 мм.

2.4 Система запуска установки (триггер)

Система запуска установки NA48/2, именуемая далее «триггером», — многоуровневая, рассчитанная на загрузку детекторов порядка 1 МГц. Вся система синхронизована часами с частотой 40 МГц; каждые 25 нс

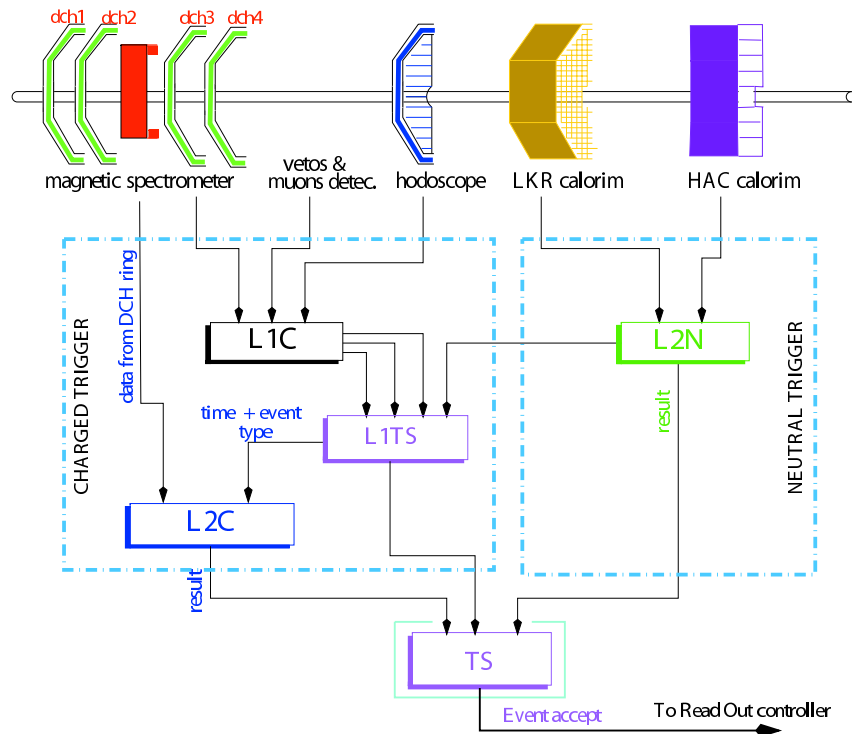


Рис. 2.25: Схема системы запуска установки: взаимодействие между детекторами, «заряженной» и «нейтральной» частями и системами принятия решений. L1C — «заряженный» триггер первого уровня, L2C — «заряженный» триггер второго уровня, L2N — «нейтральный» триггер, L1TS — система принятия решения первого уровня, TS — система принятия окончательного решения

выходные данные детекторов поступают в кольцевой буфер размером 208,4 мс.

Триггер состоит из двух основных частей: «заряженного» триггера и «нейтрального» триггера. Первая часть использует информацию с детекторов заряженных частиц — магнитного спектрометра и CHOD, а вторая — с LKr и NHOD. Разделение триггера является чисто условным со времён эксперимента NA48. Для распадов, содержащих как заряженные, так и нейтральные частицы (например $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$), использовалась комбинация «заряженного» и «нейтрального» триггера, описанная ниже.

Ещё одна подсистема триггера — система принятия решения («Trigger Supervisor» или TS) собирает информацию от «заряженной» и «нейтральной» систем и выдаёт окончательное решение о том, записывать ли данное событие.

Схема взаимодействия частей триггера представлена на рис. 2.25.

Частица	Поток, 10^6	L , м	Доля расп.	Распадов/цикл, 10^6
K	3,5	451	22%	0,77
π	40	3355	3,3%	1,32

Таблица 2.3: Расчёт количества распадов каонов и пионов в распадном объёме за цикл ускорителя при номинальной интенсивности пучков: потоки за цикл (см. табл. 2.1), длина пробега ($L = \beta\gamma ct$) при номинальном импульсе $P = 60$ ГэВ/с, доля частиц, распадающихся в распадном объёме ($f = 1 - \exp(-l/L)$), количества распадов за цикл.

2.4.1 «Заряженный» триггер

Общее количество распадов каонов и пионов в распадном объёме за цикл ускорителя составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ (см. табл. 2.3), причём бóльшая их часть приходится на $\pi \rightarrow \mu\nu$, составляющих мюонное гало пучка и практически не вносящих вклада в загрузку детекторов. «Заряженный» триггер является двухуровневой системой, которая служит для подавления количества событий за цикл ускорителя до $\sim 5 \cdot 10^4$, записываемых на диск. Каждый уровень (первый — L1, и второй — L2) обеспечивает фактор подавления между входной и выходной частотами событий порядка 10.

Первый уровень: L1

Задача первого уровня «заряженного» триггера — уменьшение частоты событий с ~ 500 кГц (то есть $\sim 2 \cdot 10^6$ /цикл) до уровня ~ 100 кГц (то есть $\sim 0,4 \cdot 10^6$ /цикл). Эта система, реализованная с помощью быстрой электроники, собирает информацию с DCH, CHOD, антисчётчиков AKL и MUV. Сигналы посылаются в систему принятия решения L1 («L1 trigger supervisor», L1TS), которая комбинирует их с информацией от LKr и NHOD. Здесь накладываются предварительные условия отбора, основанные на топологии событий, сигналы от различных подсистем выравниваются по времени, к событию приписывается 30-битная отметка времени и 3-битный код («strobe»), идентифицирующий топологию события и определяющий действия триггера второго уровня. Далее событие посылается на второй уровень триггера.

Ниже перечислены сигналы, вырабатываемые L1:

- Q1: хотя бы одно совпадение между сигналами первой и второй плоскостей годоскопа в одном и том же из 4 квадрантов годоскопа.
- Q2: хотя бы 2 совпадения в 16 субквадрантах годоскопа. Каждый

Условие	Сигналов/цикл	Условие	Сигналов/цикл
Q1	$1,8 \cdot 10^6$	LKr (MB)	$2,4 \cdot 10^5$
Q2	$2,9 \cdot 10^5$	NT-PEAK	$6,5 \cdot 10^4$
Q2*!AKL	$2,5 \cdot 10^5$	TON	$7,0 \cdot 10^4$
1μ	$1,6 \cdot 10^6$	NT-PK-3	$5,0 \cdot 10^4$

Таблица 2.4: Количества некоторых «заряженных» и «нейтральных» L1-сигналов, вырабатываемых за цикл ускорителя.

из квадрантов делится на 4 субквадранта следующим образом: 9 внутренних счётчиков каждой из плоскостей общей шириной $9 \times 6,5 \text{ см} = 58,5 \text{ см}$ относятся к внутреннему субквадранту, 7 внешних счётчиков общей шириной $2 \times 6,5 \text{ см} + 5 \times 9,9 \text{ см} = 62,5 \text{ см}$ — к внешнему субквадранту.

- Q2*!AKL: то же, плюс вето на временное совпадение в обоих слоях хотя бы одного из колец антисчётчиков AKL.
- 1μ : хотя бы 1 сигнал в каналах мюонного вето.
- L1-сигналы нейтрального триггера определяются в 2.4.2.

В таблице 2.4 представлены количества основных сигналов L1 за цикл при номинальной интенсивности.

Второй уровень: L2

Триггер второго уровня (известный под названием «Massbox», MBX) [79] представляет реализованная на уровне быстрой электроники система, вычисляющая координаты попадания заряженных частиц в дрейфовые камеры на основе информации о временах дрейфа, и кластер микропроцессоров, производящий на программном уровне быструю реконструкцию треков и принятие решения. Система работает с событиями в асинхронном режиме и производит решение в течение не более 108 мкс. Эксперимент NA48/2 потребовал увеличение вычислительной мощности MBX по сравнению с NA48, чтобы выдерживать более высокую интенсивность. Смена процессоров позволила увеличить максимальную входную частоту с 120 кГц до 170 кГц из-за снижения так называемого «мёртвого времени» MBX (см. ниже).

Схема «заряженного» триггера показана на рис. 2.26. Сам MBX состоит из четырёх частей, как видно из рис. 2.27. Основные подсистемы описанные ниже:

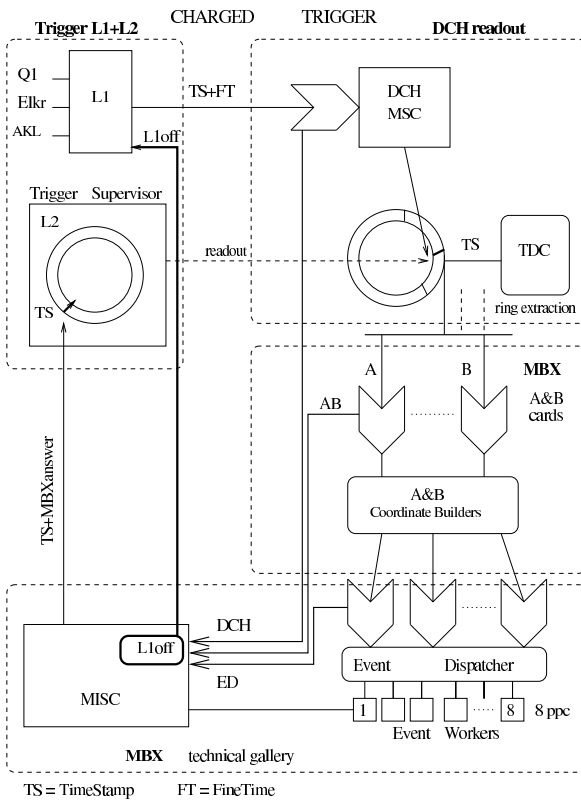


Рис. 2.26: Схема первого и второго уровня «заряженного» триггера и их связь с системой считывания данных с DCH посредством карты MSC (Master Service Card).

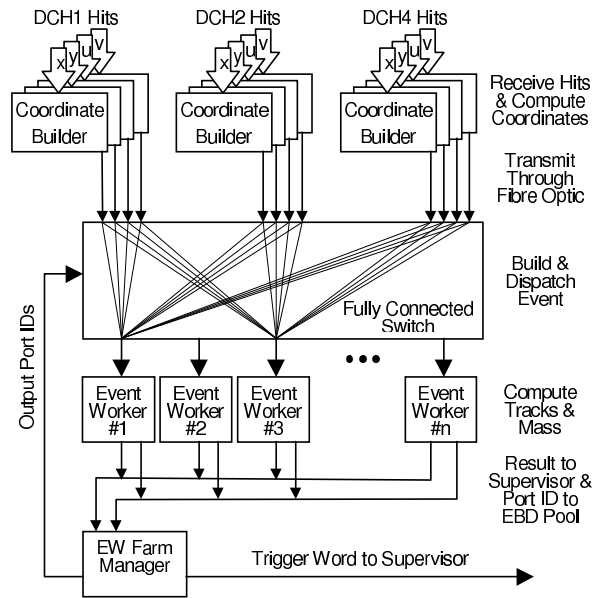


Рис. 2.27: Схема работы MBX.

- **«Формирователь координат» («Coordinate Builder» или CB):** Каждая из пар плоскостей («view») в DCH оснащена с так называемыми АВ картами, которые используются для вычисления координат взаимодействия заряженного трека из анализа временной информации с каждой из них. Координата точки взаимодействия восстанавливается только в случае срабатывания обеих плоскостей. Информация о взаимодействии извлекается из кольцевых буферов, находящихся в системе считывания данных с DCH. Опорное время для алгоритма восстановления даётся сигналом Q1 (так наз. «fine-time»). Для увеличения скорости, координаты прохождения треков вычисляются посредством таблиц соответствия («look-up tables»).
- **«Диспетчер» («Event Builder and Dispatcher» или ED):** посредством оптической связи ED получает координаты с CB и посылает информацию о всех 16 парах плоскостей DCH для дальнейшей обработки в один из свободных «конструкторов событий» (см. ни-

же).

- **«Конструкторы событий» («Event Worker» или EW):** EW вычисляют координаты пространственных точек в камерах на основе координат точек взаимодействия. Для восстановления пространственной точки необходимо восстановление точек взаимодействия не менее, чем в трёх парах плоскостей из четырёх.
- **«Менеджер EW» («Event Worker Farm Manager» или EWFM):** EWFM получает временную метку («time-stamp») кандидата необходимого распада с EW и посылает её в TS для принятия окончательного решения. EWFM также информирует ED о свободных EW и управляет системой обратной связи (так наз. X_{OFF} -система). Этот механизм препятствует посылке новых сигналов с L1TS для запуска MBX пока ED-система занята. Сигнал X_{OFF} генерируется в случае переполнения в системе считывания данных с DCH, в СВ или в ED. При необходимости, частота X_{OFF} -сигналов поддерживалась на уровне $\sim 1\%$, путём понижения интенсивности пучка.

Алгоритм принятия решения достаточно сложный и для каждого отдельного события зависит от 3-битного кода, выработанного L1. Используя информации с DCH, MBX восстанавливает точки взаимодействия и ассоциирует их с треками. Далее производится реконструкция вершины распада и вычисление инвариантных масс, с целью подавления нагрузки от ненужных каонных распадов. Разрешение в кинематических переменных, вычисленных в реальном времени — хуже, чем при off-line реконструкции, но достаточно хорошее, чтобы обеспечить высокую эффективность, зависящую от конкретного алгоритма. Ниже коротко описаны некоторые триггерные сигналы вырабатываемые MBX:

- MFAKE: триггерный сигнал, по которому делается отбор $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий; рассматривается детально в 5.5.3;
- ZFAKE: соответствует нахождению в событии только «мнимых» вершин (между реальным треком и осью Oz);
- 2VTX: соответствует нахождению двух вилок заряженных треков при использовании информации о пространственных точках в DCH1 и DCH2 и хотя бы одной пионной точки в DCH4; используется для регистрации распадов с тремя заряженными треками ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm l^+ l^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu$ и т.д.);

Сигнал	Частота событий
MFAKE	14,5 кГц
2VTX	22 кГц
1VTX	13 кГц
1TRK-3	0,8 кГц
1TRK-2	0,7 кГц

Таблица 2.5: Частота основных сигналов триггера L2.

- 1VTX: вырабатывается, если в событии найдена вилка, для которой инвариантная масса двух треков в пионной гипотезе $M_{2\pi} < 390$ МэВ/ c^2 ; для реконструкции импульса треков используется информация с DCH4;
- 1TRK-3: сигнал, подавляющий K_{l2} события за счёт кинематических ограничений;
- 1TRK-2: сигнал, отбирающий K_{e2} события за счёт кинематических ограничений.

В табл. 2.5 показаны типичные количества основных сигналов L2 за цикл.

2.4.2 «Нейтральный» триггер

Нейтральный триггер предоставляет сигналы от LKr и NHOD в L1TS; его сигналы используются также и как контрольные условия для измерения эффективности заряженного L2-триггера. Алгоритм этого триггера состоит в следующем:

- Аналоговые сигналы с ячеек калориметра суммируются в группах ячеек размером 2×8 ячеек. Эта операция происходит непосредственно в SPD-модулях системы считывания данных калориметра.
- Сигналы оцифровываются 10-битными FADC с опорной частотой 40 МГц, производится фильтрация шумов путём сравнения сигнала с порогом, далее производится суммирование сигналов в 64 горизонтальных и вертикальных полосах.
- Система поиска пиков («Peak Sum System», PSS) применяет алгоритм нахождения количества проекций кластеров на координатные

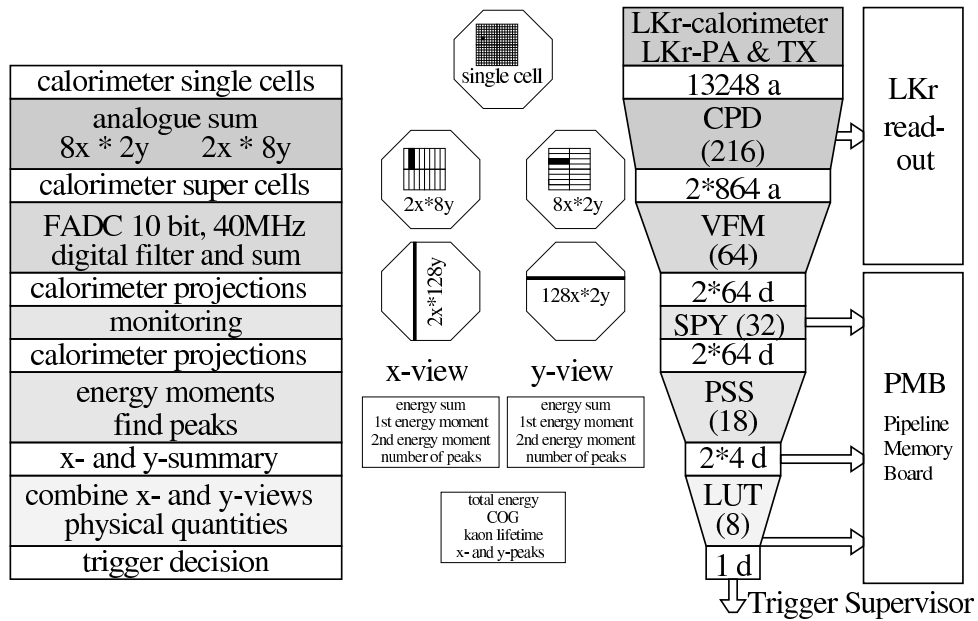


Рис. 2.28: Схема работы «нейтрального» триггера.

оси, которые совпадают по времени (эти два числа могут использоваться в триггерном условии для регистрации событий с большим числом γ в конечном состоянии).

- Вычисляются нулевой, первый и второй моменты, характеризующие энергосодержание в калориметре:

$$M_{nx} = \sum_{0 < i < N_{cells}} x_i^n E_i, \quad M_{ny} = \sum_i y_i^n E_i, \quad n = 0, 1, 2. \quad (2.4)$$

Нулевой момент — это просто энергосодержание, используемое, в частности, как условие триггера L1.

- Информация упаковывается с помощью таблиц соответствия («Look-up tables») и посылается в систему принятия решения.

Схематически работа «нейтрального» триггера изображена на рис. 2.28. Сигналы нейтрального триггера к L1TS описанные ниже:

- LKr(MB): условие на энергосодержание в LKr $E > 10$ ГэВ.
- NT-PEAK: больше двух пиков в каждой из проекций LKr.
- TON: условие на энергосодержание в NHOD.

Триггерное слово	Используемые биты	D	N
MB-1TRK-P	MFAKE	1	14.5
MB-2VTX	2VTX	1	22
MB-1VTX	1VTX	1	13
C-PRE	Q2*!AKL + Q1/100	100	3.3
MB-1TRK-3	1TRK-3	20	0.8
MB-1TRK-2	1TRK-2	20	0.7
MB-ZFAKE	ZFAKE	200	0.4
NT-NOPEAK	NT-NOPEAK	80	1
N-MBIAS	TON	200	0.6
NT-PEAK	NT-PEAK	50	1.3

Таблица 2.6: Основные L2-триггера, используемые биты при их формирования, фактор подавления D и количество событий за цикл ускорителя в 10^3 .

- NT-NOPEAK: условие на энерговыделение в LКг $E > 15$ ГэВ, на расстояние от точки распада до LКг $Z < 9500$ см и на расстояние от «гравитационного центра» события до оси Oz $R_{COG} < 30$ см.
- NT-РК-3: больше 3 пиков в хотя бы одной из проекций LКг (этот сигнал использовался для формирования L2-триггера в 2004 году).

Описанные сигналы, в качестве L2-триггера, использовались при изучении неэффективности основных триггерных сигналов для регистрации $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов (см. 5.5).

2.4.3 Система принятия решения

Результаты «заряженного» и «нейтрального» триггера посылаются в систему принятия решения L2 (L2TS). Здесь выносится окончательное решение о выборе события, формируется триггерное слово, содержащее информацию об основных триггерных сигналах, а также формируется временная метка события. Контроллерам считывания посылается команда записать событие. Полное время до принятия решения не может превышать времени хранения данных, составляющего 208,4 мкс.

Для мониторинга эффективности основных триггерных сигналов одновременно записывались контрольные наборы с минимальными триггерными условиями («minimum bias trigger»). Для них вводился дополнительный фактор подавления («downscaling») из-за их высокой частоты.

В табл. 2.6 показан список основных L2-триггеров.

2.4.4 Триггерная схема для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов

Сигнал первого уровня (L1-триггер)

Сигнал триггера первого уровня состоит из логического «И» двух сигналов Q1 (вырабатываемого «заряженного» триггера) и NT-PEAK (вырабатываемого «нейтрального» триггера). Эффективность Q1-сигнала для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий очень высока (см. 5.5.1). При разработке триггерной схемы эксперимента была исследована возможность добавить в неё в качестве вето АКЛ-сигнал, но уменьшение потока событий оказалось незначительным.

Номинальная неэффективность NT-PEAK-сигнала — около 0,8 %. В середине набора данных в 2003 г возникла проблема в электронике считывания и неэффективность этого сигнала возросла до 3 %⁹. Чтобы компенсировать эту неэффективность, в 2004 к сигналу NT-PEAK был добавлен посредством логического «ИЛИ» сигнал NT-NOREAK. В итоге, общая неэффективность «нейтрального» сигнала составляла < 0,03 %. Следует отметить, что поддержка триггерной системы в таком режиме стала возможна за счёт других распадов.

Частота сигнала первого уровня составляла ~ 65000 событий за цикл ускорителя. Около 85 % из событий, прошедших по этим сигналам, являются $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадами, а остальные — в основном $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ и K_{e4} .

МВХ в однотрековом режиме (L2-триггер)

Триггер второго уровня работает в режиме реконструкции вершины распада и вычисления недостающей массы, используя информацию о прохождении заряженного трека в DCH в предположении о номинальной энергии и траектории распадающегося каона. Детальное описание алгоритма МВХ для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов (так наз. 1TRK-P-алгоритм) дано в 5.5.3. Частота событий, прошедших однотрековый МВХ алгоритм за цикл ускорителя при номинальной интенсивности, составляет ~ 14500 , а его номинальная неэффективность — ~ 3 %.

1TRK-P-алгоритм работы МВХ запускается от логического «ИЛИ» трёх сигналов: code0, code1 и code2. Сигнал code1 представляет собой достаточно сложную комбинацию нейтральных и заряженных сигналов, которая используется для отбора K_{l2} -распадов. Сигналы code0 и code2

⁹ Вопрос о проблемных NT-PEAK периодах обсуждается в 4.2.3.

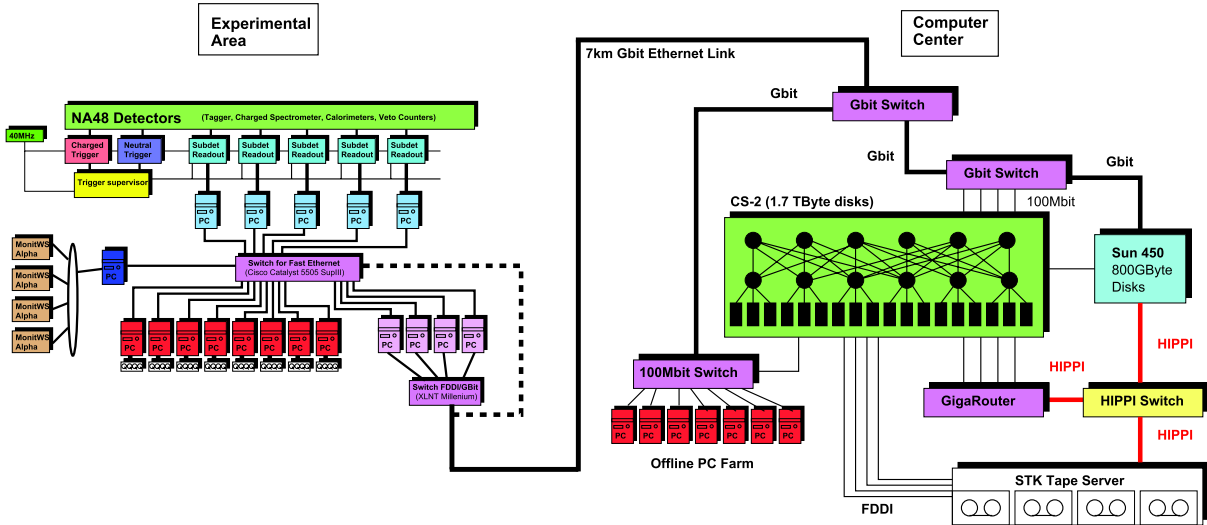


Рис. 2.29: Схема системы сбора данных эксперимента NA48/2.

можно представить в следующем виде ¹⁰:

$$\begin{aligned} \text{code0} &= (Q_1+Q_2) * (NT-PEAK + \\ &\quad LKr(MB)*(Q_1/10) + \\ &\quad Q_1*!Q_2*1\mu*(!AKL/D)*KMU3PRE) \\ \text{code2} &= (Q_1+Q_2) * (Q_1*!AKL + \\ &\quad Q_1/100 + \\ &\quad RANDOM) \end{aligned}$$

При нормальной работе все ($> 99,9\%$) отобранные события $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ проходят через L1-сигнала $(Q_1+Q_2) * NT-PEAK$.

2.5 Система сбора данных

Система сбора данных NA48/2 представлена на рисунке 2.29. Каждый субдетектор обслуживается одним из 11 детекторных персональных компьютеров (PC), которые накапливают информацию, посылаемую соответствующими детекторами во время цикла ускорителя. По окончании цикла данные разделяются на 8 пакетов и посылаются на 8 PC — формирователям событий («event builders»), причём данные от различных субдетекторов, относящиеся к одному и тому же событию, попадают на один и тот же формирователь. Далее детекторные данные собираются

¹⁰D обозначает фактор подавления частоты соответствующего сигнала; KMU3PRE — триггер первого уровня для $K_{\mu 3}$ распадов; RANDOM — сильно подавленный триггерный сигнал, который записывает случайное событие.

Сеанс	2003	2004
Число записанных событий	$7 \cdot 10^9$	$11 \cdot 10^9$
Число записанных циклов	$2,2 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$
Объём данных «raw»	80 ТБ	120 ТБ
Объём данных «compact»	20 ТБ	25 ТБ
Объём калибровочных данных	3,5 ТБ	4 ТБ

Таблица 2.7: Статистика центральной системы сбора данных.

в единые события и посылаются через гигабитный канал на дисковые серверы вычислительного центра ЦЕРН. В случае несовпадения количества событий, посланных от субдетекторов, все данные, собранные за цикл ускорителя, выбрасываются.

«Сырые» («raw») данные, приходящие с системы сбора данных, хранятся на 10 дисковых серверах ёмкостью около 1 ТБ каждый. При полной эффективности из экспериментальной области передаётся около 3 ТБ сырых данных в день. Если переданы все 8 частей данных цикла («burstlets»), эти данные направляются на последнюю стадию сбора данных: они анализируются программой триггера третьего уровня L3, работающей на кластере ЭВМ общего назначения ЦЕРН. Эта программа фильтрует данные и записывает их в 5 различных выходных потоков. За цикл записывается, в зависимости от конфигурации системы сбора данных, 50000–60000 событий. Программа L3 пишет данные в двух форматах: «raw» (полная информация от субдетекторов без реконструкции) и «compact» (реконструированные физические параметры).

Типичный объём данных от одного цикла составляет 500 МБ в формате «raw» и 120 МБ в формате «compact». Объёмы данных, записанные в сеансах 2003 и 2004 гг., представлены в таблице 2.7.

2.6 Набор данных

2.6.1 Сеанс 2003 года

Набор данных 2003 г. длился 89 дней (с 12 июня по 8 сентября). Дополнительно была выделена одна неделя протонного времени при номинальных условиях в мае, которая была использована для настройки новой пучковой линии, детектора и конфигурации триггера.

Были проведены три специальных мюонных сеанса с размагниченным анализирующим магнитом, чтобы совместить геометрию спектрометра с

геометрией пучков. Также были проведены два специальных сеанса, в которых заряженные пучки низкой интенсивности отклонялись на ± 20 см в вертикальной или горизонтальной плоскостях и попадали непосредственно в спектрометр. Эти данные позволяют выполнить независимый анализ геометрии спектрометра.

Для минимизации систематических ошибок, возникающих при измерении зарядовых асимметрий, магнитное поле спектрометра инвертировалось каждый день набора данных, а полярности магнитов каонной пучковой линии инвертировались раз в неделю во время плановых технических остановок ускорителя SPS. Смысл инверсии магнитных полей обсуждается в главе 3.

Полная эффективность набора данных составляла около 50%. Это было обусловлено в основном внешними причинами: отсутствием пучка, проблемами в системе охлаждения и утечкой вакуума в системе транспортировки протонного пучка.

2.6.2 Сеанс 2004 года

Набор данных 2004 г. проходил в течение 96 дней (с 15 мая по 18 августа). Во время второй половины набора данных система считывания была изменена — для части трёхтрековых событий информация от электромагнитного калориметра не записывалась, что позволило поднять число событий, записываемых за цикл, почти на 20%, до 60000. Специальные моющие сеансы проводились более регулярно и часто, чем в 2003 году, а именно раз в 2 недели. В 2004 г. относительные положения камер оставались постоянными с точностью 20 мкм.

Полярность анализирующего магнита инвертировалась чаще, чем в 2003 г.: приблизительно каждые три часа эффективного времени набора данных, что в принципе приводит к уменьшению систематических ошибок, связанных с временной нестабильностью детектора. Для этого была разработана специальная процедура быстрой смены полярности магнита.

Последняя неделя набора данных была посвящена сеансам со специальными условиями: 56-часовому сеансу с минимальным триггерным условием для изучения лептонных и полулептонных распадов каона, а также тестовому сеансу в рамках будущей программы (NA62) по изучению очень редкого распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ [68].

Глава 3

Метод измерения CP -нарушения

3.1 Параметр прямого CP -нарушения

Квадрат матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ обычно представляется в виде полиномиального разложения

$$|M(u, v)|^2 \sim 1 + gu + hu^2 + kv^2, \quad (3.1)$$

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

$$u = \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2}, \quad v = \frac{s_2 - s_1}{m_\pi^2}, \quad s_i = (P_K - P_i)^2, \quad i = 1, 2, 3; \quad s_0 = \frac{s_1 + s_2 + s_3}{3}. \quad (3.2)$$

Здесь m_π — масса заряженного пиона, P_K — 4-импульс каона, P_i — 4-импульсы пионов, индексы $i = 1; 2$ соответствуют двум идентичным нейтральным («чётным») пионам, а индекс $i = 3$ — заряженному («нечётному») пиону. Параметризация (3.1) является приближённой, так как не учитывает эффекты $\pi\pi$ -перерасеяния. Более подробно этот вопрос обсуждается в 5.2.

Член, пропорциональный v в разложении (3.1) запрещён по соображениям симметрии, а именно — из-за идентичности чётных пионов.

Значения параметров наклона g^+ и g^- , характеризующих распады положительных и отрицательных каонов, соответственно, могут различаться только в результате проявления прямого CP -нарушения. Соответствующей величиной, чувствительной к проявлению прямого CP -нарушения, является зарядовая асимметрия линейных параметров наклона A_g . Из непосредственных измерений (см. 1.3.8) и теоретических

расчётов (см. 1.3.6 и 1.3.7) следует, что она по абсолютной величине не превосходит, по крайней мере, 10^{-3} , то есть $|A_g| \ll 1$. Таким образом, определение A_g в параметризации (3.1) можно записать так:

$$A_g = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-) \approx \Delta g/(2g), \quad (3.3)$$

где $\Delta g = g^+ - g^-$ — разность параметров наклона, а g — среднее значение параметра наклона.

Разность линейных параметров наклона Δg — непосредственно экспериментально измеряемая величина. Она однозначно связана с более удобной с теоретической точки зрения асимметрией A_g соотношением (3.3) через достаточно точно известное значение параметра линейного наклона $g = 0,626 \pm 0,007$ [20].

Развитый в рамках данного анализа метод высокоточного измерения Δg , состоит в следующем:

- Величина Δg измеряется посредством аппроксимации отношения реконструированных спектров по кинематическим переменным распадам K^+ и K^- (см. 3.2).
- Сокращение основных систематических погрешностей достигается в основном за счёт применяемой стратегии набора данных, при которой происходит значительная симметризация эффективностей регистрации распадов K^+ и K^- (см. 3.3.1), и специально разработанного на этой основе метода «четверного отношения» (3.3.2 и 3.3.3).
- Зарядовая симметризация эффективности регистрации соблюдается на уровне реконструкции и отбора $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий (см. глава 4), а также при применении коррекций на существенные несимметричные эффекты (глава 5).
- Для измерения размера остаточных аппаратных зарядовых асимметрий используются контрольные асимметрии описанные в 3.3.4.

3.2 Процедура фитирования

При достаточно высокой степени зарядовой симметрии эффективностей регистрации в рамках принятого метода измерения следует извлекать Δg путём аппроксимации отношения двумерных распределений

распадов K^+ и K^- по кинематическим переменным (u, v) дробно-рациональной функцией

$$f_0(u, v) = n \cdot \frac{1 + (g + \Delta g)u + hu^2 + kv^2}{1 + gu + hu^2 + kv^2}, \quad (3.4)$$

свободными параметрами которой являются зависящая от отношения потоков K^+/K^- нормировка n и независящая от этого отношения измеряемая величина Δg . Коэффициенты наклона g , h и k — известные внешние параметры, измеренные экспериментально. Из-за малости абсолютной величины параметра k , при интегрировании по v вклад члена kv^2 незначителен. Таким образом, можно сделать переход к одномерной функции с теми же свободными параметрами

$$f(u) = n \cdot \frac{1 + (g + \Delta g)u + hu^2}{1 + gu + hu^2}, \quad (3.5)$$

Распределение окончательно отобранных для анализа событий по кинематическим переменным $(u, |v|)$ и его проекция на u (именно отношения таких проекций на u участвуют в получении результата) показаны на рис. 4.9, *a* и *b* на стр. 98.

3.3 Сокращение систематических эффектов

3.3.1 Стратегия набора данных

Поиск CP -нарушения с точности порядка 10^{-4} требует жёсткого контроля над инструментальными асимметриями. Стандартный подход к измерению асимметрии состоит в прецизионном их моделировании и внесение соответствующих поправок в u -спектры. Однако, контроль на таком уровне трудно осуществим практически, что требует качественно нового подхода к вопросу учёта систематических эффектов.

В эксперименте NA48/2 зарядовая симметризация условий набора данных в значительной степени достигается использованием двух одновременных и коллинеарных пучков K^+ и K^- с близкими импульсными спектрами. Однако, присутствие магнитных полей как в пучковой линии (ахроматы, фокусирующие квадрупольи и т.д.), так и в магнитном спектрометре (анализирующий магнит), в комбинации с некоторой асимметрией установки, приводит к остаточной зарядовой асимметрии.

Для зарядовой симметризации локальных различий между верхней и нижней пучковыми линиями, приводящих, прежде всего, к небольшому отличию импульсных спектров K^+ и K^- , полярности всех магнитов в пучковой линии инвертировались каждую неделю набора данных. Для зарядовой симметризации эффектов право-левой асимметрии установки между распадами K^+ и K^- инвертировалась также полярность анализирующего спектрометрического магнита. Переключение осуществлялось с меньшим периодом: приблизительно один раз в день в 2003 г. (время, необходимое на переключение полярности, составляло около 10 минут) и приблизительно один раз в 3 часа набора данных в 2004 г. (при использовании разработанной системы быстрого переключения).

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 из себя так называемый **полный набор данных** («supersample»). Такие полные наборы являются минимальными самодостаточными наборами данных для измерения асимметрии, и результат получается независимо в каждом из них. Большинство систематических ошибок имеют общую природу для всех полных наборов и вычисляются после усреднения результата по полным наборам.

За два сеанса набора статистики были записаны семь полных наборов данных, пронумерованные от I до VII: три — в 2003 г. (наборы I–III) и четыре — в 2004 г. (наборы IV–VII). Информация об отобранной в каждом из них для анализа статистике содержится в разделе 4.4.1.

Таблица 3.1 содержит информацию о начале и конце каждого из полных наборов, а также количество периодов с фиксированной конфигурацией полей в каждом полном наборе.

3.3.2 Условия сокращения систематических эффектов

Как было сказано выше, полярности магнитных систем — в пучковой линии и в магнитном спектрометре — периодически переключались. Если инструментальные асимметрии — «нижне-верхняя» в пучковой линии и «лево-правая» в детекторной системе — были стабильны во времени, то они сократились бы автоматически в отношениях u -спектров, построенных для частиц, которые следуют одинаковым путём в пучковой линии

Полный набор		Даты	Периоды
2003	I	22.06–25.07	24
	II	06.08–03.09	16
	III	03.09–07.09	4
2004	IV	27.06–07.07	50
	V	07.07–19.07	87
	VI	24.07–01.08	68
	VII	01.08–11.08	63
Всего			312

Таблица 3.1: Полные наборы данных 2003 и 2004 гг.: даты набора данных и количества периодов с фиксированной конфигурацией полей.

и отклоняются спектрометрическим магнитом в одинаковую сторону¹.

Чтобы продемонстрировать максимально простым способом метод сокращения систематических эффектов, представим себе следующие идеализированные условия для установки NA48/2, набора данных и метода измерения Δg :

- Пучки K^+ и K^- не только одновременные, но и являются идеально симметричными. При таком упрощении остаётся только один систематический эффект — «лево-правая» асимметрии установки и её временная зависимость.
- Набор данных состоит из 2 периодов с разными полярностями поля в спектрометре: для определённости в период I полярность положительная (обозначим её с $B+$) и K^+ отклоняются налево (в горизонтальном направлении по отношению к пучку), а K^- — направо; в период II каоны отклоняются в обратную сторону (полярность $B-$).
- Наклоны h и k пренебрежимо малы (т.е. квадрат матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ пропорционален $(1 + gu)$).
- Наклон g достаточно мал, так что вместо функции (3.5) при аппроксимации отношения u -спектров можно воспользоваться линейной функцией $f(u) = n \cdot (1 + \Delta gu)$.

Последние два соображения вводятся единственно из-за простоты следующих выражений.

¹Очевидно, K^+ -события в числителе и K^- -события в знаменателе таких отношений были бы набраны в разных временных периодах.

В период I u -спектры $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ - и $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0$ -событий — $N_L^+(u)$ и $N_R^-(u)$, соответственно² — можно параметризовать в виде:

$$N_L^+(u) = n_L^+ \cdot B_L^+(u) \cdot (1 + g^+u), \quad N_R^-(u) = n_R^- \cdot B_R^-(u) \cdot (1 + g^-u), \quad (3.6)$$

где n_L^+ и n_R^- — нормировочные коэффициенты³, а $B_L^+(u)$ и $B_R^-(u)$ — функции акцептанса установки, соответственно для K^+ (отклоняющиеся налево) и K^- (направо). Для периода II можно записать аналогичные выражения:

$$N_R^+(u) = n_R^+ \cdot B_R^+(u) \cdot (1 + g^+u), \quad N_L^-(u) = n_L^- \cdot B_L^-(u) \cdot (1 + g^-u), \quad (3.7)$$

Как было указано в 3.2, параметр Δg извлекается из отношения u -спектров для K^+ и K^- . При наличии четырёх спектров (3.6) и (3.7) возможны только два типа построения таких **простых отношений**:

Простые отношения типа А: Частицы в числителе и в знаменателе отношения отклоняются в одинаковую сторону, т.е. u -спектры строятся для K^+ и K^- , набранных в разных временных периодах. Предположим, что функции акцептанса для K^+ и K^- отличаются между периодами I и II:

$$B_L^+(u) = B_L^-(u) \cdot (1 + \beta_L u), \quad B_R^+(u) = B_R^-(u) \cdot (1 + \beta_R u), \quad (3.8)$$

где β_L (β_R) выражает отличия в откликах установки на K^+ и K^- , отклоняющиеся налево (направо), между двумя периодами. Теперь, если попробовать определить CP -нарушающий параметр из отношения u -спектров такого типа:

$$R_L = \frac{N_L^+}{N_L^-} = n_L(1 + \beta_L)(1 + \Delta g u), \quad R_R = \frac{N_R^+}{N_R^-} = n_R(1 + \beta_R)(1 + \Delta g u), \quad (3.9)$$

то его значение очевидно будет систематически искажено — оно будет содержать не только физическую асимметрию, но и инструментальную (ложную) зависящую от времени асимметрию отклика установки на частицы, отклоняющиеся налево (или направо).

Простые отношения типа Б: u -спектры строятся для K^+ и K^- , набранных в одинаковых временных периодах, т.е. частицы в числителе и в знаменателе отношения отклоняются в противоположные стороны.

²Индексы L и R показывают направление преимущественного отклонения частиц: налево («left») или направо («right»).

³Дальше в этом разделе буква n в обозначениях всегда указывает на нормировочные коэффициенты.

Предположим, что функции аксептанса для K^+ и K^- отличаются для каждого отдельного периода I и II:

$$B_L^+(u) = B_R^-(u) \cdot (1 + \beta_{B+}u), \quad B_R^+(u) = B_L^-(u) \cdot (1 + \beta_{B-}u), \quad (3.10)$$

где β_{B+} (β_{B-}) выражает «лево-правую» асимметрию установки для периода I (II). Если CP -нарушающий параметр определяется из отношения u -спектров такого типа:

$$R_{B+} = \frac{N_L^+}{N_R^-} = n_L(1 + \beta_{B+})(1 + \Delta gu), \quad R_{B-} = \frac{N_R^+}{N_L^-} = n_R(1 + \beta_{B-})(1 + \Delta gu), \quad (3.11)$$

то это значение будет содержать физическую асимметрию между K^+ и K^- , а также и аппаратную «лево-правую» асимметрию для соответствующего периода.

Однако, ситуация меняется, если вместо простых отношений (3.9) и (3.11), воспользоваться следующим **двойным отношением**:

$$\begin{aligned} R_D = R_L \cdot R_R = R_{B+} \cdot R_{B-} &= (N_L^+ \cdot N_R^+) / (N_L^- \cdot N_R^-) = \\ &= n_D \cdot (1 + \beta_L u + \beta_R u + \beta_L \beta_R u^2) \cdot (1 + \Delta gu)^2 = \\ &= n_D \cdot (1 + \beta_{B+} u + \beta_{B-} u + \beta_{B+} \beta_{B-} u^2) \cdot (1 + \Delta gu)^2. \end{aligned} \quad (3.12)$$

В (3.13) лево-правые асимметрии установки и их временные изменения входят во втором порядке и сокращаются на необходимом уровне ($< 10^{-5}$), если выполнены следующие условия:

- $\beta_L \approx -\beta_R$ и $\beta_{B+} \approx -\beta_{B-}$;
- $\beta_L, \beta_R, \beta_{B+}$ и β_{B-} не превышают несколько единиц 10^{-3} .

Выполнение этих условий в рамках эксперимента NA48/2 в значительной степени достигнуто за счёт одновременности K^+ - и K^- -пучков и соблюдения стабильности детекторной системы. Контроль над этих условиях можно осуществить посредством извлечения аппаратных асимметрий, конструируя двойные отношения другого типа, в которых физическая асимметрия сокращается и остаётся только аппаратная асимметрия соответствующего типа

$$R_{C1} = \frac{R_L}{R_R} = \frac{N_L^+ \cdot N_R^-}{N_L^- \cdot N_R^+} = n_{C1} \cdot \frac{1 + \beta_L u}{1 + \beta_R u} \approx n_{C1} \cdot (1 + \Delta \beta_{\text{time}} u), \quad (3.13)$$

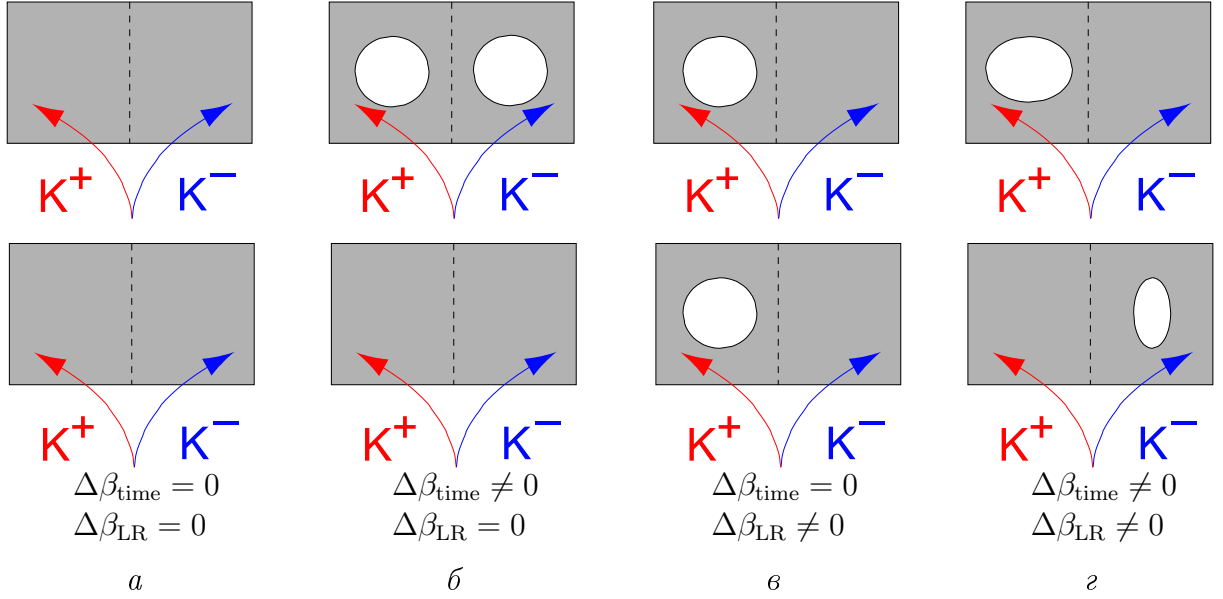


Рис. 3.1: Пример возникновения аппаратных асимметрий $\Delta\beta_{\text{time}}$ и $\Delta\beta_{\text{LR}}$. Прямоугольник символически иллюстрирует детектор, а серая область - его акцептанс.

$$R_{C2} = \frac{R_{B+}}{R_{B-}} = \frac{N_L^+ \cdot N_L^-}{N_R^- \cdot N_R^+} = n_{C2} \cdot \frac{1 + \beta_{B+}u}{1 + \beta_{B-}u} \approx n_{C2} \cdot (1 + \Delta\beta_{\text{LR}}u), \quad (3.14)$$

где $\Delta\beta_{\text{time}} = \beta_L - \beta_R = 2\beta_{\text{time}}$ описывает изменение во времени лево-правой асимметрии установки (при переключении полярности магнита), а $\Delta\beta_{\text{LR}} = \beta_{B+} - \beta_{B-} = 2\beta_{\text{LR}}$ — сама лево-правая асимметрия установки. Приближённые равенства в (3.13) и (3.14) справедливы при малости $\beta_{\text{time}} \approx \beta_L \approx -\beta_R$ и $\beta_{\text{LR}} \approx \beta_{B+} \approx -\beta_{B-}$. Смысл аппаратных асимметрий $\Delta\beta_{\text{time}}$ и $\Delta\beta_{\text{LR}}$ проиллюстрирован на рис. 3.1.

Вернёмся теперь к реальной установке, в которой инструментальная асимметрия может проявляться не только в детекторной системе, но и в пучковой линии.

3.3.3 Четверное отношение

Каждый полный набор данных содержит четыре набора набранных одновременно событий $K^+ \rightarrow 3\pi$ и $K^- \rightarrow 3\pi$, соответствующих четырём конфигурациям магнитных полей⁴. Таким образом, всего в полном наборе существует восемь наборов данных со всеми различными комбинациями знака каона, полярности пучковой линии и полярности спектрометрического магнита. Обозначим соответствующие этим наборам восемь

⁴Понятия полного набора данных и конфигурации магнитных полей определены в разделе 3.3.1.

спектров переменной u через $N(A^\pm B^\pm K^\pm)$, где A^\pm обозначает полярность пучковой линии, B^\pm — полярность спектрометрического магнита, а K^\pm — знак каона.

Также, как и при рассмотрении упрощённого примера в 3.3.2, можно построить два набора четырёх **простых отношений** спектров K^+ к K^- , но каждый набор будет содержать 4 (а не 2) отношения. Набор типа А, аналогичный (3.9), можно записать в виде:

$$\begin{aligned} R_{US}(u) &= \frac{N(A^+B^+K^+)}{N(A^-B^-K^-)}, & R_{UJ}(u) &= \frac{N(A^+B^-K^+)}{N(A^-B^+K^-)}, \\ R_{DS}(u) &= \frac{N(A^-B^+K^+)}{N(A^+B^-K^-)}, & R_{DJ}(u) &= \frac{N(A^-B^-K^+)}{N(A^+B^+K^-)}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Первый индекс в этих отношениях означает отклонение пучков в пучковой линии: U — пучки проходят в ахроматах через верхнюю линию (англ. «Up»), D — через нижнюю линию (англ. «Down»). Второй индекс означает полярность анализирующего магнита в числителе и знаменателе, соответствующую отклонению заряженного пиона: S — против направления оси Ox установки (в сторону горы Салев), J — в обратном направлении (в сторону хребта Юра)⁵. Отметим, что в числитель и знаменатель входят спектры при разной полярности анализирующего магнита и магнитной системы пучковой линии, то есть спектры, соответствующие данным, набранным в различные периоды времени.

Набор типа Б, аналогичный (3.11), строится для K^+ и K^- , которые набирались одновременно (при одинаковых полярностях спектрометрического магнита и магнитной системы пучковой линии):

$$\begin{aligned} R_{A+B+}(u) &= \frac{N(A^+B^+K^+)}{N(A^+B^+K^-)}, & R_{A+B-}(u) &= \frac{N(A^+B^-K^+)}{N(A^+B^-K^-)}, \\ R_{A-B+}(u) &= \frac{N(A^-B^+K^+)}{N(A^-B^+K^-)}, & R_{A-B-}(u) &= \frac{N(A^-B^-K^+)}{N(A^-B^-K^-)}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Индексы A^\pm и B^\pm показывают соответствующие полярности магнитов.

Как уже было показано в 3.3.2, извлечение Δg из простых отношений (3.15) и (3.16) искажает результат за счёт аппаратных асимметрий в пучковой линии и в спектрометре, а также их временных зависимостей. Эти

⁵Салев (фр. Salève) и Юра (фр. Jura) — горные массивы к югу и северу от Женевы, которые видны из ЦЕРНа и являются ориентирами правой и левой сторон (направление протонного пучка — северо-восток).

асимметрии сокращаются в первом порядке в так называемом **четверном отношении**, которое строится по аналогии с двойным отношением (3.13):

$$\begin{aligned} R_Q(u) &= R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u) \cdot R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u) = \\ &= R_{A+B+}(u) \cdot R_{A+B-}(u) \cdot R_{A-B+}(u) \cdot R_{A-B-}(u) = \quad (3.17) \\ &= \frac{N(A^+B^+K^+) \cdot N(A^+B^-K^+) \cdot N(A^-B^+K^+) \cdot N(A^-B^-K^+)}{N(A^+B^+K^-) \cdot N(A^+B^-K^-) \cdot N(A^-B^+K^-) \cdot N(A^-B^-K^-)}. \end{aligned}$$

В итоге, метод построения четверного отношения u -спектров (3.18) приводит к сокращению систематических эффектов в трёх аспектах:

- благодаря переключениям полярности спектрометрического магнита локальные эффекты в детекторе сокращаются в четверном отношении $R_Q(u)$, между наборами событий K^+ и K^- , в которых продукты распада достигают одних и тех же частей детектора;
- благодаря переключениям полярности пучковой линии, локальные эффекты в ней, приводящие к небольшим отличиям форм и импульсных спектров пучков, в значительной степени сокращаются в $R_Q(u)$ между наборами событий, в которых K^+ и K^- следуют одинаковый путь в пучковой линии;
- вследствие одновременности пучков происходит сокращение глобальных не постоянных во времени эффектов между наборами событий K^+ и K^- .

Параметр Δg извлекается из четверного отношения u -спектров путём его аппроксимации функцией

$$f_4(u) = n \cdot \left(1 + \frac{\Delta g u}{1 + g u + h u^2} \right)^4. \quad (3.18)$$

Результат, полученный описанным методом, не зависит от отношения потоков K^+/K^- и от относительных размеров наборов данных с различными конфигурациями магнитных полей. Однако, статистическая точность измерения ограничивается наименьшим из восьми наборов данных, входящих в четверное отношение. Поэтому в ходе экспериментального сеанса было важно соблюдать баланс статистики в каждом полном наборе данных.

Результат измерения остаётся чувствительным только к временным изменениям асимметрий экспериментальных условий, которые имеют характерные времена, меньшие, чем соответствующие периоды изменения полярностей магнитов. Большинство ожидаемых систематических эффектов в принципе не должно оказывать влияния на результат.

3.3.4 Контрольные асимметрии

Напомним, что аппаратные асимметрии входят в четверное отношение как эффекты второго порядка. Таким образом, техника четверного отношения приводит к сокращению систематических эффектов в достаточной степени, даже если они составляют несколько единиц $\times 10^{-3}$.

На простом примере в 3.3.2 было показано как можно определить величину «лево-правой» асимметрии установки ($\Delta\beta_{LR}$) и её временное изменение ($\Delta\beta_{time}$). Здесь обобщим отношения (3.13) и (3.14) для реальной установки NA48/2.

Нефизическую асимметрию между левой и правой частью детекторов ($\Delta\beta_{LR}$) и между верхней и нижней частью пучковой линии ($\Delta\alpha_{UD}$) можно получить посредством аппроксимации соответственно следующих отношений:

$$R_{SJ}(u) = \frac{R_{US}(u) \cdot R_{DS}(u)}{R_{UJ}(u) \cdot R_{DJ}(u)}, \quad R_{UD}(u) = \frac{R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u)}{R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u)}. \quad (3.19)$$

Временные изменения асимметрии в детекторной системе ($\Delta\beta_{time}$) и в пучковой линии ($\Delta\alpha_{time}$) можно получить посредством аппроксимации соответственно следующих отношений:

$$R_{B+B-}(u) = \frac{R_{A+B+}(u) \cdot R_{A-B+}(u)}{R_{A+B-}(u) \cdot R_{A-B-}(u)}, \quad R_{A+A-}(u) = \frac{R_{A+B+}(u) \cdot R_{A+B-}(u)}{R_{A-B+}(u) \cdot R_{A-B-}(u)}. \quad (3.20)$$

В этих отношениях физическая асимметрия Δg между K^+ и K^- сокращается, а аппаратная — нет. Контрольные асимметрии $\Delta\beta_{LR}$, $\Delta\alpha_{UD}$, $\Delta\beta_{time}$ и $\Delta\alpha_{time}$ измерялись для каждого полного набора данных (см. 5.1).

3.4 Моделирование NA48/2 методом Монте-Карло

Существенной особенностью разработанного метода измерения зарядовой асимметрии является то, что его применение не требует вычисления эффективностей регистрации событий с помощью моделирования,

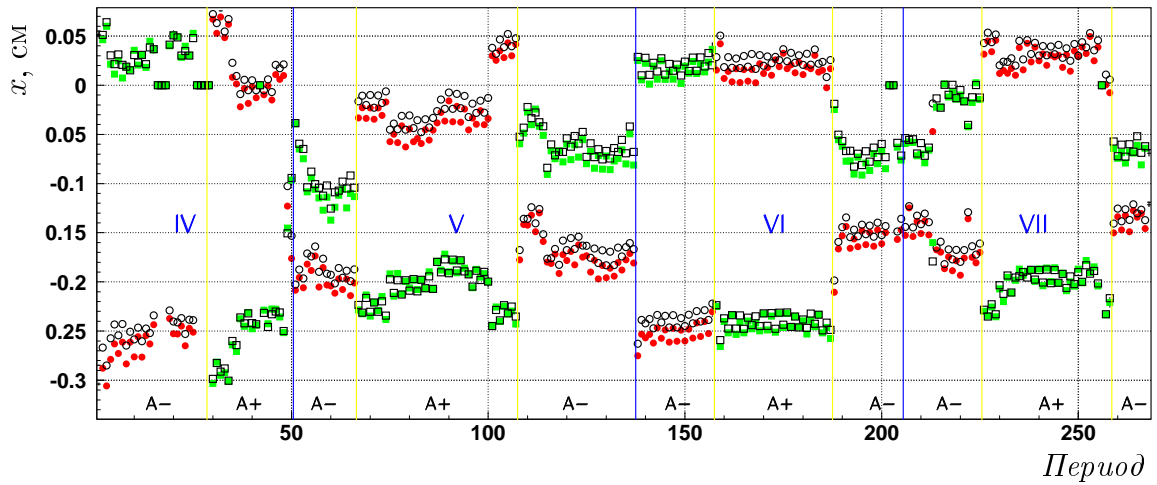


Рис. 3.2: Иллюстрация настройки Монте-Карло. Зависимость x -координат средних восстановленных положений пучков K^+ (круги) и K^- (в квадратики) на плоскости дрейфовой камеры DCH1 в сеансе 2004 г. для данных (плотные фигуры) и Монте-Карло (пустые фигуры).

т.к. основные систематические погрешности в первом приближении сокращаются. Несмотря на это, было разработано программное обеспечение для моделирования экспериментальных условий методом Монте-Карло на основе пакета GEANT [80], которое было использовано в качестве инструмента для изучения систематических эффектов. В разработанном программном комплексе учитываются полное описание материалов и геометрии установки, временная зависимость карт эффективности и разрешения по времени дрейфа дрейфовых камер, временные изменения геометрической юстировки спектрометра, временные изменения геометрии пучков, а также случайные совпадения событий во времени.

Для иллюстрации точности настройки зависящих от времени параметров на рис. 3.2 приведены временные зависимости x -координат средних положений пучков K^+ и K^- в плоскости камеры DCH1 во время сеанса 2004 г.: сдвиги порядка нескольких миллиметров описываются с точностью лучше 100 мкм.

Было выполнено высокостатистическое моделирование («mass production») количества событий, превышающее накопленную экспериментальную статистику в 10 раз. Это позволило достаточно хорошо ограничить сверху возможное влияние некоторых систематических эффектов.

Глава 4

Отбор событий

4.1 Сжатие данных

Прецизионное измерение CP -нарушения требует анализа огромного числа событий, порядка $10^8 - 10^9$. С целью удобства и увеличения производительности была проведено сжатие и фильтрация первоначальных данных в несколько этапов.

4.1.1 Формат «compact»

Процедура анализа NA48/2 начинается с переобработки, или так называемого репроцессинга, набранных первоначальных «сырых» («raw») данных, проводимой на вычислительном кластере общего назначения ЦЕРН. Через несколько месяцев после окончания набора данных «сырые» данные заново анализируются и обрабатываются с целью создания данных в формате «compact», то есть данных, содержащих информацию о реконструированных частицах (см. раздел 2.5). В процессе переобработки при реконструкции используются окончательные калибровки детекторов, информация о временных задержках между субдетекторами и поправки на геометрию детектора, в частности, на положение дрейфовых камер, введённые на уровне программного обеспечения.

Типичная скорость переобработки при полной эффективности составляет около 6 ТБ «сырых» данных в день и ограничена скоростью их чтения с лент централизованной системы хранения. Время переобработки всех накопленных данных составило около одного месяца. Фактор уменьшения объёма данных при переходе к формату «compact» составляет около 4, в основном за счёт того, что информация о реконструированных частицах более компактна, чем информация о точках взаимодействия.

4.1.2 Формат «supercompact»

Из данных в формате «compact» далее создаются три потока в более сжатом формате. Этот формат называется «supercompact», и сжатие достигается за счёт уменьшения числа переменных (не пишутся переменные, в которых нет необходимости в дальнейшем анализе) и уменьшения точности хранения величин. Фактор уменьшения объёма данных составляет около 4. Создаются три стандартных потока «supercompact»:

- Полный поток, содержащий все события, составляет около 7,3 ТБ для 2003 и 10,4 ТБ для 2004 года.
- Поток всех трёхтрековых событий используется, например, для изучения распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ и составляет около 3,7 ТБ для 2003 и 4,5 ТБ для 2004 г.
- Поток событий, для которых имеется не меньше одного трека и не меньше двух кластеров в LKr, содержит все кандидаты распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ и составляет 2,6 ТБ для 2003 и 3,9 ТБ для 2004 г. Количество записанных событий в этом потоке — соответственно $2,7 \cdot 10^9$ и $3,8 \cdot 10^9$.

4.1.3 Фильтрация для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ событий

Последний этап сжатия данных состоит в применении критериев отбора, специфических для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, при сохранении формата одотрекового потока («supercompact»). Так называемый $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -поток состоял из всех событий, принадлежащих одотрековому «supercompact» потоку, который содержат не меньше чем четыре LKr-кластера, при этом являющихся кандидатами фотонов. На данном этапе кластер определяется как фотонный кандидат, если удовлетворяет следующими требованиями:

- его энергия $E > 3$ ГэВ, что ограничивает области с существенной нелинейностью в отклике LKr;
- находится не менее, чем на 10 см от ближайшего кластера в LKr, что обеспечивает реконструкцию полной энергии фотонного кандидата;
- находится не менее, чем на 10 см от ближайшего заряженного трека на поверхности LKr, что исключает кластеры, образованные от электронов, позитронов, пионов и мюонов.

Эти условия были выбраны так, чтобы максимально уменьшить объём обрабатываемой информации, сохраняя при этом возможности изучения систематических эффектов. Фактор уменьшения объёма по сравнению с полным «supercompact»-потокком составляет больше, чем 60, а по сравнению с одотрековым потоком — больше, чем 20. Окончательный объём информации, используемый для изучения $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распада, составлял ~ 120 ГБ для 2003 и ~ 190 ГБ для 2004 года, а количество событий — соответственно $137 \cdot 10^6$ и $192 \cdot 10^6$.

4.2 Анализ качества данных

Качество данных отслеживалось как при самом наборе, так и в процессе анализа. События в некоторых периодах исключались из дальнейшего анализа по следующим причинам:

- высокая неэффективность триггера второго уровня (см. 4.2.1);
- наличие «плохих» SPS-циклов (см. 4.2.2);
- наличие проблемных NT-PEAK периодов (см. 4.2.3);
- неэффективные годоскопные счётчики (см. 4.2.4).

4.2.1 Неэффективность триггера второго уровня

Набор данных в начале 2004 года (с 16 мая по 7 июня, до начала накопления полного набора IV) производился при неэффективности L2-триггера ~ 9 %, тогда как номинальная L2-неэффективность в 2004 году была ~ 4 %. Причина повышенной неэффективности состояла в неработающей полосе проволок в DCH4 (рис. 5.26). В этом периоде также неэффективно работал один из счётчиков в заряженном годоскопе. В связи с относительно большим вкладом в общую систематическую ошибку Δg , было выбрано компромиссное решение исключить указанный период из анализа¹. Это привело к увеличению с $\sim 0,1 \cdot 10^{-4}$ статистической ошибки измеренного Δg .

Из анализа также был исключён короткий период в середине полного набора III из-за высокой L2-неэффективности (см. рис. 5.30).

¹Количество отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий, исключены из анализа, составляло $\sim 15 \cdot 10^6$.

4.2.2 «Плохие» SPS-циклы

Данные, записанные во время одного цикла ускорителя SPS, целиком исключаются из анализа, если этот цикл признан плохим с точки зрения подсистем установки, важных для анализа $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Это прежде всего система считывания дрейфовых камер (DCH), триггер второго уровня (MBX), нейтрального триггерного сигнала (NUT) и каонного спектрометра (KABES), если реконструкция событий требует его использования. Соответствующие списки «плохих» циклов были составлены на базе анализа данных экспертами по подсистемам. Отдельно был составлен список «плохих» циклов для изучаемой физики (PHYS). Это, в основном, «пустые», то есть не содержащие событий $K \rightarrow 3\pi$ из-за отсутствия пучка циклы, а также циклы с низкой интенсивностью пучка и с током в обмотках анализирующего магнита, значительно отклоняющимся от номинала. Количество «плохих» циклов в наборе данных 2003 и 2004 гг. составляет: 25% для KABES (основное количество сосредоточено в полном наборе I), 0,6 % для DCH, 1,1 % для MBX, 7,2 % для NUT и 6,7 % для PHYS. Вопрос о «плохих» NT-PEAK циклах рассматривается отдельно (см. 4.2.3). Работа основного детектора, используемого для измерения асимметрии в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадах — LKr, исследовалась более детально и вносились соответствующие коррекции (см. 5.4).

4.2.3 Проблемные NT-PEAK периоды

Во время полного набора II, поведение NT-PEAK-сигнала, являющегося компонентой L1-триггера (см. 2.4.4), было нестабильным, что потребовало дополнительного анализа. Для идентификации проблемных NT-PEAK периодов использовались несколько индикаторов: отношение количества отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий к общему количеству событий; неэффективность нейтрального триггерного сигнала²; относительное количество $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий запускающие MBX-алгоритм через code0 и code2 (см. 2.4.4).

В полном наборе II было выделено 3 периода с проблемным NT-PEAK-сигналом (см. 4.1). Непосредственно до начала первого проблемного периода в сеансе с номером 15652, NT-PEAK-сигнал повысил значительно свою частоту из-за сбоя в электронике, при этом сильно перегружая системы считывания. В связи с периодическим характером пробле-

²Способ определения неэффективности сигнала NT-PEAK обсуждается в 5.5.2.

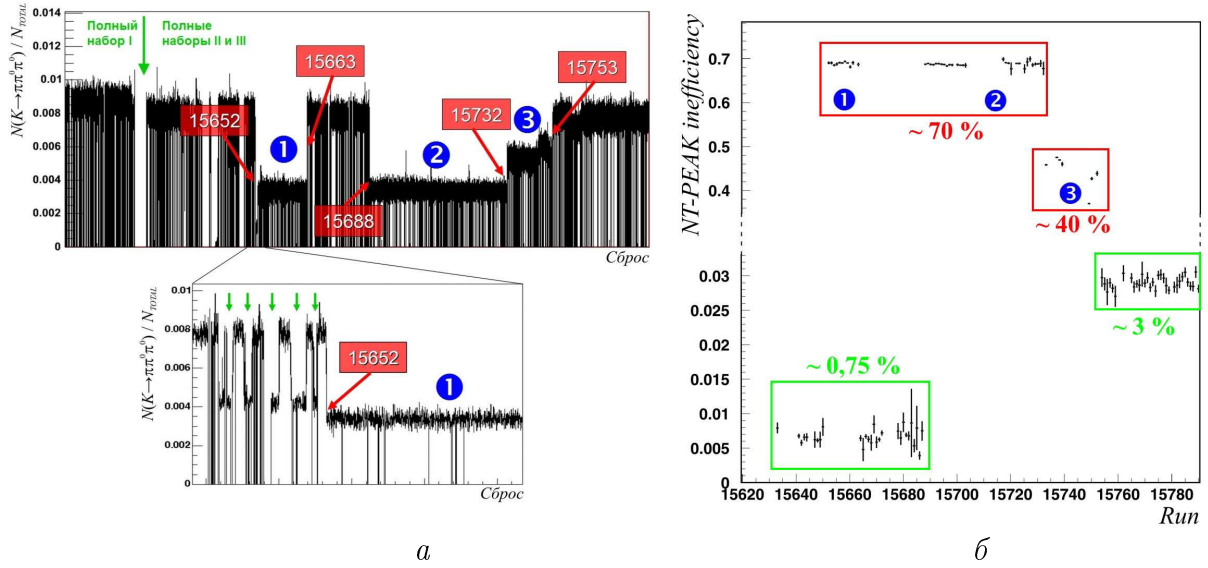


Рис. 4.1: «Проблемные NT-PEAK периоды»: а) отношение количества $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$ -событий к общему количеству каонных распадов в зависимости от времени (увеличен участок непосредственно перед первым проблемным периодом); б) неэффективность нейтральной компоненты триггерного сигнала первого уровня в зависимости от номера сеанса. Указаны границы трёх проблемных NT-PEAK периодов.

мы, наблюдались «осцилляции» в количестве набранных $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$ -распадов по отношению к полному количеству событий. Эти короткие периоды до начала проблемных периодов исключались из анализа благодаря записанной в «supercompact»-потоке метке «плохой NUT-цикл», т.е. о наличии проблемы в системе считывания данных с LKr. Непосредственно до начала сеанса 15652 сигнал NT-PEAK полностью был выключен из триггерной системы. С 15663 по 15688 сеансы сигнал NT-PEAK возобновил свою номинальную частоту и участвовал в наборе данных. Второй период, в котором NT-PEAK снова был выключен, длился с 15688 по 15732 сеансы. В третьем периоде (сеансы 15732-15753) NT-PEAK работал считывая пики только в y -проекции LKr, что привело к значительной его неэффективности (см. 4.1, б). После сеанса 15753 система считывания пиков была восстановлена и неэффективность NT-PEAK составила $\sim 3\%$. Изменение измеряемой неэффективности по сравнению с номинальной обсуждается более детально в 5.5.2.

Следует отметить, что $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$ -распады набирались во время проблемных NT-PEAK периодов, несмотря на выключенный нейтральный сигнал. Детальное исследование отобранных событий, для которых алгоритм 1TRK-P MBX даёт положительный ответ показало, что:

- при нормальной работе NT-PEAK:
 - $\sim 99,9\%$ событий имеют активный code0-сигнал (см. 2.4.4); при этом практически все события формируют сигнал NT-PEAK, а $\sim 9,5\%$ из них — также сигнал LKr(MB)*Q1/10, что объясняется подавляющим фактором 10 к сигналу Q1;
 - $\sim 31,6\%$ из отобранных событий имеют активный code2-сигнал; при этом $\sim 98\%$ из них формируют сигнал Q2*!AKL;
- в проблемном NT-PEAK периоде 1 и 2:
 - только $\sim 26\%$ из отобранных событий имеют активный code0-сигнал; так как сигнал NT-PEAK выключен из триггерную логику, то они в основном ($\sim 93\%$) проходят через LKr(MB)*Q1/10-сигнал;
 - $\sim 82\%$ из отобранных событий имеют активный code2-сигнал, а $\sim 98\%$ из них — активный Q2*!AKL-сигнал.

Подводя итоги можно сказать, что при выключенном сигнале NT-PEAK $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -события преимущественно запускали L2-триггер посредством code2-сигнала Q2*!AKL (неэффективность $\sim 70\%$ на рис. 4.1, б, в проблемных периодах 1 и 2 соответствует этому сигналу). Этим и объясняется снижение количество отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий до $\sim 30\%$ от номинального значения.

Возникает вопрос: как событие с одним заряженным треком может вызывать активность по сигналу Q2 (см. 2.4.1)? С помощью моделирования было показано, что основная причина формирования Q2 состоит в конверсии фотонов в детекторной системе до заряженного годоскопа. Если конверсия произошла до спектрометрического магнита, то разлетающиеся электрон и позитрон отклоняются в разные стороны и энергия исходного фотона трансформируется в энергию двух отдалённых друг от друга кластеров в LKr (из e^+ и e^-), т.е. событие теряется из-за невозможности восстановить один (или несколько) фотонов. Если конверсия происходит после спектрометрического магнита, то e^+ и e^- летят близко друг к другу, приводят к получению второго хита в годоскопе (который обеспечивает Q2 сигнал вместе с хитом от заряженного пиона), и попадают близко в LKr, образуя единый кластер. Так как энерговыделение для фотонов и электронов (позитронов) в LKr отличается на ~ 30 кэВ, то реконструированный кластер, полученный от электрон-позитронной пары

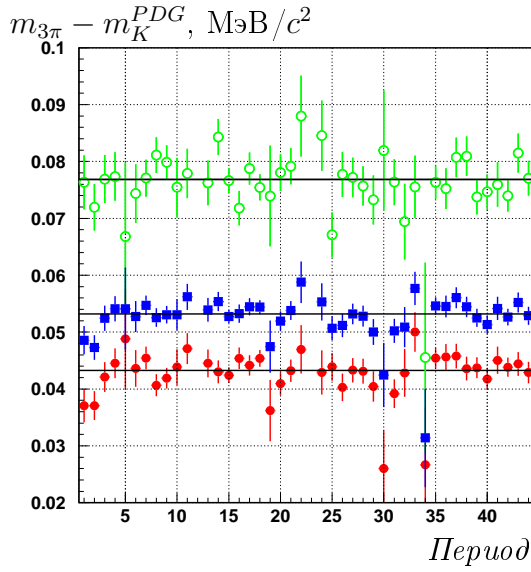


Рис. 4.2: Временная зависимость инвариантной массы каона для разных триггерных сигналов к MBX: без code2 (●), только с code2 (○) и для всех отобранных событий (■).

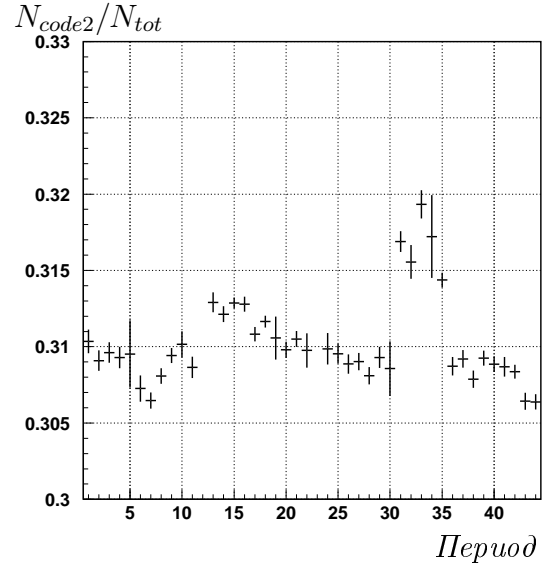


Рис. 4.3: Относительная доля событий образовавшие сигнал Q2*!AKL после исключения проблемных NT-PEAK периодов.

будет иметь энергию на ~ 60 кэВ меньше, чем в случае, когда конверсия отсутствовала.

Моделирование методом Монте-Карло показало, что для $\sim 35\%$ из реконструированных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий происходит конверсия фотонов после магнита, что согласуется качественно с измерениями на данных, описанных выше. В дополнение было исследовано изменение инвариантной массы реконструированного каона вследствие электрон-позитронной энергетической потери. На рис. 4.2 показано отклонение реконструированной каонной массы от табличного значения для отобранных событий в полных наборах II и III при разных триггерных условиях. Виден сдвиг ~ 35 кэВ между массами полученными для событий проходящих по Q2*!AKL и для «чистых» событий (не проходящих по Q2*!AKL). Моделирование методом Монте Карло воспроизводит этот массовый сдвиг. Следует отметить, что знак массового сдвига положителен из-за смещения z -координаты вершины, которая определяется только из информации с LKг от фотонов (см. 4.3.4).

Принцип измерения асимметрии (см. 3.3.3) позволяет сократить возможные аппаратные зарядовые асимметрии, если они стабильны внутри каждого периода с определённой полярностью соответствующих магнитов. С целью соблюдения этого условия, события из первого и второго про-

блемного NT-PEAK периода ($12,8 \cdot 10^6$ событий на уровне $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -потока) были исключены из дальнейшего анализа. После этого, вариация отношения количества событий, прошедших по сигналу Q2*!AKL, к полному количеству реконструированных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий, составила $\sim 2\%$ в течении полного набора данных II (см. рис. 4.3). Небольшое повышение этой величины в периодах 31—35 соответствует третьему проблемному периоду, который не исключался из анализа в связи с соблюдением баланса событий в рамках одного полного набора данных. Было показано, что столь маленькое отклонение не может повлиять на измерение зарядовой асимметрии. Вторая причина исключения первого и второго проблемных периодов была связана с высокой неэффективностью Q2*!AKL сигнала для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий. Включение в анализ этих событий привело бы к заметному увеличению систематической неопределённости.

4.2.4 Неэффективные каналы в заряженном годоскопе

Несколько сеансов в полном наборе IV характеризовались неэффективно работающим, асимметрично расположенным годоскопным каналом. Приблизительно $4,4 \cdot 10^6$ событий из этих сеансов были исключены из дальнейшего анализа данных.

Некоторые годоскопные каналы работали неэффективно также на протяжении второй половины полного набора данных III и на протяжении целого полного набора данных V. В этих двух случаях производилась симметризация акспетанса таким образом, как описано в 5.5.1.

4.3 Реконструкция $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий

После описанных процедур фильтрации, было отобрано $\sim 108 \cdot 10^6$ событий в 2003 и $\sim 141 \cdot 10^6$ в 2004 году, для которых проводилась реконструкция $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий используя преимущественно информацию с DCH и LKr. Так как фон от других каонных распадов пренебрежимо мал, использовались «слабые» условия отбора.

4.3.1 Реконструкция треков в DCH

Алгоритм реконструкции треков работает на стадии обработки «raw» \rightarrow «compact» (см. 4.1). Он восстанавливает пространственные точки («space

points») в дрейфовых камерах, соответствующие прохождению заряженных треков, на основе точек взаимодействия в каждой из восьми плоскостей камеры. Затем на основе пространственных точек восстанавливаются треки заряженных частиц. Геометрическое положение и направление трека задаются точками в камерах DCH1 и DCH2 (до магнита), а его импульс и электрический заряд вычисляются из положения соответствующей точки в камере DCH4 (после магнита) по углу отклонения полем спектрометрического магнита в x -плоскости. Алгоритм реконструкции треков определяет следующие параметры трека: электрический заряд ($q = \pm 1$), импульс, координаты (x, y) и направляющие косинусы $(dx/dz, dy/dz)$ в плоскостях дрейфовых камер DCH1 и DCH4 (перед и за магнитом), а также ошибки этих параметров и корреляции между ними.

4.3.2 Реконструкция в LKr

Целью реконструкции в LKr является нахождение энергии, времени, пространственных координат и размера электромагнитного ливня, образованного заряженной частицей или фотоном.

Процедура начинается с определения кандидатов центров развития электромагнитных ливней (кандидаты кластеров). Кандидатом является каждая ячейка, энергия которой не меньше 0,1 ГэВ. Кластер восстанавливается, если энергия кандидата (E) больше, чем энергия каждой из восьми соседних ячеек, и если его энергия удовлетворяет следующему требованию:

$$E > 0,18 + 1,8\bar{E}, \quad (4.1)$$

где \bar{E} — средняя энергия соседних ячеек в ГэВ. Если последнее условие выполняется, то координаты кластера определяются следующим образом:

$$x_{cluster} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i x_i}{\sum_{i=1}^9 E_i}, \quad y_{cluster} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i y_i}{\sum_{i=1}^9 E_i}, \quad (4.2)$$

где E_i , x_i и y_i — энергия, x - и y -координаты i -ой ячейки в сетке 3×3 .

На втором этапе реконструкции, для каждой ячейки составляется список кластеров, находящихся на расстояние меньше, чем 11 см от неё во временном окне не шире 20 нс. Если найден только один кластер, энергия ячейки добавляется к энергии кластера. Если найдено два кластера (или больше), то энергия ячейки E_{cell} распределяется между кластерами в соответствии с результатами прецизионного моделирования профиля электромагнитных ливней.

После пересчёта энергий каждого кластера делаются поправки на несколько известных эффектов, большинство из которых изучалось в специальных сеансах NA48 с электронами или в результате исследования нейтральных K_{e3} -распадов:

- стабильность пьедесталов;
- вариация энергии в зависимости от поперечных координат кластера, из-за эффектов, связанных со сбором заряда;
- потеря энергии для кластеров, находящихся близко к пучковой трубе и к внешним границам LKr;
- энергетическая перекалибровка с использованием K_{e3} -распадов, которая даёт лучшую точность, чем непосредственное измерение электрической проводимости в системе считывания данных в LKr;
- компенсация низкоэнергетических потерь в веществе непосредственно перед активном объёмом LKr;

Если кластер с низкой энергией ($< 1,5$ ГэВ) находится близко (< 10 см) от высокоэнергетического кластера, предполагается, что он образован от одного и того же фотона и эти два кластера сливаются. Специфический алгоритм применяется также для определения энергии и координат кластера применяется в случае, если одна из $(5 \times 5 - 1)$ соседних ячеек вокруг определённого кандидата является «мёртвой» (см. 2.3.5).

Общая энергетическая шкала LKr важна для правильной реконструкции π^0 . В NA48/2 она определялась в так называемых η -сеансах: две тонкие полиэтиленовые мишени располагались на известной позиции в распадном объёме ($z = 653$ см и $z = 2115$ см), а каонные пучки менялись на π^- . Родившиеся на полиэтиленовых мишенях η -частицы имеют время жизни $5,1 \cdot 10^{-19}$ с. При анализе распадов $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$ требовалось, чтобы восстановленная вершина распада находилась по z -координате в соответствующей мишени. Полученные при этом коррекции находились в хорошем согласии с аналогичными коррекциями, полученными в эксперименте NA48. Исторически коррекции на энергетической шкале вводились как на стадии обработки сырых данных, так и на стадии получения «supercompact». Важно отметить, что общая энергетическая шкала не оказывает влияния на измерение Δg , так как она определяется зарядово симметричным образом.

4.3.3 Кандидаты в фотоны и заряженные пионы

Топология $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов соответствует наличию в конечном состоянии одного заряженного пиона и четырёх фотонов от $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распадов. В этом разделе рассматриваются необходимые условия, при которых заряженный трек является π^\pm -кандидатом, а восстановленный LKr-кластер является фотонным кандидатом. Следует отметить, что перед применением следующих критериев отбора к заряженным трекам и LKr-кластерам применяются ряд коррекций, которые описаны в главе 5.

Кандидаты в заряженные пионы

Заряженный трек является кандидатом в заряженный пион, если выполняется каждое из следующих условий:

- Геометрический аксептанс установки NA48/2 определяется в основном пучковой трубой. Она является естественным (экспериментальным) ограничением на минимальное допустимое расстояние заряженного трека от оси Oz . Так как пучки двигаются в поперечном направлении во время набора данных, это ограничение заведомо зарядово несимметрично относительно K^+ и K^- . В связи с этим вводилось дополнительное радиальное ограничение на поперечные координаты треков, содержащее в себе геометрию пучковой трубы. Вместо относительно неподвижной оси Oz , оно отсчитывалось от средних положений K^+ - и K^- -пучков, которые периодически отслеживались. Эти ограничения делались до магнита (на плоскости DCH1) и для отклонённого трека после магнита (на плоскости DCH4) и составляли 12,5 и 16,5 см, соответственно. Более детально эти ограничения и мониторинг движения пучков рассматриваются в 5.6.2.
- Импульс заряженного трека должен быть больше 5 ГэВ, так как пионы с меньшим импульсом несовместимы с кинематикой $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов при номинальной каонной энергии.

К импульсам отобранных треков применялись коррекции на неточное знание интеграла магнитного поля при реконструкции и на изменение в юстировке магнитного спектрометра во время набора данных. Мониторинг этих эффектов и способ применения коррекций детально обсуждаются в 5.6.1

Фотонные кандидаты

Перед отбором фотонных кандидатов, к каждому кластеру в LKr применялись коррекции по энергетической шкале LKr (см. 4.3.2), по нелинейности энергетического отклика (см. 5.4.3), по взаимному положению DCH и LKr (см. 5.4.5) и по «проекционной» структуре LKr (см. 5.4.4). Некоторые из критериев отбора фотонных кандидатов уже обсуждались в 4.1.3, а именно: энергия кластера должна быть больше 3 ГэВ, а расстояние до ближайшего кластера — больше 10 см. Остальные требования к кластеру, чтобы он был принят фотонным кандидатом, перечислены ниже:

- Чтобы обеспечить полное энерговыделение кластеров, каждый фотонный кандидат должен находиться внутри определённых геометрических границ, как это показано на рис. 4.4. Форма этих границ следует из расположения SPD в системе считывания данных LKr. Также из соображений регистрации полного энерговыделения кластеров, находящихся близко к пучковой трубе, применялось радиальное ограничение на поперечные координаты кластеров — они должны находиться на расстояниях более 15 см от оси Oz .
- С целью ограничения перетекания энергии от кластера, полученного от заряженного пиона, к фотонному кандидату, было наложено следующее условие: каждый фотонный кандидат должен находиться не меньше, чем на расстоянии 15 см от ближайшего заряженного трека, экстраполированного на фронтальную поверхность LKr. Вопрос перетекания энергии более детально обсуждается в 5.4.2.

Для дальнейшего анализа отбирались только те события, которые содержат не меньше одного π^\pm -кандидата и не меньше четырёх фотонных кандидатов. Количество таких событий составило $\sim 68 \cdot 10^6$ для сеанса в 2003 и $\sim 85 \cdot 10^6$ для сеанса в 2004 гг.

4.3.4 Основная реконструкция («Реконструкция А»)

В процессе анализа применялись несколько способов реконструкции вершины $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распада. Описанная в этом разделе реконструкция выбрана как основная (так называемая «реконструкция А»), а остальные («реконструкции В» и «С», как и реконструкция с использованием КАВЕС, «D»), которые будут описаны в 4.3.5 — как вспомогательные. Причины, из-за которых «реконструкция А» была выбрана как стан-

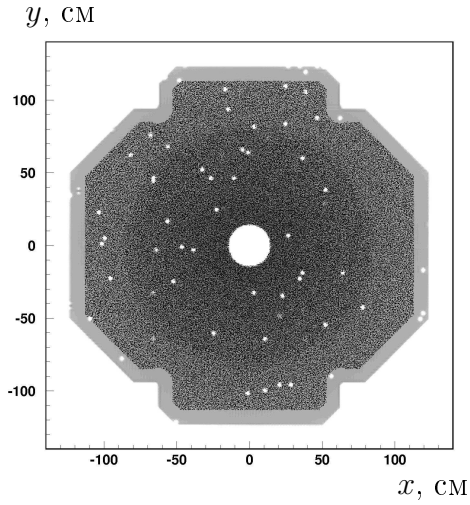


Рис. 4.4: Аксептанс ЛКг. Фотонные кандидаты находятся в более тёмную область. Видны также «мёртвые» ячейки ЛКг.

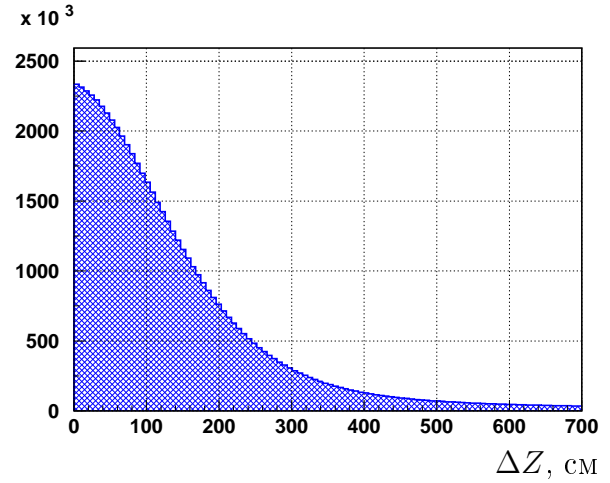


Рис. 4.5: Распределение по ΔZ для событий по «реконструкции А».

дартной для измерения Δg , обсуждаются при рассмотрении свойств отобранных событий в 4.4.

«Реконструкция А» начиналась с определения продольной координаты вершины распада. Предполагая, что каждая пара i, j кластеров в ЛКг ($i, j = 1, 2, 3, 4$) образуется из $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распада, вычислялось расстояние Z_{ij} между z -координатой вершины распада π^0 и поверхностью ЛКг:

$$Z_{ij} = \frac{\sqrt{E_i E_j [(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]}}{m_{\pi^0}}, \quad (4.3)$$

где E_i и E_j – энергии i -го и j -го фотона, соответственно, x_i, y_i, x_j, y_j – их поперечные координаты на фронтальной поверхности ЛКг, а m_{π^0} – масса π^0 [20].

Из всех комбинаций фотонных пар выбираются две с минимальной разницей ΔZ между вычисленными значениями Z_{ik} , что соответствует гипотезе о том, что два π^0 -мезона относятся к одному и тому же $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ распаду. В качестве расстояния между точкой K^\pm распада и плоскостью ЛКг выбирается средне арифметическое двух расстояний Z_{ik} . Спектр по ΔZ показан на рис. 4.5. В среднем, соответствующее разрешение составляет $\sim 1,4$ м.

На следующем этапе перебираются все треки — кандидаты заряженного фотона. Они экстраполируются от плоскости DCH1 до z -координаты распада с учётом паразитных полей в распадном объёме (см. 5.6.3). Попе-

речные координаты вершины распада представляют x - и y -координаты экстраполированного до заданного z трека. Далее происходит реконструкция кинематики заряженного и двух нейтральных пионов и вычисление инвариантной массы системы m_K . Лучший кандидат в заряженный пион выбирается посредством минимизации разницы $|m_K - m_K^{PDG}|$, где m_K^{PDG} — табличное значение каонной массы [20].

Дальнейшие условия отбора описаны в 4.3.6.

4.3.5 Дополнительные реконструкции

«Реконструкция В»

Другой возможный способ реконструкции $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов заключается в следующем. Для каждой комбинации из двух фотонных пар восстанавливается z координата вершины распада, как описано в 4.3.4. Основное отличие от «реконструкции А» является выбор переменной, по которой производится минимизация для определения лучшей комбинации из фотонных пар. Для «реконструкции В» к каждой комбинации фотонных кандидатов добавляется каждый π^\pm -кандидат и вычисляется инвариантная масса каона m_K . Лучшая пятичастичная комбинация (4 фотона и 1 заряженный пион) определяется посредством минимизации разницы $|m_K - m_K^{PDG}|$. Дальше, как и в «реконструкции А», происходит вычисление разницы ΔZ между распадами двух π^0 и нахождение координат вершины распада.

«Реконструкция С»

При «реконструкции С» для каждой пятичастичной комбинации (4 фотона + 1 заряженный пион) определяется вершина распада, в предположении распада заряженного каона: используя итерационную процедуру типа «деления пополам» находится такое значение z -координаты вершины, при которой инвариантная масса пятичастичной комбинации равна табличной массе каона³. С целью увеличения быстродействия алгоритма постоянные поля в распадном объёме учитывались только после нахождения z -координаты распада. Так как вершина распада, полученная таким способом, может находиться в распадном объёме для нескольких пион-фотонных комбинаций, выбор лучшей из них делался посредством

³ z -координата вершины считается определённой, если инвариантная масса системы отклоняется от табличной массы каона меньше 0,1 кэВ или было сделано больше 100 итераций.

минимизации среднеарифметического отклонения реконструированной массы двух π^0 от табличного значения.

Реконструкция и селекция с KABES («Реконструкция D»)

Наличие спектрометра для измерения импульса каонов в эксперименте NA48/2 позволяет произвести альтернативную реконструкцию $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов используя только DCH и KABES⁴. Для каждого π^\pm -кандидата находится наилучший по времени каонный трек, восстановленный детектором KABES. Максимально допустимая разница между временами каонного и пионного треков при отборе составляет 6 нс (см. рис. 4.6, *г*). Продольная координата распада определяется посредством нахождения точки наименьшего сближения каонного и пионного треков. При экстраполяции треков учитываются постоянные магнитные поля внутри распадного объёма. На следующем этапе восстанавливается кинематика двух π^0 с учётом найденной z -координаты $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распада. Наилучшая пятичастичная комбинация — пионный трек (с соответствующим каонным треком) и четыре кластера — определяется посредством минимизации разницы $|m_K - m_K^{PDG}|$.

Использование KABES, в принципе, позволяет восстановить событий с потерянным заряженным пионом, что могло бы увеличить статистику на $\sim 10\%$.

4.3.6 Условия окончательного отбора

Ниже перечислены все дополнительные ограничения для получения окончательного набора данных, используемых для измерения Δg . Буквы в скобках обозначают тип реконструкции, для которой применялось соответствующее ограничение:

- (AB) Расстояние ΔZ между вершинами двух $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распадов не должно превышать 5 м (для «реконструкции C» ΔZ очевидно не имеет смысла).
- (ABCD) z -координата распада (см. рис. 4.6, *а*) должна находиться в интервале $-16 < z < 80$ м. Нижняя граница позволяет исключить взаимодействия на последнем коллиматоре, которые, из-за конечного разрешения, могут пройти остальные критерия отбора.

⁴В отличие от реконструкции «A», «B» и «C», где роль LKr — существенна.

4.3. Реконструкция $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий

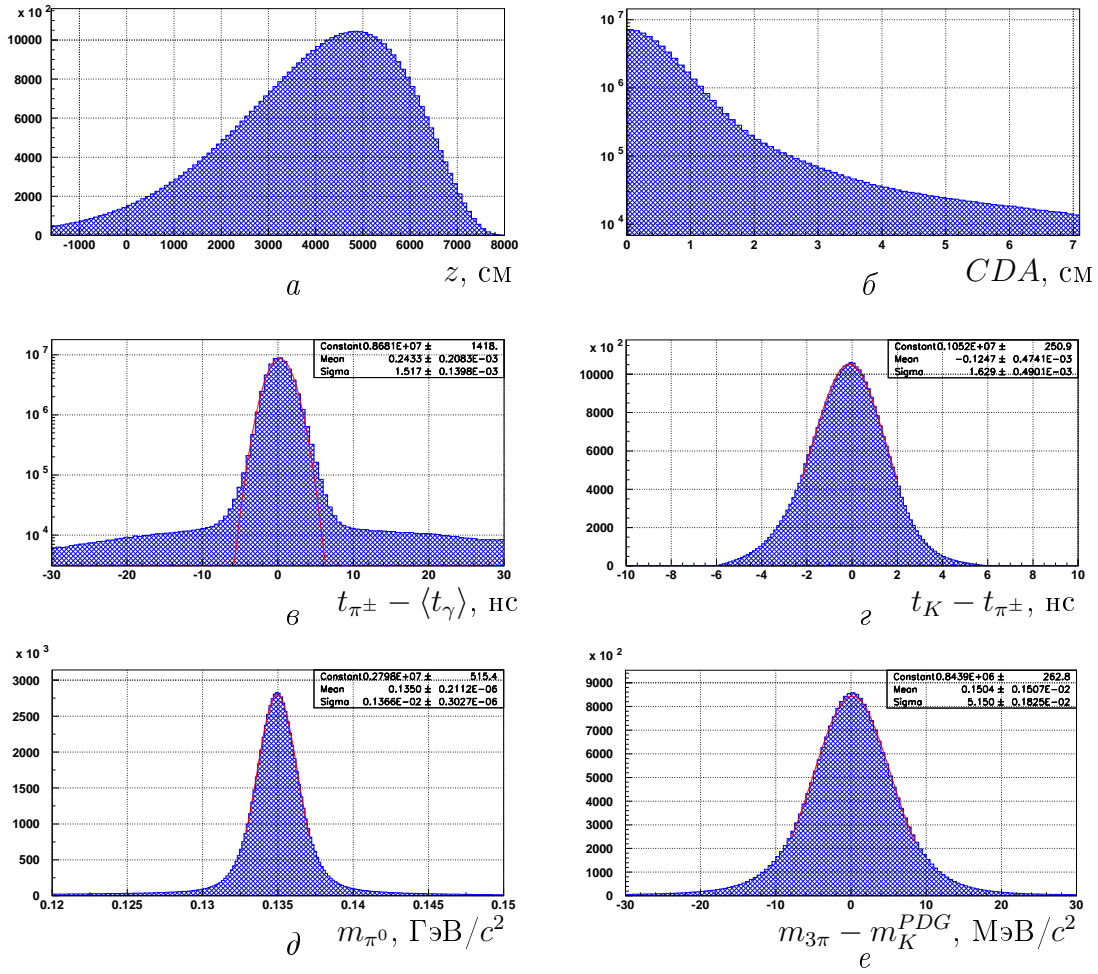


Рис. 4.6: Распределения по некоторым величинам для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -кандидатов.

- (ABCD) Расстояние наименьшего сближения (CDA) трека до оси Oz (см. 4.6, б) не должно превышать 5 см. Это ограничение помогает избавиться от частиц, рассеянных на коллиматорах.
- (ABCD) Энергетически взвешенный центр неотклонённого магнитным спектрометром каона на фронтальной поверхности ЛКг должен находиться не больше, чем на 4 см от оси Oz . Продольные координаты энергетически взвешенного центра x_{LKr} и y_{LKr} определяются следующим образом:

$$x_{LKr} = \frac{\sum E_i^\gamma x_i^\gamma + E^\pi x_{LKr}^\pi}{\sum E_i^\gamma + E_{LKr}^\pi}, \quad y_{LKr} = \frac{\sum E_i^\gamma y_i^\gamma + E^\pi y_{LKr}^\pi}{\sum E_i^\gamma + E_{LKr}^\pi}, \quad (4.4)$$

где E_i^γ , x_i^γ и y_i^γ — энергия и поперечные координаты i -го фотона ($i = 1, 2, 3, 4$); E^π — энергия заряженного пиона, а x_{LKr}^π и y_{LKr}^π — поперечные координаты неотклонённого заряженного пиона на

фронтальной поверхности LKr. Таким образом ограничивается доля событий, реконструированных из случайно совпавших по времени частиц.

- (ABCD) Среднее время четырёх выбранных фотонов определяет время события. Максимально допустимое временное отклонение каждого фотона от времени события составляет 5 нс.
- (ABC) Максимально допустимая разница между временами события и прохождения заряженного трека через магнитный спектрометр составляет 20 нс (см. рис. 4.6, в).
- (AB) Реконструированная инвариантная масса трёх пионов не должна отклоняться больше, чем на $6 \text{ МэВ}/c^2$ от табличного значения массы каона, что составляет $\sim 6\sigma$ (см. рис 4.7, а).
- (C) Реконструированная инвариантная масса каждой фотонной пары не должна отклоняться больше, чем на $6 \text{ МэВ}/c^2$ от табличного значения массы π^0 , что составляет $\sim 4,5\sigma$ (см. рис. 4.6, д).
- (D) Реконструированная инвариантная масса трёх пионов не должна отклоняться больше, чем на $30 \text{ МэВ}/c^2$ от табличного значения массы каона, что составляет $\sim 5,5\sigma$ (см. рис. 4.6, е).
- (ABC) Реконструированный каонный импульс p_K должен находиться в пределах $54 < p_K < 66 \text{ ГэВ}/c$ (см. рис. 2.3, стр. 34).
- (ABC) Для некоторых полных наборов данных производилась симметризация неработающего годоскопного счётчика, как описано в 5.5.1.

4.4 Свойства отобранных событий

4.4.1 Количество отобранных событий

После применении критериев отбора, описанных в 4.3.6 для основной «реконструкции А», было отобрано $58,7 \cdot 10^6 K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ - и $32,7 \cdot 10^6 K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$ -распадов. Количество событий для каждой комбинации магнитных полей в каждом полном наборе показано в табл. 4.1. Общее количество отобранных событий по вспомогательным реконструкциям «В» и «С» оказалось на 1,4 % и 5,5 % больше, чем при реконструкции «А», что связано с достаточно свободными критериями отбора. При

Полный набор	A-				A+				Всего	
	B-		B+		B-		B+			
	K ⁺	K ⁻	K ⁺	K ⁻	K ⁺	K ⁻	K ⁺	K ⁻	K ⁺	K ⁻
I	4,16	2,40	3,74	2,14	3,78	2,07	4,75	2,57	16,43	9,18
II	1,69	0,94	2,31	1,29	2,62	1,47	3,54	1,97	10,16	5,67
III	1,25	0,69	0,63	0,35	1,01	0,57	0,83	0,46	3,71	2,07
Всего 2003	7,10	4,03	6,68	3,77	7,41	4,11	9,11	5,01	30,30	16,92
IV	1,29	0,73	1,36	0,76	1,27	0,71	1,23	0,68	5,16	2,87
V	2,37	1,33	2,39	1,33	2,02	1,12	2,11	1,17	8,89	4,94
VI	1,95	1,09	2,11	1,18	1,71	0,95	1,72	0,95	7,49	4,17
VII	1,65	0,93	1,76	0,98	1,70	0,94	1,75	0,97	6,87	3,82
Всего 2004	7,27	4,07	7,61	4,25	6,71	3,72	6,82	3,76	28,41	15,81
Всего	14,37	8,11	14,29	8,03	14,12	7,83	15,93	8,77	58,71	32,73

Таблица 4.1: Количество отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий в миллионах.

реконструкции «D» было отобрано $24,0 \cdot 10^6$ событий в 2003 г. и $41,9 \cdot 10^6$ — в 2004 (на протяжении полного набора I KABES не работал).

Как уже обсуждалось в 3.3.1, для получения оптимальной статистической ошибки Δg методом четверного отношения, нужно соблюдать баланс между отдельными комбинациями магнитных полей в пределах одного полного набора. При данном балансе (табл. 4.1), потеря в статистической погрешности при использовании метода четверного отношения незначительна по сравнению со стандартным методом, в котором для каждого полного набора Δg извлекается из простого отношения u -спектров вне зависимости от полярностей магнитных систем.

4.4.2 Распределения по восстановленным инвариантными массами и источники фона

На рис. 4.7, а показан спектр инвариантной массы трёх пионов для отобранных событий по «реконструкции A»⁵, а на рис. 4.7, б — отношение массовых спектров для K^+ и K^- , из которого видна хорошая зарядовая симметризация. Разрешение по инвариантной массе составляет 1 МэВ (напомним, что в анализе отбираются события в диапазоне ± 6 МэВ от табличного значения каонной массы). Как видно из рис. 4.8, разница между инвариантными массами для K^+ и K^- стабильна во время набора данных. Нестабильность каонной массы в полном наборе данных IV обусловлена калибровкой LKr и не является источником систематических эффектов при измерении Δg .

⁵ «Реконструкция B» даёт похожие результаты.

4.4. Свойства отобранных событий

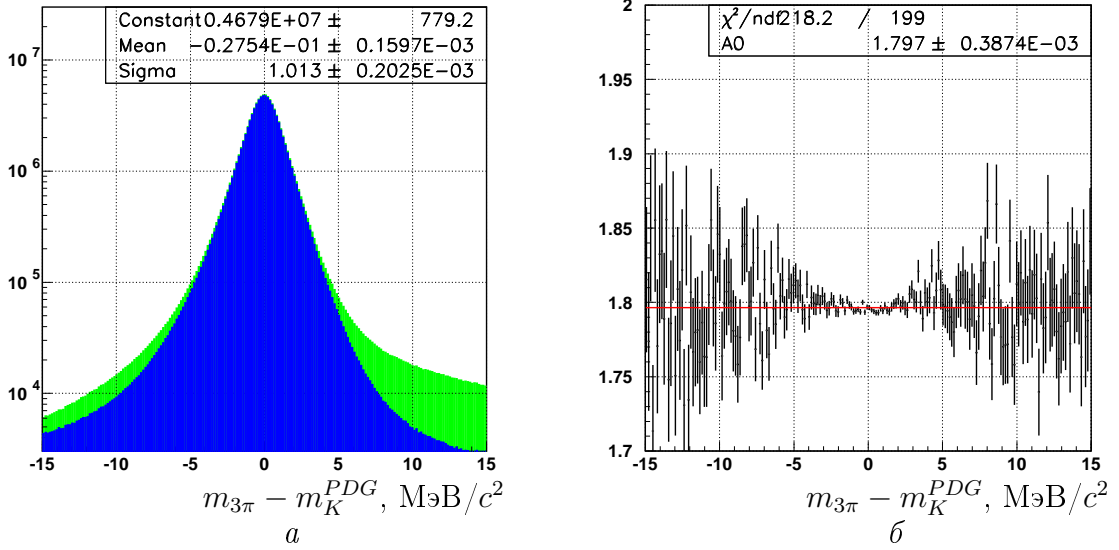


Рис. 4.7: а) Отклонение инвариантной массы 3π от табличного значения массы каона для отобранных событий; показан вклад распадов $\pi \rightarrow \mu$ на крыльях распределения, а также результаты аппроксимации функции Гаусса. б) Отношение спектров инвариантных масс для K^+ и K^- , аппроксимированное константой.

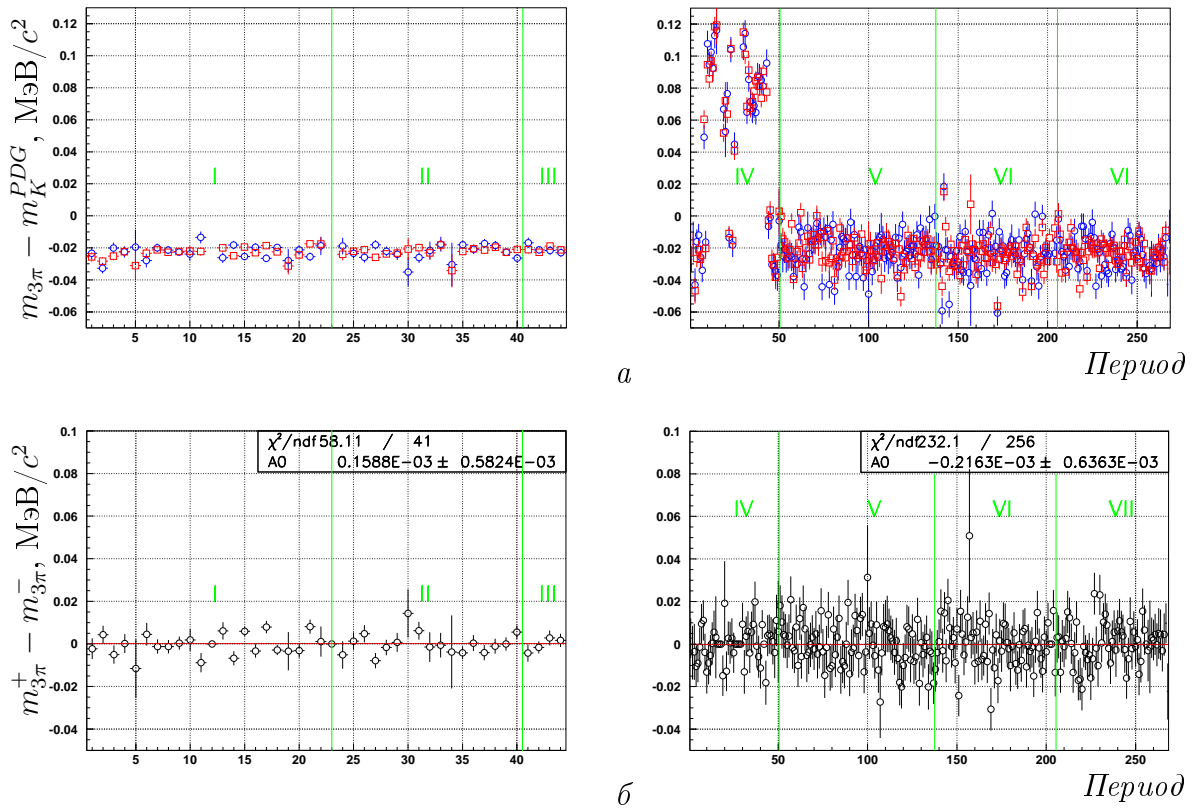


Рис. 4.8: а) Зависимость инвариантной массы 3π в K^+ - и K^- -распадах (\square и \circ , соответственно). б) Разность инвариантных масс для K^+ и K^- показывает хорошую стабильность и совместима с нулём.

Так как не существует другого каонного распада со значительной вероятностью, который даёт один заряженный трек и четыре фотона в конечном состоянии, отобранные события практически не содержат фоновых распадов. Основной вклад в неправильно реконструированные события дают:

- распады $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$;
- случайные одновременные события, которые могут влиять как на триггерном уровне (см. 5.5.3), так и на уровне реконструкции (см. 5.6.7);
- ошибочная комбинация спаривания фотонов при π^0 -реконструкции (см. 5.4.6).

На рис. 4.7, *a* показан вклад от $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$ -распадов в массовый спектр, в который мюоны идентифицировались по сигналу в мюонном детекторе. Их количество составляет 2,5 % из общего. Они не исключались из дальнейшего анализа, так как принцип измерения — соблюдать максимальную зарядовую симметрию отбора, а включения дополнительного детектора требует его зарядовой симметризации. На основе анализа $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, где эффект сильнее, чем в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, было показано, что использование мюонного детектора в качестве вето «добавляет» значительную инструментальную зарядовую асимметрию ($\sim 9\sigma$). Более подробно влияние $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$ -распадов на измерение Δg обсуждается в 5.6.6.

4.4.3 Далиц-плот для отобранных событий

Согласно определению переменной u (3.2), её можно вычислить двумя путями:

- используя инвариантную массу M_{00} системы $\pi^0 \pi^0$:

$$u_1 = \frac{1}{m_\pi^2} \left(M_{00}^2 - \frac{m_K^2}{3} \right) - \frac{1}{3} - \frac{2m_{\pi^0}^2}{3m_\pi^2}; \quad (4.5)$$

- используя энергию заряженного пиона E_\pm^* в системе центра масс:

$$u_2 = \frac{2m_K}{m_\pi^2} \left(\frac{m_K}{3} - E_\pm^* \right) + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{m_\pi^2} \right), \quad (4.6)$$

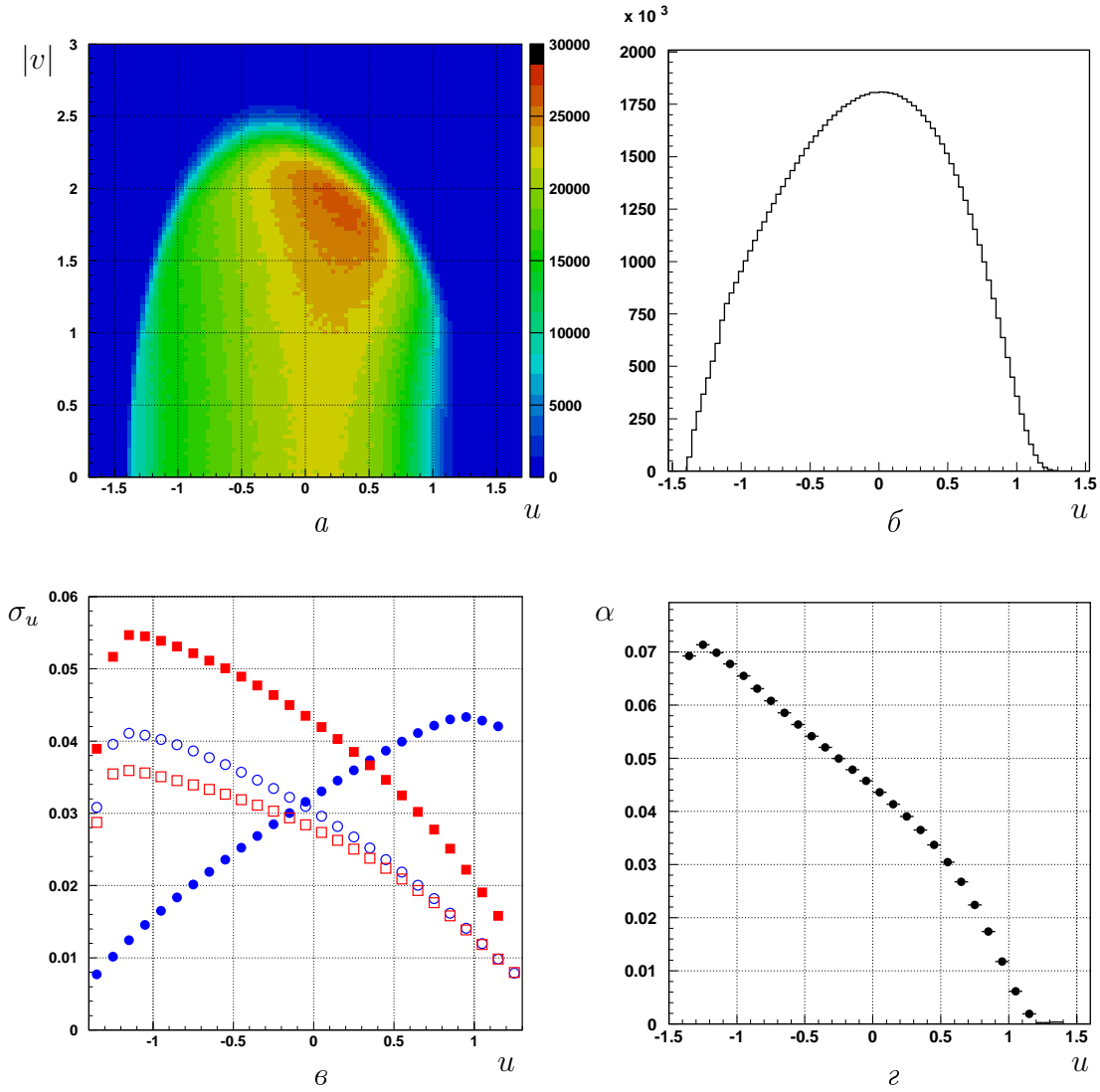


Рис. 4.9: а) Далиц-плот отобранных событий; б) спектр по переменной u ; в) разрешение для u_1 (пустые фигуры) и u_2 (плотные фигуры), при использовании реконструкции «А» («В») (круги) и «С» (квадратики); г) аксептанс в зависимости от переменной u .

где m_π , m_{π^0} и m_K — табличные значения масс π^\pm , π^0 и K , соответственно [20]. Вторая далиц-переменная — v , вычисляется посредством измерения энергий нейтральных пионов в системе центр масс (E_1^* и E_2^*):

$$|v| = \frac{2m_K |E_1^* - E_2^*|}{m_\pi^2} \quad (4.7)$$

В рамках эксперимента NA48/2 можно сделать измерение переменной u двумя полностью независимыми способами на одинаковом наборе событий, используя совершенно разные детекторы: LKr для вычисления u_1 в при реконструкции «А», «В» и «С», и KABES и DCH для вычисления u_2 при реконструкции «D».

Выбор основной реконструкции определялся в основном разрешением по переменной u . В связи с наличием полюса в функции (3.5), близкого к левой кинематической границе ($u_{min} = -1,386$), события при маленьких значениях u имеют большую статистическую значимость по сравнению с событиями при больших u . Как видно из рис. 4.9, u имеет наилучшее разрешение на левом конце спектра при использовании метода вычисления u_1 для реконструкций типа «А» и «В». Это имеет и ещё одно очевидное преимущество — для вычисления u в таком случае используется только зарядово-симметричный детектор (LKr). При реконструкции «А» и «В» потенциально зарядово-асимметричный магнитный спектрометр используется только для определения заряда каона. Возможно только косвенное влияние на измерении асимметрии, так как оно ограничено на уровне отбора событий. Это минимизирует возможные систематические эффекты, связанные с его использованием.

В итоге, «реконструкция А» была выбрана в качестве основной для измерения A_g из-за хорошего разрешения по u на статистически значимом конце u -спектра и из-за использования в основном зарядово-симметричного детектора. Остальные реконструкции несли вспомогательную роль. На рис. 4.9, а, б, в показаны далиц-плот, u -спектр и соответствующие геометрические эффективности регистрации для событий, реконструированных методом «А». Следует заметить высокую эффективность регистрации в статистически более значимой области по u . Геометрические искажения на правом конце далиц-плота происходят в основном из-за потери заряженного пиона в пучковой трубе. Меньшую чувствительность функции (3.5) к этой части спектра обеспечивает дополнительное подавление систематических эффектов, связанных с акспетансом заряженного трека (см. 5.6.2).

Анализ событий, реконструированных методом «D», затруднён из-за худшего разрешения по u_1 и u_2 (в ~ 8 и ~ 2 раза больше по сравнению с разрешением по u_1 и u_2 для «реконструкции А», соответственно), что требует наложения ограничений на область аппроксимации четверного отношения при вычислении Δg . Так как использование дополнительного детектора требует его зарядовой симметризации и учёта влияния возможных систематических эффектов измеряемой асимметрии, значение Δg , полученное на основе событий, прошедших «реконструкцию D», не приводится.

Глава 5

Анализ отобранных событий

5.1 Измерение Δg

Как уже обсуждалось в главе 3, каждый полный набор обеспечивает самостоятельное измерение параметра CP -нарушения методом четверного отношения. Окончательный результат в терминах Δg получен двумя способами усреднения:

- Δg измерялось для каждого из семи полных наборов при аппроксимации соответствующего четверного отношения, а окончательный результат вычислялся как среднее взвешенное семи отдельных результатов;
- для каждого разбиения по переменной u усреднялись четверные отношения для всех семи полных наборов, а Δg извлекалось путём аппроксимации усреднённого четверного отношения.

Результаты, полученные этими способами усреднения, совпадают с точностью до 10^{-6} . С помощью моделирования методом Монте Карло было подтверждено, что разница между двумя способами усреднения проявляется на значимом уровне ($> 0,1 \cdot 10^{-4}$) только при очень большом дисбалансе между количеством событий в отдельных полных наборах (на два порядка больше, чем в эксперименте NA48/2) и при больших разнице в форме четверных отношений для каждого полного набора.

В табл. 5.1 и на рис. 5.1, *a* показаны Δg для каждого полного набора только со статистическими ошибками. Соответствующие аппроксимации четверных отношений показаны на рис. 5.2. Результат после усреднения составляет

$$\Delta g = (2, 2 \pm 2, 1) \cdot 10^{-4}, \quad (5.1)$$

Полный набор	$\Delta g \cdot 10^4$
I	3.4 ± 3.9
II	0.6 ± 5.1
III	-3.0 ± 8.4
IV	4.8 ± 7.1
V	4.1 ± 5.3
VI	4.1 ± 5.8
VII	-2.1 ± 6.0
Total	2.2 ± 2.1

Таблица 5.1: Значения Δg , полученные для каждого полного набора, и их взвешенная величина.

Реконструкция	u	$\Delta g \cdot 10^4$
«А»	u_1	2.2 ± 2.1
	u_2	2.1 ± 2.1
«В»	u_1	2.5 ± 2.0
	u_2	2.8 ± 2.0
«С»	u_1	0.8 ± 2.0
	u_2	1.4 ± 2.0

Таблица 5.2: Усреднённые результаты для разных типов реконструкции и вычисления u .

где приведена только статистическая погрешность.

Основной результат (5.1) получен в рамках реконструкции «А» и при вычислении u , используя выражение (4.5), как обсуждалось в 4.4.3. Необходимо подчеркнуть, что результаты, полученные вспомогательными реконструкциями «В» и «С», а также с использованием u_2 (4.6), совпадают в пределах статистических ошибок (табл. 5.2).

Для каждого полного набора данных также были вычислены контрольные инструментальные асимметрии $\Delta\alpha_{\text{time}}$, $\Delta\beta_{\text{time}}$, $\Delta\alpha_{\text{UD}}$, $\Delta\beta_{\text{LR}}$ (см. 3.3.4), как для данных, так и для смоделированных событий. Они приведены на рис. 5.1, б, в, г и д, соответственно. Видно хорошее согласие между экспериментальными и смоделированными контрольными асимметриями. Все инструментальные асимметрии находятся в пределах несколько единиц $\times 10^{-3}$, следовательно остаточный эффект при измерении Δg не превышает 10^{-5} .

На рис. 5.3, а, б, в и г, приведены значения Δg как функции некоторых переменных и аппроксимации константой, показывающие хорошую стабильность измеренной асимметрии. Значение Δg также было вычислено для пар последовательных периодов (внутри каждого полного набора данных), с одинаковыми полярностями в пучковой линии и противоположными полярностями спектрометрического магнита. Эти «временные» зависимости асимметрии Δg показаны на рис. 5.3, д и е, для 2003 и 2004 годов соответственно.

Как уже обсуждалось, принцип измерения основан на минимизации основных систематических эффектов и результат (5.1) практически не содержит систематических искажений. Несмотря на это, множество возможных эффектов были детально проанализированы и были определены

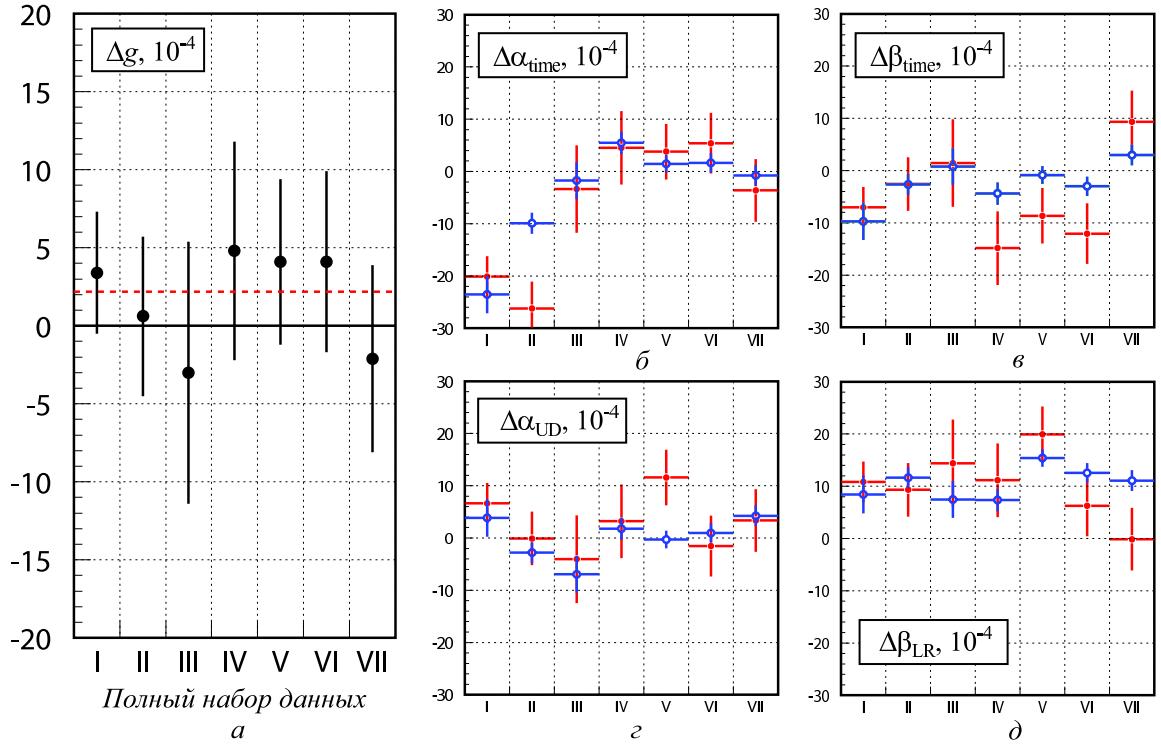


Рис. 5.1: Значения Δg (а) и контрольных асимметрий $\Delta\alpha_{\text{time}}$ (б), $\Delta\beta_{\text{time}}$ (в), $\Delta\alpha_{\text{UD}}$ (г), $\Delta\beta_{\text{LR}}$ (д) для каждого полного набора; ● — эксперимент; ○ — моделирование методом Монте-Карло.

верхние границы их влияния на результат, в большинстве случаев ограниченные статистикой. Анализ систематических погрешностей, а также некоторые дополнительные проверки, описаны далее в этой главе.

5.2 Модельная зависимость результата

Разница Δg линейных наклонов и связанный с ней параметр A_g были выбраны как индикатор прямого CP -нарушения в связи с тем фактом, что именно они обычно используются в экспериментальных измерениях и в теоретических моделях. Однако, обнаруженный в эксперименте NA48/2 [81] (и последующая теоретическая интерпретация [82], [83], [84]) излом («cusp»-эффект) в далиц-плоте для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов, вследствие взаимодействия пионов в конечном состоянии (см. рис. 5.4), приводит к необходимости альтернативной параметризации матричного элемента распада по сравнению с (3.1). Дополнительные члены, описывающие перерассеяние пионов, удобно добавить в полиномиальную параметризацию матричного элемента, а не в выражение для его квадрата.

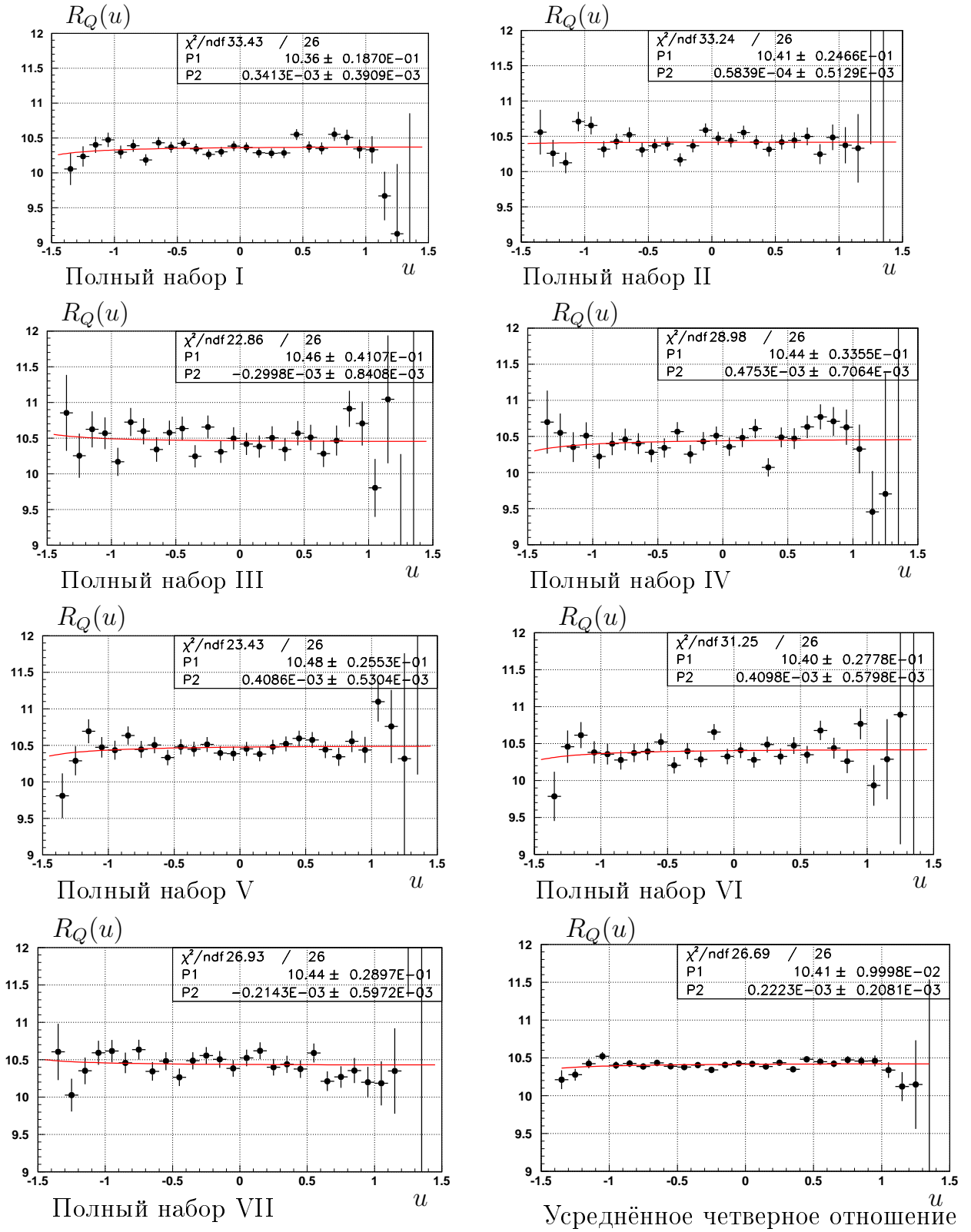


Рис. 5.2: Результаты аппроксимаций четверных отношений для каждого полного набора данных и для усреднённого по всем полным наборам четверного отношения.

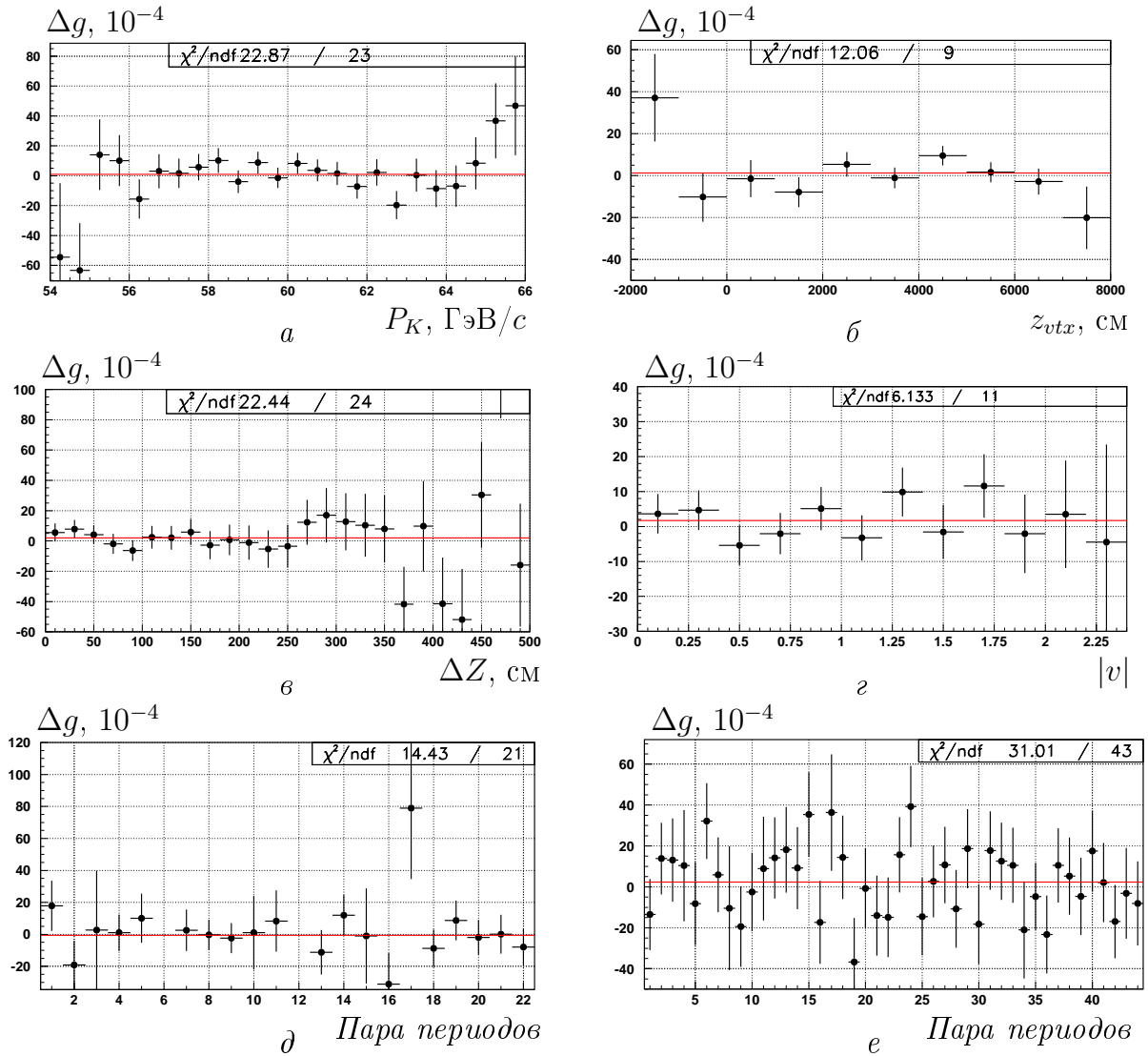


Рис. 5.3: Значение Δg как функция каонного импульса (а), z -координаты вершины каонного распада (б), расстояния между z -координатами вершин распадов двух π^0 (в) и переменной $|v|$ (г), время (д) и (е) для 2003 и 2004 году, соответственно.

Пренебрегая эффектами перерасеяния, можно записать квадрат матричного элемента в следующем виде:

$$|M(u, |v|)|^2 = (1 + g'u/2 + h'u^2/2 + k'v^2/2 + \dots)^2, \quad (5.2)$$

где линейные и квадратичные наклоны в первом приближении связаны с наклонами в параметризации (3.1) соотношением: $g' = g$, $h' = h - g^2/4$, $k' = k$.

Для измерения $\Delta g'$ в рамках параметризации (5.2) следует заменить функцию аппроксимации четверного отношения (3.18) на следующую:

$$f'_4(u) = n \left(1 + \frac{\frac{1}{2}\Delta g'u}{1 + \frac{1}{2}g'u + \frac{1}{2}hu^2} \right)^8. \quad (5.3)$$

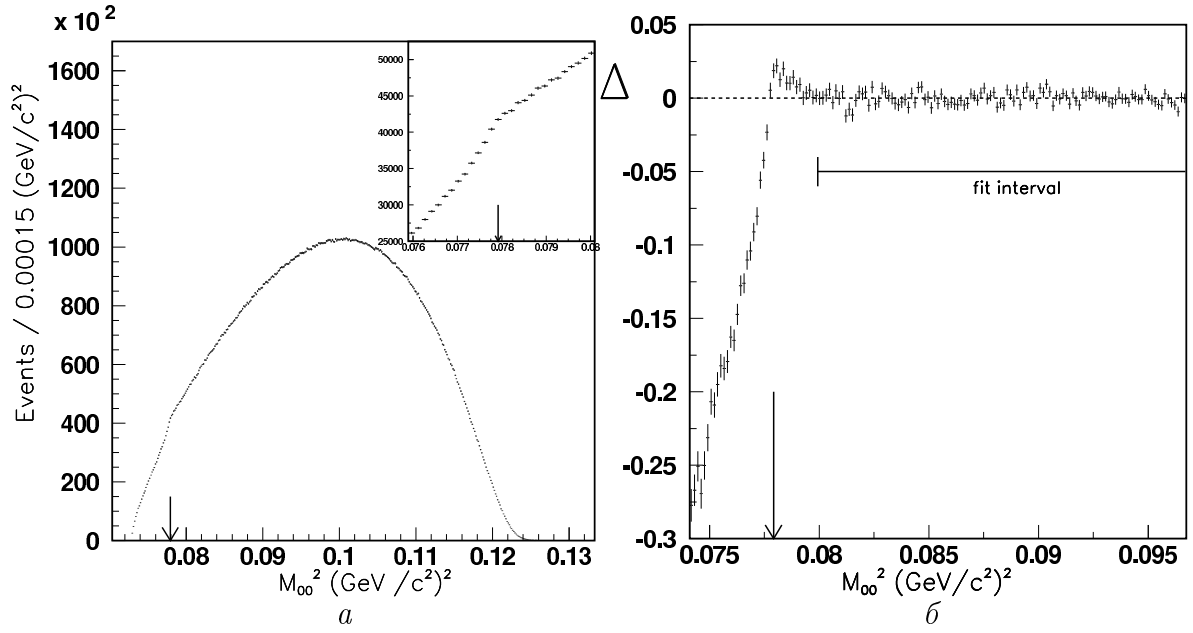


Рис. 5.4: *a*) Спектр квадрата инвариантной массы двух π^0 из распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. При $M_{00}^2 = (2m_{\pi^\pm})^2$ наблюдается излом («kink»-эффект) из-за процесса перерасcеяния пионов в конечном состоянии $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$. *б*) Аппроксимация спектра *a* с помощью параметризации (3.1). Значение $\chi^2/n.d.f.$ для полной области составляет 9225/149, тогда как для области $M_{00}^2 > 0,08$ ГэВ/c², $\chi^2/n.d.f. = 133/110$.

Значение $\Delta g'$ усреднённое по всем полным наборам, при этом составляет

$$\Delta g' = (3, 2 \pm 3, 1) \cdot 10^{-4}. \quad (5.4)$$

Добавление членов, учитывающих пионные взаимодействия в конечном состоянии, существенно не меняет результат (5.4).

В связи с модельной зависимостью определения и измерения параметра прямого CP -нарушения, в табл. 5.3 приводятся значения усреднённого четверного отношения (рис. 5.2) для каждого разбиения по переменной u . Это позволяет измерить параметр зарядовой асимметрии при любой параметризации матричного элемента распада.

5.3 Контрольная асимметрия по $|v|$ и измерение Δk

В 3.1 уже обсуждалось, что разложение матричного элемента $K^\pm \rightarrow 3\pi$ не содержит члена, пропорционального $|v|$, из-за симметрии двух π^0 , т.е. множитель g_v перед первой степенью $|v|$ равен нулю. Аналогично разнице линейных наклонов по u — Δg , можно построить асимметрию для нулевого линейного наклона по $|v|$ — $\Delta g_v = g_v^+ - g_v^- = 0$. Используя метод четверного отношения для далиц-плота, интегрированного по u ,

u	$R_4(u)$	$\delta R_4(u)$	u	$R_4(u)$	$\delta R_4(u)$
-1.35	10.2110	0.1248	0.05	10.4213	0.0381
-1.25	10.2762	0.0775	0.15	10.3864	0.0382
-1.15	10.4234	0.0621	0.25	10.4363	0.0389
-1.05	10.5216	0.0552	0.35	10.3485	0.0393
-0.95	10.4020	0.0504	0.45	10.4804	0.0411
-0.85	10.4261	0.0474	0.55	10.4494	0.0430
-0.75	10.3868	0.0449	0.65	10.4222	0.0458
-0.65	10.4322	0.0432	0.75	10.4725	0.0507
-0.55	10.3885	0.0415	0.85	10.4576	0.0584
-0.45	10.3781	0.0403	0.95	10.4599	0.0726
-0.35	10.4039	0.0395	1.05	10.3386	0.1028
-0.25	10.3408	0.0386	1.15	10.1208	0.1912
-0.15	10.4057	0.0383	1.25	10.1472	0.5851
-0.05	10.4262	0.0382	1.35	8.8335	2.7018

Таблица 5.3: Значения усреднённого по полным наборам четверного отношения и соответствующие погрешности в центре каждого разбиения по u .

можно экспериментально измерить Δg_v , аппроксимируя это распределение функцией $f(|v|) = N(1 + \Delta g_v |v|)^4$, где N — нормировочный множитель. Средневзвешенное значение результатов для каждого полного набора данных составляет

$$\Delta g_v = (-2, 5 \pm 3, 5) \cdot 10^{-4}, \quad (5.5)$$

при $\chi^2/\text{n.d.f.} = 5,9/6$. Значение Δg_v совместимо с нулём, как и ожидается при сокращении систематических эффектов. Следует отметить, что данная проверка носит качественный характер.

На основе отобранных событий также было получено значение асимметрии для квадратичного наклона далиц-плота $\Delta k = k^+ - k^-$, построенного по аналогии с Δg . Использовалась техника четверного отношения для двумерных распределений $(u, |v|)$, а вместо одномерной функции (3.18) использовался её двухмерный эквивалент

$$f_4(u, |v|) = n \cdot \left(\frac{1 + (g + \Delta g)u + hu^2 + (k + \Delta k)v^2}{1 + gu + hu^2 + kv^2} \right)^4, \quad (5.6)$$

где свободными параметрами являются n , Δg и Δk . Для каждого полного набора было получено значение Δk , а средневзвешенный результат составил:

$$\Delta k = (0, 2 \pm 1, 2) \cdot 10^{-4}. \quad (5.7)$$

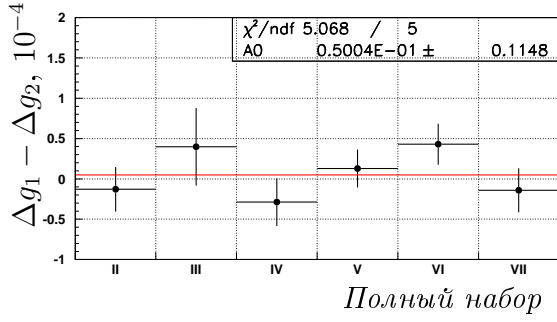


Рис. 5.5: $\Delta g_1 - \Delta g_2$ для каждого полного набора II–VII смоделированных событий и аппроксимация полиномом 0-ой степени.

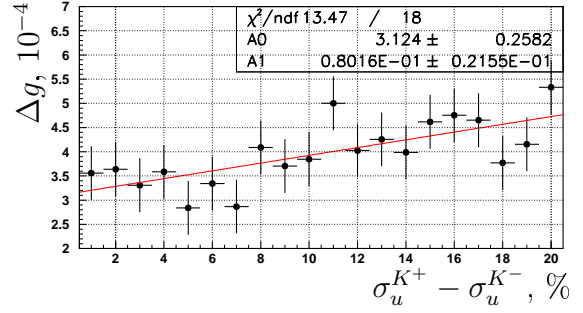


Рис. 5.6: Измеренное значение Δg в зависимости от процентной разницы в разрешении по u для K^+ и K^- . Показана аппроксимация линейной функцией. В моделировании заложено значение $\Delta g = 3 \cdot 10^{-4}$.

Измерение Δk не является полноценным, так как не проводились исследования возможных систематических эффектов, которые ожидаются пренебрежимыми. Здесь показана только принципиальная возможность для такого измерения в рамках эксперимента NA48/2 при возникновении интереса с теоретической точки зрения.

5.4 Систематические неопределённости связанные с LKr

Для реконструкции типа «А» и метода вычисления u_1 детектор LKr играет основную роль. Так как это — зарядово симметричный детектор, можно ожидать несущественное влияние его несовершенств на измерение Δg . В этом разделе описаны основные коррекции, связанные с LKr, которые применяются на этапе анализа, а также и соответствующие систематические неопределённости, которые из-за этого могут возникнуть. Также обсуждается вопрос способа вычисления u и его разрешения.

5.4.1 Способ вычисления u и его разрешение

Результаты, полученные двумя способами вычисления u — (4.5) и (4.6), совпадают в рамках статистической погрешности (табл. 5.2). Чтобы получить количественную оценку разницы результатов Δg_1 и Δg_2 при использовании u_1 и u_2 , соответственно, было сделано более точное сравнение между результатами с использованием смоделированных событий, количество которых многократно превышает количество экспериментальных данных (см. раздел 3.4). Погрешности результатов пол-

ностью скоррелированные, так как они получены для одних и тех же событий. Оценка проведена следующим образом: для каждого из шести полных наборов II–VII¹ построена разница $\Delta g_1 - \Delta g_2$, а её погрешность выбрана пропорциональной погрешности самого Δg_1 (или Δg_2) таким образом, чтобы критерий χ^2 усреднения, делённый на число степеней свободы, был равен 1. Как видно из рис. 5.5, результаты Δg_1 и Δg_2 отличаются меньше, чем на $(0,05 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$. Следует отметить, что результаты Δg_1 и Δg_2 в принципе могут быть чувствительными к разным систематическим эффектам².

Измерение Δg проводилось при разбиении u по интервалам шириной 0,1 в соответствии с максимальным его разрешением (рис. 4.9, в). Исследование на большом количестве смоделированных методом Монте-Карло событий показывает, что результат меняется несущественно ($\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$) при уменьшении ширины разбиения на 0,025.

Посредством моделирования методом Монте-Карло также исследовалось влияние на измерение Δg возможной разницы величины разрешения по u для K^+ и K^- . Из рис. 5.6 видно, что каждый процент разницы между разрешением для K^+ и K^- приводит к увеличению наблюдаемой асимметрии на $0,08 \cdot 10^{-4}$. Так как разница между разрешением по u для K^+ и K^- не превышает 0,1 %, исследуемый эффект мал и им можно пренебречь.

В итоге неопределённость, связанная с вычислением u и его разрешения, консервативно соответствует $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$.

5.4.2 Перетекание энергии между кластерами в LKr

Как уже обсуждалось в 4.3.3 (стр. 88), на этапе отбора событий применены ограничения на минимальное расстояние между кластерами (10 см) и между кластерами и треками на фронтальной поверхности LKr (15 см) для того, чтобы избежать перетекания энергии между кластерами. Первый эффект является зарядово симметричным, а второй может привести к систематическому сдвигу измеренной асимметрии в связи с разницей при взаимодействии π^+ и π^- в LKr и более широкими адронными ливнями.

¹Количество смоделированных событий в полном наборе I примерно равно количеству в экспериментальных данных, тогда как для полных наборов II–VII — превышает ~ 10 раз экспериментальные данные.

²Например, эффекты, связанные с калибровкой спектрометра (см. 5.6.1), должны сказываться сильнее на Δg_2 , чем на Δg_1 .

Индикатором степени перетекания энергии между адронным и фотонным кластерами является «истинная» энергия фотонного кластера, которую можно получить следующим образом:

1. Среди отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов выбираются только события с одним фотонным кластером, для которого есть трек, чья проекция на LKr находится на расстоянии меньше 45 см. Пусть энергия этого кластера будет E^γ , а пион, из распада которого получается этот фотон — π_1^0 (второй нейтральный пион обозначим π_2^0).
2. z -координата вершины распада вычисляется только из фотонной комбинации для π_2^0 по формуле (4.3).
3. Энергия E^γ пересчитывается так, чтобы найденная вершина из фотонной комбинации для π_1^0 совпадала с полученной z -координатой из распада π_2^0 . Энергия E_{true}^γ , для которой выполняется это требование, представляет настоящую энергию кластера, у которого есть находящийся на близком расстоянии адронный кластер.

На рис. 5.7 показана зависимость отношения E^γ/E_{true}^γ от расстояния между фотонным и адронным кластерами. Для расстояния, равного 15 см, эффект перетекания энергии составляет $\sim 3\%$.

Перетекание энергии между фотонными и адронными ливнями изучалось в рамках эксперимента NA48 путём исследования отношения E/p для электронов из K_{e3} -распадов. Коррекции делались следующим образом: «истинная» энергия E_{true} получалась путём умножения измеренной энергии E на величину w , которая зависит от расстояния d между адронным и лептонным (фотонным в случае $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$) кластерами: для $d > 18$ см $w = a_1 - (a_2 e^{-a_3 d} + a_4 e^{-a_5 d})$, а для $d < 18$ см $w = a_6 + a_7 d$, где параметры $a_1 = 1,999$, $a_2 = 0,333$, $a_3 = 0,12$ см $^{-1}$, $a_4 = 1$, $a_5 = 8,04 \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$, $a_6 = 0,952$ и $a_7 = 8 \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$ получаются эмпирически. Применение этих коррекций (коррекции типа «А») для фотонов из $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов приводит к сверхкомпенсации энергии из-за неучтённой энергии адронного кластера.

Для оценки возможной систематической погрешности введены внутренние коррекции (типа «Б»), исходя из зависимости E^γ/E_{true}^γ от d и от импульса ближайшего трека на поверхности LKr (рис. 5.7, б). После коррекций «Б» остаточный эффект перетекания энергии составляет $< 0,2\%$. Изменение результата Δg при применении коррекций составляет $\sim 0,5 \cdot 10^{-4}$, что было принято в качестве систематической неопре-

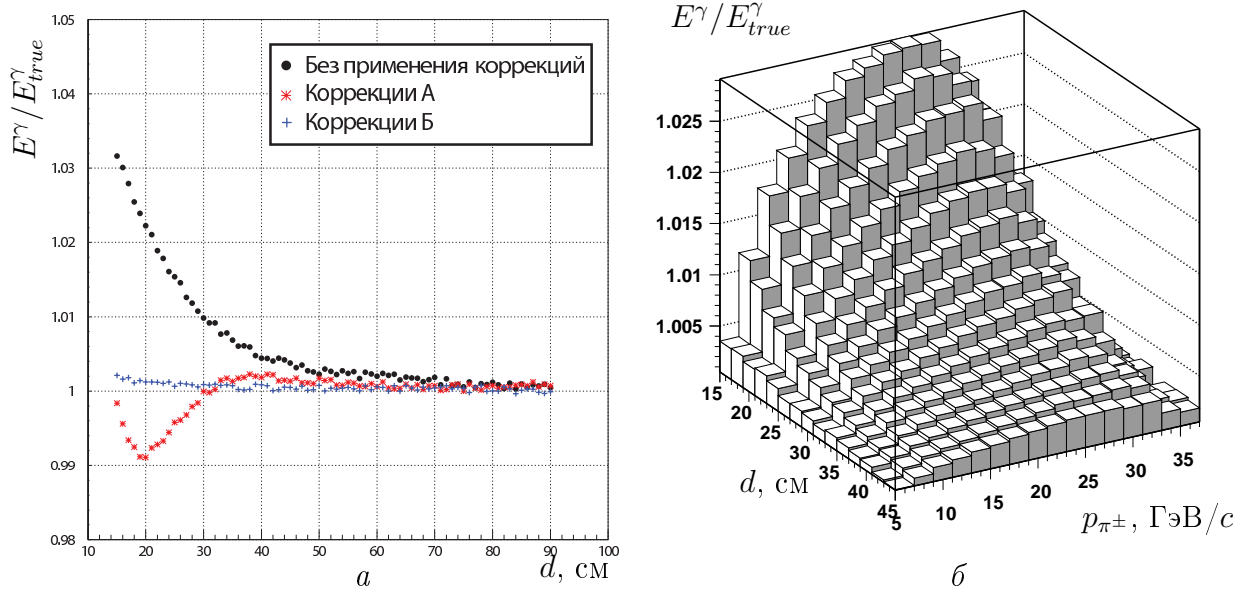


Рис. 5.7: а) Отношение E^γ/E_{true}^γ в зависимости от расстояния между адронным и фотонным кластерами без применения коррекций (круги) и с коррекциями типа «А» и «Б» (звёздочки и крестики соответственно). б) Двухмерную зависимость E^γ/E_{true}^γ от расстояния до ближайшего трека на поверхности ЛКг и его импульса, которая используется для коррекций типа «Б».

делённости из-за перетекания энергии между адронными и фотонными кластерами. Исследован эффект исследован также при изменении минимально допустимого расстояния между фотонным кластером и экстраполированным треком на фронтальной поверхности ЛКг (см. рис. 5.8, а). Хотя отклонение от номинального значения Δg незначительное, систематическая неопределённость $\delta\Delta g = 0,5 \cdot 10^{-4}$ была сохранена как консервативная оценка возможной систематики, поскольку описанные коррекции не применялись на этапе анализа.

Путём варьирования минимально допустимого расстояния между кластерами было показано, что эффект перетекания энергии между кластерами не влияет на измерение асимметрии (см. рис. 5.8, б).

5.4.3 Нелинейность ЛКг

Нелинейность отклика ЛКг изучалась в рамках эксперимента NA48 на электронах из распадов K_{e3} в широком импульсном диапазоне — от ~ 5 ГэВ/с до ~ 100 ГэВ/с. Нелинейность ниже энергии ~ 10 ГэВ после коррекций поддерживалась на уровне $\sim 0,1$ %. Для энергий больше 10 ГэВ исследование показало, что коррекции не существенны. Аппроксимируя их полиномом второй степени $\Delta E = \alpha + \beta E^2$, на распадах $K \rightarrow 2\pi^0$

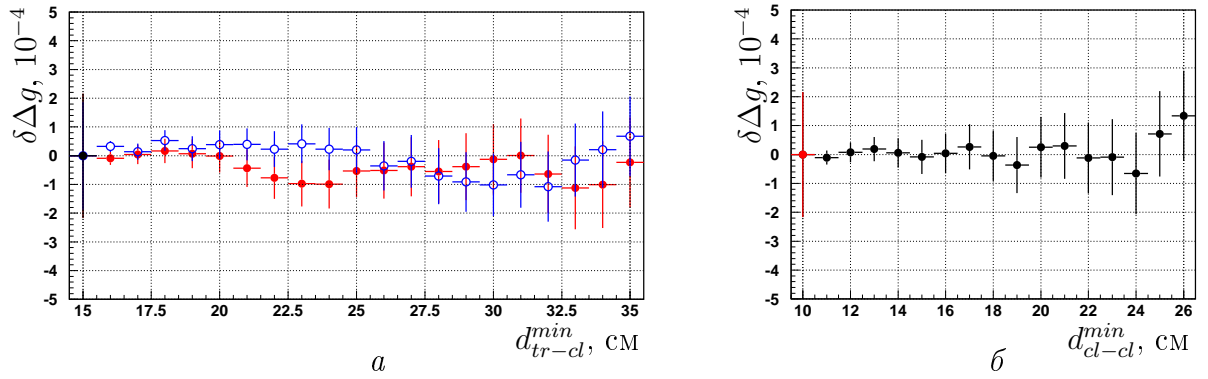


Рис. 5.8: Изменение Δg относительно его номинального значения в зависимости от ограничения на минимально допустимое расстояние между кластерами и проекциями треков на LKr (а) и между кластерами (б). Самая левая точка обеих распределений (при номинальном значении соответствующего ограничения) показана с измеренной статистической ошибкой Δg , а все остальные точки — с некоррелированными ошибками относительно неё.

и $K \rightarrow 3\pi^0$ было показано, что множители α и β совместимы с нулём в рамках неопределённостей измерения ($\alpha = \pm 10$ МэВ, $\beta = \pm 2 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻²).

В процессе анализа $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов на данных 2003 и 2004 гг. была обнаружена остаточная нелинейность, которая компенсировалась применением коррекционной процедуры, использованной для данных эксперимента NA48/1 в 2001 г. Результаты сравнивались с так называемыми «внутренними» коррекциями, сделанными на основе отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий следующим методом:

1. Из $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ выбираются симметричные пары $\pi^0 \pi^0$, для которых величина $x = E_1^\gamma / (E_1^\gamma + E_2^\gamma)$ находится в пределах 0,45—0,55. Здесь E_1^γ и E_2^γ — энергии двух фотонов из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.
2. Определяются более энергетичный и менее энергетичный π^0 с энергиями³, соответственно, E_{large} и E_{small} , $E_{large} > E_{small}$, и вычисляются их массы M_{large} и M_{small} .
3. Для событий, в которых $22 < E_{large} < 26$ ГэВ, строится отношение M_{small}/M_{large} в зависимости от E_{small} . Таким образом проверяется область с высокой нелинейностью при небольших энергиях.
4. Для проверки другой области спектра, выбираются события с $22 < E_{small} < 26$ ГэВ и строится отношение M_{large}/M_{small} в зависимости от E_{large} .

³Суммы энергий соответствующих фотонов.

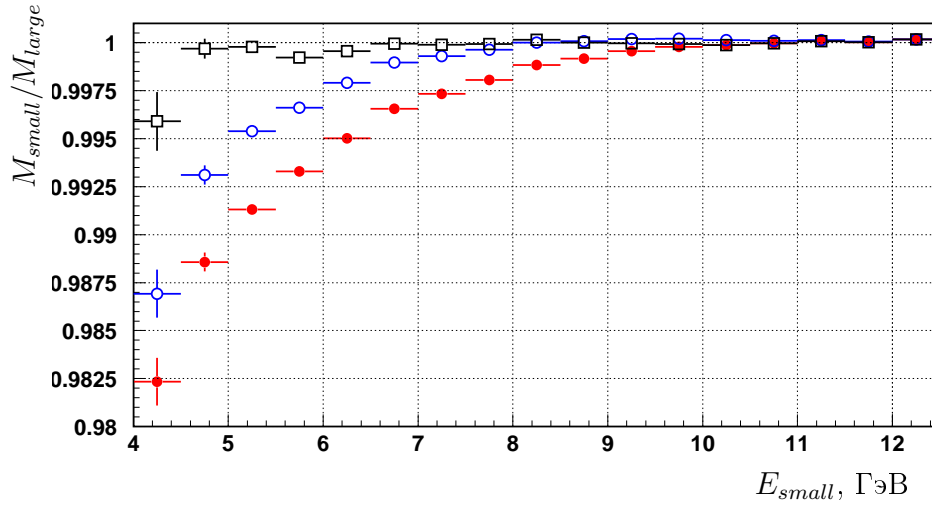


Рис. 5.9: Нелинейность LKr без применения коррекций (\bullet), с коррекциями из эксперимента NA48/1 (\circ) и с «внутренними» коррекциями (\square).

Отношения восстановленных инвариантных масс определяют коррекцию на нелинейность (см. рис. 5.9). Проводя несколько итераций, можно практически полностью скомпенсировать этот эффект. Следует отметить, что дополнительные коррекции на нелинейность оказывают влияние на уже настроенную на уровне реконструкции кластеров энергетическую шкалу.

Эффект нелинейности LKr и его коррекции, в принципе, не могут повлиять на измерение Δg , так как он зарядово симметричен. Так как результаты, полученные разными способами коррекции на нелинейность, отличались не больше, чем на $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$, эта величина была выбрана в качестве консервативной оценки возможного эффекта.

5.4.4 Проекционные коррекции

Электродная структура LKr была построена таким образом, что оси продольной симметрии всех ионизационных ячеек пересекались в точке P (проекционная точка) на пучковой линии на расстоянии 109,98 м перед LKr (рис. 5.10). Первоначально поперечные координаты электромагнитных ливней (x_P) определялись согласно геометрии ячеек на фронтальной поверхности LKr вне зависимости от угла θ , под которым развивается ливень. Очевидно, что для продуктов распада вблизи точки P , определённые таким образом координаты x_P будут близки к координатам x_R настоящего попадания частицы на поверхность LKr. Однако, для частиц, исходящих из точки D , отдалённой от P , необходимо ввести соответствующие коррекции (названные «проекционными») порядка 0,1 см, чтобы

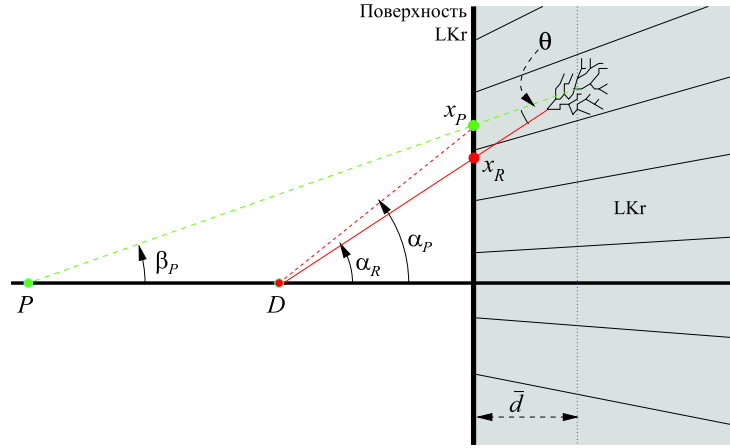


Рис. 5.10: Проекционная структура LKr.

получить реальные координаты попадания частицы на поверхность LKr. Эти коррекции зависят от средней глубины электромагнитного ливня \bar{d} и от расстояния OD между вершиной распада и LKr. Средняя глубина ливня зависит логарифмически от энергии и вычисляется из сравнения координат электромагнитных ливней электронов из K_{e3} -распадов, определённых проективной геометрией LKr, и настоящими точками попадания электронов в LKr. Результаты проверены на смоделированных данных.

Таким образом, истинная точка попадания в LKr имеет координаты

$$x_R \approx x_P + \bar{d}\theta, \quad (5.8)$$

где используется малость угла $\theta \approx \sin \theta \approx \tan \theta$;

$$\theta = \beta_P - \alpha_R \approx -\frac{x_P}{OP} + \frac{x_R}{OD}. \quad (5.9)$$

Углы α_R и β_P обозначены на рис. 5.10. Таким образом, истинная координата x_R вычисляется посредством формулы

$$x_R = x_P \frac{1 + \frac{\bar{d}}{OP}}{1 + \frac{\bar{d}}{OD}} \approx x_P \left(1 + \frac{\bar{d}}{OP} - \frac{\bar{d}}{OD} \right). \quad (5.10)$$

Координата y_R вычисляется аналогичным образом.

Было показано, что «проекционный» эффект не влияет на измерение Δg . Результат, полученный без применения «проекционных» коррекций, отличается от номинального меньше, чем на $0,1 \cdot 10^{-4}$. Влияние этого эффекта также было исследовано посредством изменения положения проекционной точки P .

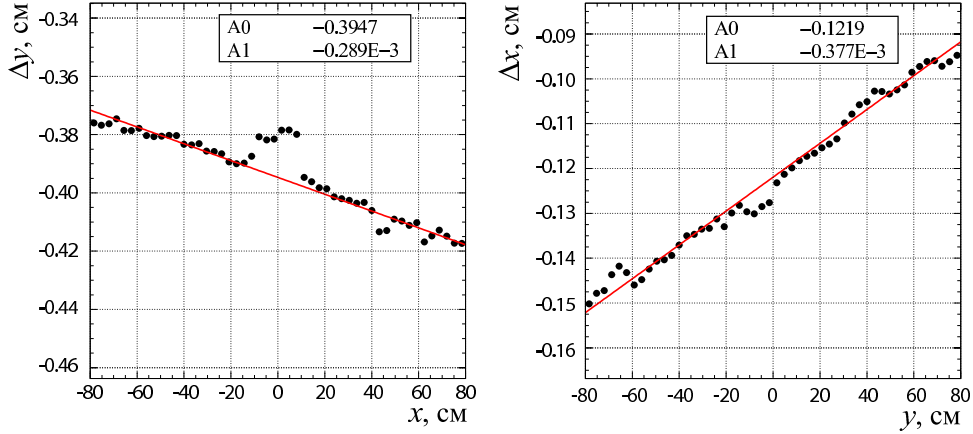


Рис. 5.11: Исследование юстировки LKr и DCH.

5.4.5 Юстировка LKr и DCH

Относительное положение LKr и DCH было зафиксировано в начале сеанса по набору данных и не отслеживалось в реальном времени. Однако, на основе анализа распадов K_{e3}^{\pm} , проводились соответствующие измерения и делались коррекции на поперечные координаты кластеров. Были построены разницы Δx и Δy между поперечными координатами точки попадания электрона на LKr и соответствующего кластера x и y (с учётом глубины ливней). Зависимости $\Delta x(y)$ и $\Delta y(x)$ аппроксимировались следующими функциями, соответственно:

$$\Delta x(y) = \delta x + y\Theta, \quad \Delta y(x) = \delta y - x\Theta, \quad (5.11)$$

где δx и δy — поперечное смещение между LKr и DCH, а Θ — возможный относительный поворот. На рис. 5.11 видны результаты аппроксимации, а средние значения параметров юстировки во время набора данных были достаточно постоянными и равны $\delta x \approx -0,12$ см, $\delta y \approx -0,39$ см, $\Theta \approx 3 \cdot 10^{-4}$ рад для смещения и вращения LKr относительно DCH. Эти значения использовались для юстировки LKr на этапе анализа данных.

Описанный эффект не влияет прямым образом на измерение Δg , так как не меняет угол между двумя π^0 . Он может повлиять косвенно в связи с ограничением на m_K (см. 5.6.5). Было показано, что даже полное отключение коррекций, компенсирующих этот эффект, меняет Δg меньше, чем на $0,1 \cdot 10^{-4}$.

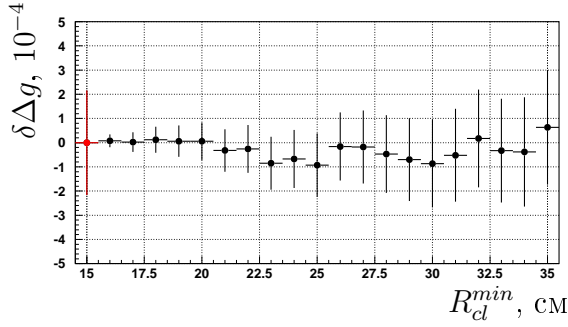


Рис. 5.12: Изменение Δg при разных значениях минимально допустимого расстояния от кластера до оси Oz , относительно номинального значения Δg при $R_{cl}^{min} = 15$ см.

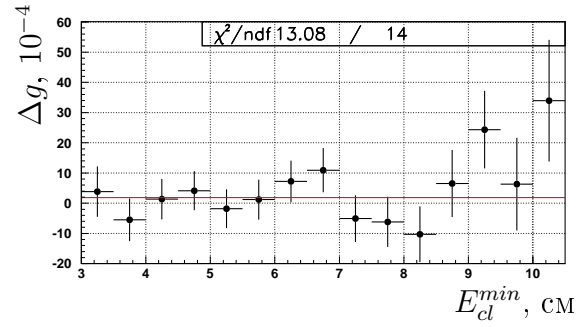


Рис. 5.13: Зависимость Δg от энергии самого низкоэнергетического кластера. Показана аппроксимация константой.

5.4.6 Другие эффекты, связанные с ЛКг

Ошибочная комбинация спаривания фотонов в π^0 происходит обычно в событиях с симметричными фотонами. С помощью моделирования методом Монте-Карло было показано, что количество отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов с ошибочными комбинациями спаривания фотонов не превышает 0,25%. Разница между Δg , полученной для полного набора отобранных смоделированных событий, отличается меньше, чем на $0,1 \cdot 10^{-4}$ от Δg , полученной только для событий с правильными комбинациями фотонов.

Результат Δg не зависит от геометрической эффективности ЛКг. На рис. 5.12 показано изменение Δg по сравнению с номинальным значением, при разных ограничениях на минимально допустимое расстояние от кластера до оси Oz . Самая левая точка (при номинальном ограничении $R_{cl}^{min} = 15$ см) показана с измеренной статистической ошибкой, а все остальные точки — с некоррелированными ошибками относительно неё. Стабильность распределения показывает отсутствие систематического эффекта, связанного с акцептансом ЛКг.

Зависимость Δg от энергии самого низкоэнергетического кластера в π^0 -парах также показывает хорошую стабильность (рис. 5.13).

5.5 Триггерная эффективность

Триггерная схема для регистрации $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов была описана в 2.4.4. Напомним, что триггер второго уровня (МВХ) запускался совпадающими по времени сигналами Q1 (заряженный) и NT-PEAK или

NT-NOPEAK (нейтральный). Каждый из этих сигналов по отдельности исследовался на его влияние на измерение параметра Δg . В принципе, каждый триггерный сигнал может исказить результат, если его неэффективность различается для K^+ и K^- и при этом зависит от переменной u .

Контрольные наборы для измерения неэффективности разных сигналов содержали $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -события, набранные по нейтральным триггерам NT-PEAK и N-MBIAS (см. табл. 2.6). При измерении неэффективности триггера ϵ на основе N контрольных событий, прошедших отбор, из которых в n событиях ответ триггера — отрицательный (при этом $n \gg 1$, $(N - n) \gg 1$), точечная оценка неэффективности $\hat{\epsilon}$ и её ошибка $\delta\hat{\epsilon}$ (то есть половина ширины соответствующего доверительного интервала) вычисляются следующим образом (что соответствует биномиальным ошибкам):

$$\hat{\epsilon} = n/N, \quad \delta\hat{\epsilon} = \sqrt{\hat{\epsilon}(1 - \hat{\epsilon})/N}. \quad (5.12)$$

В некоторых случаях количество событий в контрольных наборах не было достаточным для того, чтобы ограничить соответствующую систематическую неопределённость при измерения Δg с точностью, меньше его статистической ошибки. Это требовало детального анализа источников триггерной неэффективности и проверки их временной стабильности и зарядовой симметрии.

5.5.1 Сигнал Q1

Сигнал Q1 формируется заряженным треком, проходящим через заряженный годоскоп (см. 2.4.1). Его неэффективность (ϵ_{Q1}) исследовалась на основе событий, отобранных по триггерам NT-PEAK ($\sim 6,5 \cdot 10^5$ событий) в 2003 году; NT-PEAK ($\sim 5,5 \cdot 10^4$ событий) и NT-РК-3 ($\sim 2 \cdot 10^7$ событий) в 2004 году. Неэффективность проверялась также с использованием триггера N-MBIAS, но, так как статистика по этому сигналу была заметно меньше, эти данные не использовались при изучении систематических эффектов. Так как все контрольные триггера вырабатываются LK τ и NHOD, они полностью некоррелированы по отношению к Q1.

Временная зависимость ϵ_{Q1} , полученная с помощью разных контрольных триггеров, показана на рис. 5.14, *a* и *б* для 2003 и 2004 гг., соответственно. Номинальное значение ϵ_{Q1} составляет $\sim 0,25$ %.

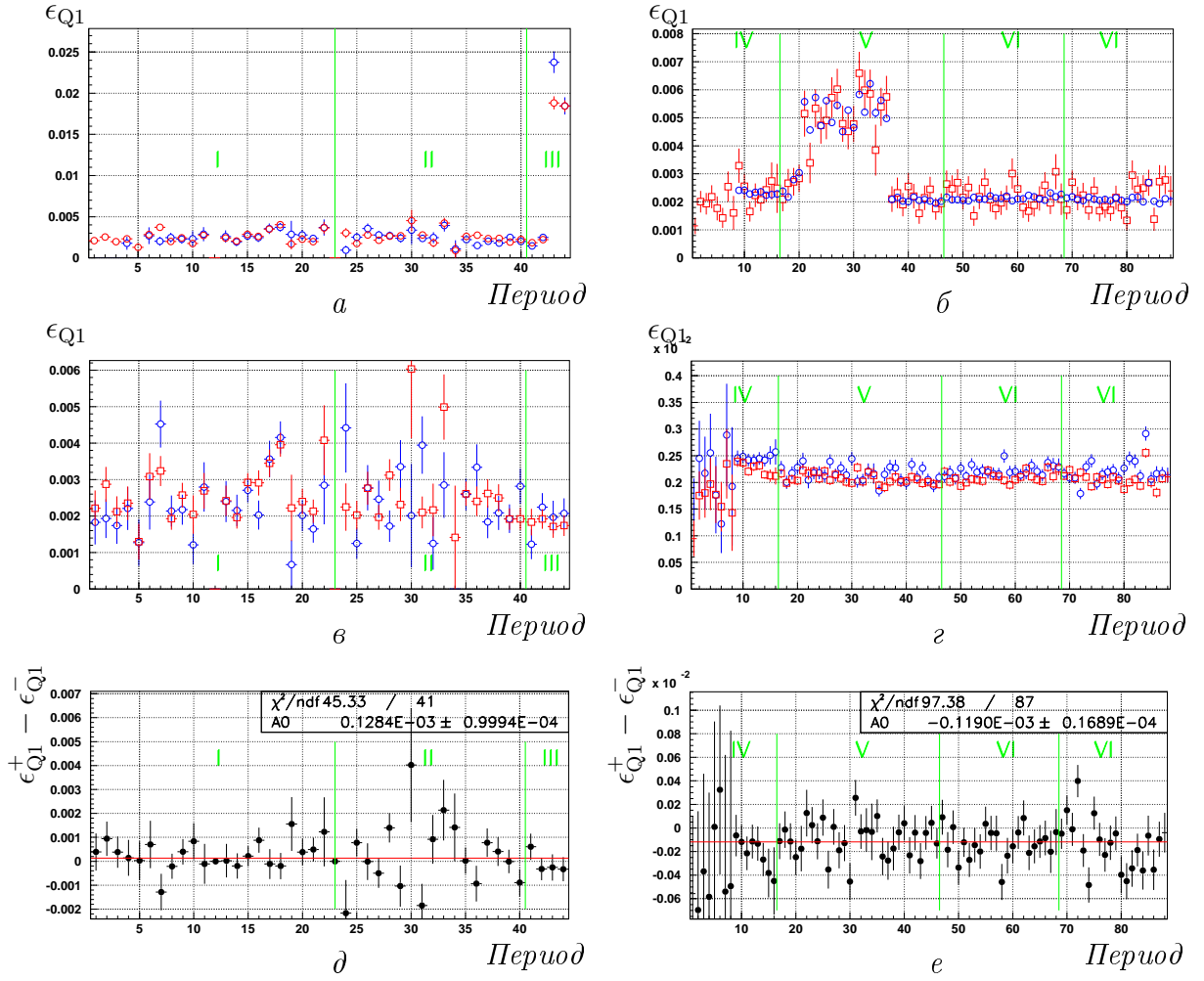


Рис. 5.14: Зависимость неэффективности Q1-сигнала от временного периода: а) для 2003 — с контрольными триггерами NT-PEAK (\square) и N-MBIAS (\circ); б) для 2004 — с NT-PEAK (\square) и NT-PK-3 (\circ); в) и г) — ϵ_{Q1} для K^+ (\square) и K^- (\circ); д) и е) — разность ϵ_{Q1} для K^+ и K^- — аппроксимированная полиномом нулевой степени для 2003 и 2004 гг соответственно.

Симметризация неэффективных каналов годоскопа

Повышенная неэффективность Q1-сигнала во второй половине полного набора данных III и во всё время полного набора V объясняется наличием двух разных годоскопных счётчиков, которые работали с пониженной эффективностью. Как видно из рис. 5.15, а и б, они вносят лево-правую асимметрию на уровне формирования Q1-сигнала. Чтобы восстановить симметрию установки, применялись дополнительные азимутально-симметричные ограничения на поперечные координаты попадания заряженного трека на поверхность годоскопа (x_{tr}^{HOD} и y_{tr}^{HOD}) для целого соответствующего полного набора данных:

- для полного набора III исключались события, для которых $-8 <$

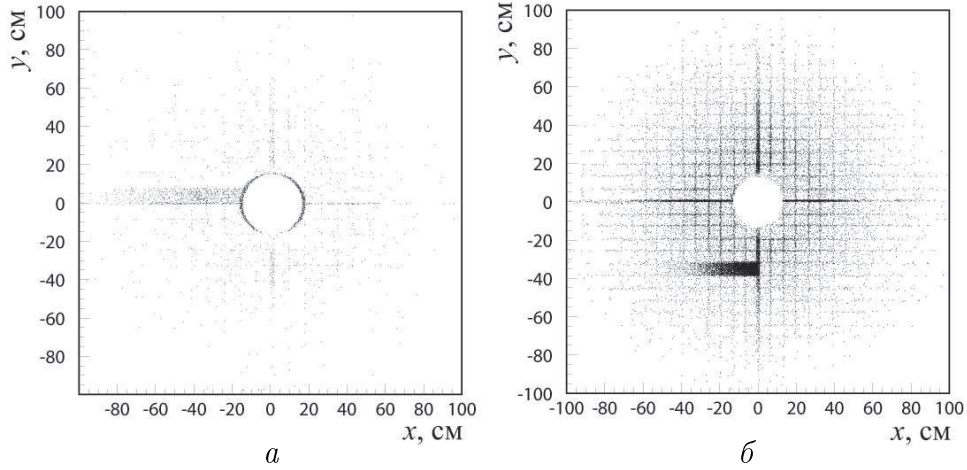


Рис. 5.15: Положение заряженного трека на CHOD для неэффективных событий в полном наборе данных III (а) и V (б).

$$y_{tr}^{HOD} < 1 \text{ см при } x_{tr}^{HOD} > 0 \text{ и } -1 < y_{tr}^{HOD} < 8 \text{ см при } x_{tr}^{HOD} < 0;$$

- для полного набора V исключались события, для которых $31 < y_{tr}^{HOD} < 40$ см при $x_{tr}^{HOD} > 0$ и $-40 < y_{tr}^{HOD} < 31$ см при $x_{tr}^{HOD} < 0$;

Было показано, что неэффективный канал годоскопа не приводит к систематическому изменению результата Δg — измеренные асимметрии при разных геометрических ограничениях отличались в пределах статистической погрешности.

Основные источники неэффективности

После симметризации неэффективных каналов годоскопа, значение ϵ_{Q1} стало постоянным во времени (рис. 5.14, в и г), при этом разница между неэффективностями сигнала для K^+ и K^- также стала постоянной (рис. 5.14, д и е). В табл. 5.5.1 показаны значения ϵ_{Q1} для каждого полного набора данных.

Помимо отдельных неэффективных годоскопных счётчиков, значимыми источниками неэффективности являются щели между годоскопными квадрантами и счётчиками и менее эффективная область годоскопа около пучковой трубы с радиусом ~ 13 см (см. рис. 5.15). Последняя была изолирована радиальными ограничениями на расстояние трека до среднего положения каонного пучка на DCH4, как это описано в 5.6.2. Эти источники неэффективности являются постоянными во времени и, в принципе, не представляют потенциальной опасности для измерения Δg .

Полный набор	Контрольный триггер	Неэффективность Q1(%)	
		K^+	K^-
I	NT-PEAK	0.260 ± 0.009	0.230 ± 0.010
II	NT-PEAK	0.233 ± 0.010	0.226 ± 0.014
III	NT-PEAK	0.183 ± 0.013	0.203 ± 0.019
2003	NT-PEAK	0.239 ± 0.006	0.222 ± 0.008
2003	N-MBIAS	0.206 ± 0.010	0.211 ± 0.013
IV	NT-PEAK и NT-РК-3	0.223 ± 0.003	0.243 ± 0.005
V	NT-РК-3	0.206 ± 0.002	0.215 ± 0.002
VI	NT-РК-3	0.208 ± 0.002	0.221 ± 0.003
VII	NT-РК-3	0.207 ± 0.002	0.219 ± 0.003
2004	NT-PEAK и NT-РК-3	0.208 ± 0.001	0.220 ± 0.001
2004	NT-PEAK	0.197 ± 0.006	0.192 ± 0.008

Таблица 5.4: Неэффективность сигнала Q1 для K^+ и K^- в каждом полном наборе, измеренная на основе оптимального контрольного триггера: NT-PEAK для 2003 г. и начало полного набора IV, и NT-РК-3 для 2004 г. Показана также измеренная неэффективность с помощью альтернативного контрольного триггера, который менее статистически обеспечен: N-MBIAS для 2003 г. и NT-PEAK для 2004 г.

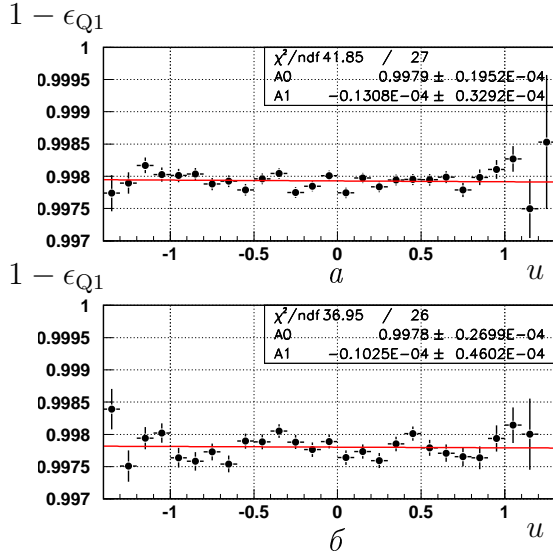


Рис. 5.16: Зависимость эффективности Q1-сигнала от переменной u для K^+ (а) и K^- (б). Показаны аппроксимации линейными функциями, при которых параметр наклона (A1) совместим с нулём.

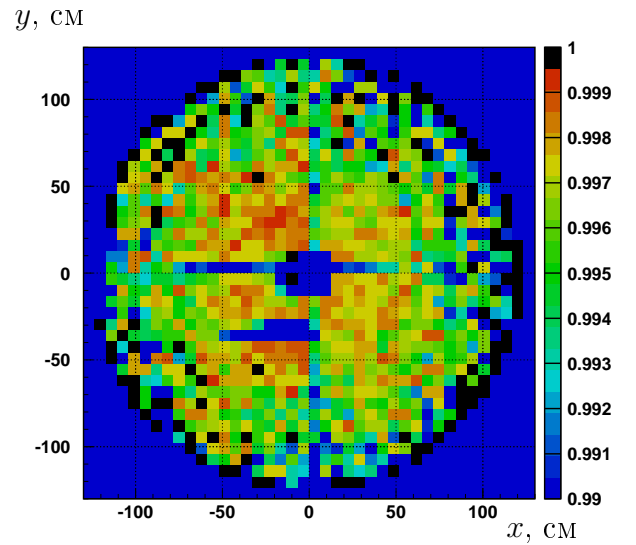


Рис. 5.17: Эффективность Q1-сигнала в зависимости от точки попадания трека на поверхности CHOD для одного периода в полном наборе V. Видны щели между квадрантами и неэффективный канал.

Оценка систематической неопределённости

Напомним, что неэффективность триггера может повлиять на измерение Δg , только если она различается для K^+ и K^- и при этом зависит от переменной u (см. рис. 5.16). Стандартный подход для учёта влияния

Полный набор	$(\Delta g_{\text{cor}} - \Delta g_{\text{raw}}) \cdot 10^4$		
	Q1	NT-(NO)PEAK	MBX
1	2	3	4
I	$0,2 \pm 1,3$	$1,5 \pm 1,0$	$2,4 \pm 6,5$
II	$-1,8 \pm 1,7$	$0,1 \pm 5,3$	$0,9 \pm 7,7$
III	$-0,0 \pm 2,4$	$-7,6 \pm 4,4$	$-3,0 \pm 13,1$
IV	$0,8 \pm 1,6$	$2,0 \pm 4,2$	$-8,1 \pm 6,8$
V	$0,0 \pm 0,3$	$-0,2 \pm 0,4$	$-1,2 \pm 1,3$
VI	$0,3 \pm 0,3$	$-0,0 \pm 0,3$	$-1,3 \pm 1,3$
VII	$0,2 \pm 0,4$	$0,4 \pm 0,4$	$-0,3 \pm 1,3$
2003+2004	$-0,1 \pm 0,5$	$0,3 \pm 0,8$	$-0,7 \pm 1,8$

Таблица 5.5: Консервативные систематические неопределённости из-за неэффективности Q1-сигнала, NT-(NO)PEAK-сигнала и для триггера второго уровня (MBX) для каждого полного набора данных и для комбинированного результата.

Q1-неэффективности состоит в сравнении результата Δg_{raw} , полученного аппроксимацией обычных четверных отношений (3.18) и результата Δg_{cor} , при котором u -спектры в четверном отношении предварительно скорректированы на неэффективность Q1 путём деления на $(1 - \epsilon_{\text{Q1}})$.

Погрешности в скорректированных спектрах рассчитываются из пуассоновских статистических ошибок исходных спектров и биномиальных статистических погрешностей эффективности в каждом интервале по переменной u по правилам переноса ошибок для независимых переменных⁴. За систематическую погрешность из-за неэффективности Q1 в каждом полном наборе данных принимается квадратичная разность погрешностей результатов Δg_{raw} и Δg_{cor} . Определённая таким образом систематическая погрешность имеет статистическую природу и ограничена размером контрольного набора данных для анализа.

В табл. 5.5 (колонка 2) приведены разницы $\Delta g_{\text{cor}} - \Delta g_{\text{raw}}$ и их погрешности для каждого полного набора и для окончательного результата. Полученную систематическую неопределённость $\delta \Delta g = 0,5 \cdot 10^{-4}$ можно значительно уменьшить используя больший набор одотрековых событий, прошедших по следующими триггерами: NT-PEAK, NT-NOPEAK, N-MBIAS или NT-PK-3. Контрольные события выбирались вне зависимости от того, к какому распаду они относятся. Они должны содержать только один заряженный трек, который удовлетворяет следующим усло-

⁴Набор контрольных событий, используемых для измерения эффективности триггера, не используется для измерения собственно асимметрии, поэтому спектры реконструированных событий и спектры эффективностей независимы.

Год	Период	ϵ_{nt} (%)	
		K^+	K^-
2003	1-30	$0,610 \pm 0,005$	$0,613 \pm 0,007$
	31-34	$44,23 \pm 0,113$	$44,204 \pm 0,152$
	35-44	$2,900 \pm 0,017$	$2,897 \pm 0,023$
2004	1-16	$3,287 \pm 0,025$	$3,281 \pm 0,033$
	17-88	$0,027 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$

Таблица 5.6: Неэффективность сигнала NT-(NO)PEAK для K^+ и K^- в разных периодах.

виям:

- расстояние до оси Oz на DCH1 больше 12,5 см, а на DCH4 — больше 13,5 см;
- импульс больше 5 ГэВ/с;
- расстояние наименьшего сближения до оси Oz меньше 5 см;
- точка наименьшего сближения с осью Oz должна иметь продольную координату в интервале $-1800 < z < 8000$ см.

Таким образом, количество контрольных событий увеличивается в ~ 75 раз по сравнению с количеством $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий. Разумеется, события в одотрековом наборе (в основном из распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ и $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$) имеют разные кинематические и геометрические свойства, по сравнению с $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадами. Чтобы правильно учесть влияние эффекта Q1-неэффективности на u -спектр, для каждого периода с определённой комбинацией магнитных полей строилась «карта» ϵ_{Q1} на поверхности заряженного годоскопа, используя одотрековый набор для каждого знака заряда: поверхность CHOD разбивалась на «ячейки» в соответствии с положением каналов, и вычислялась эффективность Q1-сигнала для каждой из них. На следующем этапе выполнялась процедура «взвешивания» согласно координатам попадания заряженного трека из $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -события на CHOD, с использованием в качестве «веса» самой эффективности Q1-сигнала в соответствующей ячейке. С помощью u -спектров отобранных («взвешенных») событий конструировались четверные отношения для каждого полного набора, и вычислялась асимметрия Δg_{cor} . Разница между Δg_{cor} и номинальным значением Δg_{raw} составила $(0, 1 \pm 0, 1) \cdot 10^{-4}$ для 2003 г. и $(0, 2 \pm 0, 1) \cdot 10^{-4}$ для 2004 г. Используя описанный метод, влияние неэффективности Q1-сигнала проверялось на

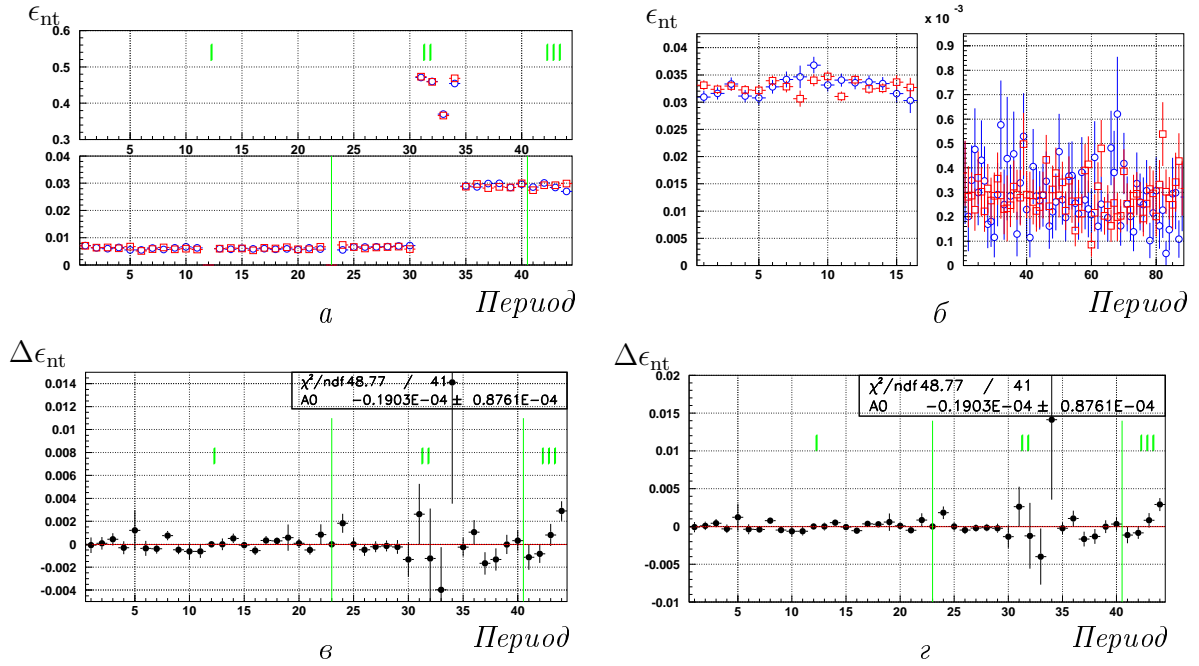


Рис. 5.18: Зависимость неэффективности NT-(NO)PEAK-сигнала от временного периода для 2003 (а) и 2004 гг. (б) (\square — K^+ , \circ — K^-). На рис. б виден эффект добавления сигнала NT-NOPEAK в 2004 году. Разницы ϵ_{nt} для K^+ и K^- стабильна во времени и сопоставима с нулём для 2003 (в) и 2004 (г) гг. Показана аппроксимация полиномом нулевой степени.

смоделированных событиях по методу Монте-Карло, количество которых превышало в ~ 10 раз экспериментальные данные. Разница между Δg_{cor} и Δg_{raw} составила $(0,01 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$.

В итоге, систематическая неопределённость из-за неэффективности сигнала Q1 была принята в виде консервативной оценки как $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$.

5.5.2 Сигнал NT-(NO)PEAK

Неэффективность сигнала

Нейтральный L1-сигнал NT-(NO)PEAK⁵ формируется полностью LKr, так что не ожидается его влияние на измерение асимметрии. Неэффективность этого сигнала (ϵ_{nt}) исследовалась на основе контрольного набора из $\sim 6 \cdot 10^6$ событий, проходящих по сигналу триггера:

$$\text{code0} = (\text{Q1} + \text{Q2}) * [\text{LKr}(\text{MB}) * (\text{Q1}/10)],$$

⁵Напомним, что в середине полного набора V с целью компенсации неэффективности к сигналу NT-PEAK был добавлен сигнал NT-NOPEAK посредством логического «ИЛИ». Для краткости, воспользуемся обозначением NT-(NO)PEAK для «нейтрального» L1 сигнала (до середины полного набора данных V подразумевается сигнал NT-PEAK, а после этого — сигнал NT-PEAK + NT-NOPEAK).

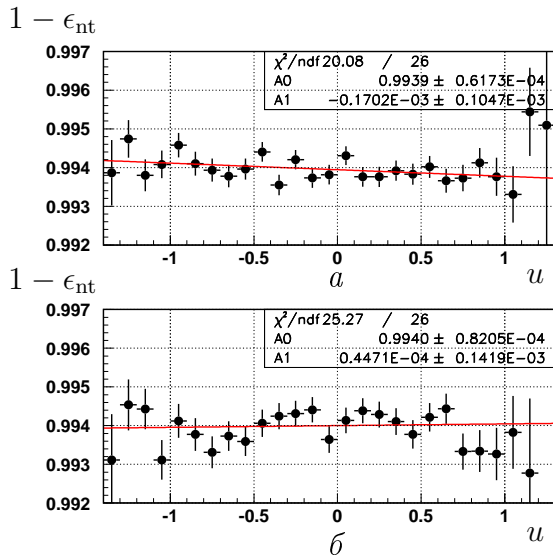


Рис. 5.19: Зависимость неэффективности NT-PEAK-сигнала от переменной u для K^+ (а) и K^- (б). Показаны аппроксимации линейной функцией, при которых параметр наклона (A1) совместим с нулём.

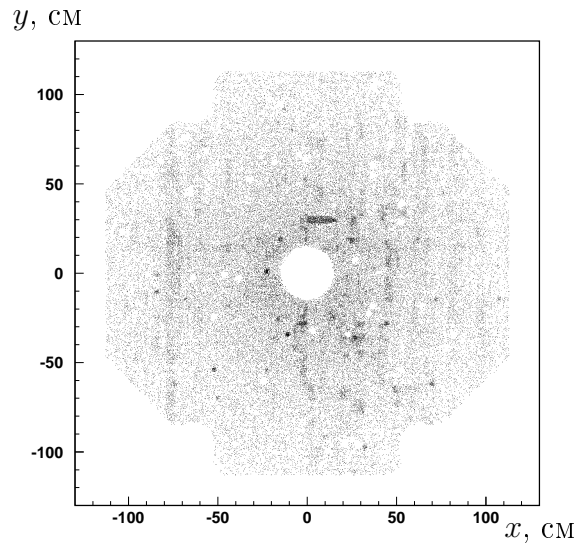


Рис. 5.20: Точки попадания фотонов на поверхности LKr для NT-PEAK-неэффективных событий в *полном наборе I*. Картина размыта из-за наличия четырёх фотонов.

который является альтернативным основному триггеру (Q1+Q2)*NT-(NO)PEAK (см. раздел 2.4.4), и имеющих ответ 1TRK-P триггера второго уровня. Временные зависимости ϵ_{nt} для 2003 (после исключения проблемных NT-PEAK периодов, см. 4.2.3) и 2004 гг. показаны на рис. 5.18, а полученные значения ϵ_{nt} для разных периодов — в табл. 5.5.1. Отметим их особенности:

- В периодах 1-30 в 2003 году сигнал NT-PEAK работал в нормальном режиме с номинальной неэффективностью $\epsilon_{nt} \approx 0,6 \%$.
- Периоды 31-34 в 2003 году соответствуют третьему проблемному NT-PEAK периоду (см. 4.2.3), в котором считались пики только в y -проекции LKr.
- В конце набора данных в 2003 году (периоды 35-44) и в начале 2004 года (периоды 1-16) NT-PEAK работал в нормальном режиме считывания пиков в обеих проекциях, но с пониженной эффективностью ($\epsilon_{nt} \approx 3 \%$). Причины этого обсуждаются ниже.
- После добавления сигнала NT-NOPEAK посредством логического «ИЛИ» к NT-PEAK (периоды 17-88 в 2004 году), неэффективность нейтрального сигнала сильно уменьшилась ($\epsilon_{nt} \approx 0,03 \%$).

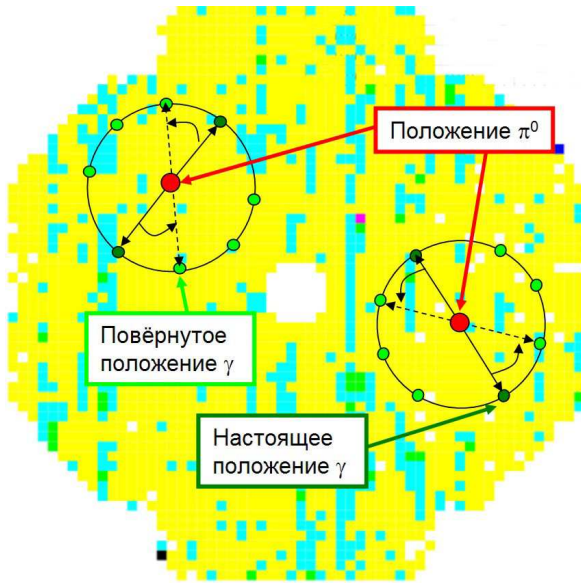


Рис. 5.21: Виртуальное вращение фотонных пар около точки попадания на фронтальной поверхности ЛКг соответствующего π^0 .

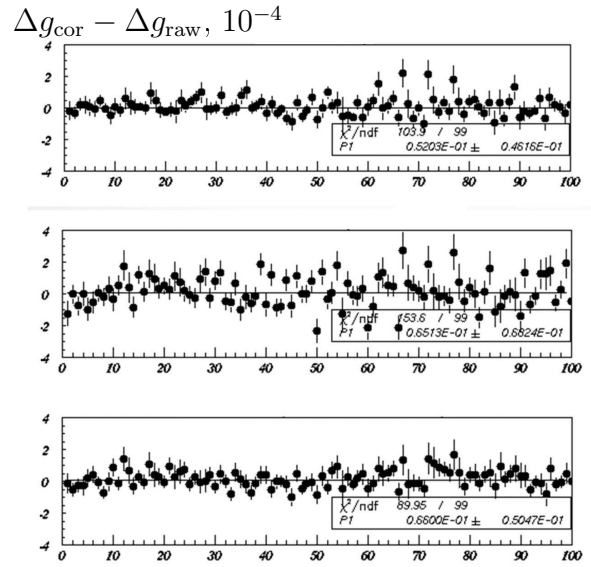


Рис. 5.22: Разница $\Delta g_{\text{cor}} - \Delta g_{\text{raw}}$ для каждого из 100 «ротационных наборов» при разных «картах неэффективности» NT-PEAK: а) номинальная; б) утроенная номинальная; в) номинальная неэффективность с полностью неработающей вертикальной полосой (см. рис. 5.20).

Используя стандартный подход, описанный в 5.5.1, стр. 119, были получены консервативные систематические неопределённости из-за неэффективности сигнала NT-(NO)PEAK для каждого полного набора (см. колонку 3 в табл. 5.5 на стр. 120). В результате ограниченной статистики в контрольном наборе и завышенной неэффективности в определённых периодах, общая систематическая неопределённость получилась одной из самых больших в анализе асимметрии — $\delta\Delta g = 0,8 \cdot 10^{-4}$. Так как разница между Δg_{cor} и Δg_{raw} в данном случае была сопоставима с нулём и не было указаний на зависимость ϵ_{nt} от переменной u для K^+ и K^- (см. рис. 5.19), был проведён анализ зарядовой симметрии источников неэффективности NT-(NO)PEAK сигнала.

Источники неэффективности

Так как в каждом событии имеется не меньше четырёх кластеров, построить зависимость ϵ_{nt} от x - и y -координат в ЛКг затруднительно. Чтобы получить представление о геометрии неэффективности NT-(NO)PEAK, можно построить точки попадания фотонов для событий, в которых сигнал NT-(NO)PEAK не был эффективным. Пример такой «карты» показан

на рис. 5.20 для полного набора данных I. Хотя полученная картина и размыта из-за наличия четырёх точек попадания для каждого неэффективного события, на ней всё-таки видны некоторые более неэффективные области: вертикальная полоса (при $x \approx -75$ см), а также «мёртвые» ячейки. Детальное исследование по полным наборам показало, что эта картина стабильна во времени и, следовательно, она не является источником систематических погрешностей при измерении Δg . Последнее утверждение проверялось на смоделированных событиях путём «взвешивания» в соответствии с «картой неэффективности» NT-PEAK. Использовался специально разработанный метод для увеличения сгенерированной статистики путём ротации взаимного положения каждой двух фотонов около точки попадания соответствующего π^0 (рис. 5.21). При этом величина u по определению сохраняется, так как четырёх-вектор двух π^0 не меняется при взаимной ротации фотонов. Было сделано по 10 ротаций для каждого π^0 , при этом для каждой из них учитывалась геометрическая эффективность LKr. Таким образом было вычислено сырое значение Δg_{raw} и скорректированное в соответствии с неэффективностью NT-PEAK-сигнала значение Δg_{cor} для каждого из $10 \times 10 = 100$ «ротационных наборов». На рис. 5.22 показаны полученные результаты. Видно, что даже увеличение эффекта в 3 раза и добавление полностью неэффективных полос, меняет значения Δg меньше, чем на $0,1 \cdot 10^{-4}$.

Исследование с использованием «сырых» данных показало, что ≈ 30 % из неэффективных по NT-PEAK событий не имеют второго пика в x -проекции из-за двух неработающих считывающих каналов, которые соответствуют вертикальной полосе на рис. 5.20.

Дальнейшее исследование проводилось с целью выяснения причин повышения ϵ_{nt} в конце набора данных в 2003 году после проблемных NT-PEAK периодов. Система поиска пиков (PSS, см. 2.4.2) ищет совпадающие по времени пики в x - и y -проекции LKr, внутри каждого 25 нс интервала (см. начало 2.4), который разбит на 8 подинтервалов. Временное совпадение пиков определяется в 9,375 нс окне (3 подинтервала). Было показано, что дополнительная неэффективность NT-PEAK после проблемных периодов связана с небольшим временным сдвигом (несколько нс) y -проекций относительно базового 25 нс интервала. Это подтверждается зависимостью ϵ_{nt} от среднего времени фотонов (см. рис. 5.23). Влияние этого эффекта на измерение Δg , хотя и он, очевидно, зарядово симметричен, проверялось дополнительно: на рис. 5.24 показана зависимость измеренного Δg от среднего времени фотонов. Аппроксимация констан-

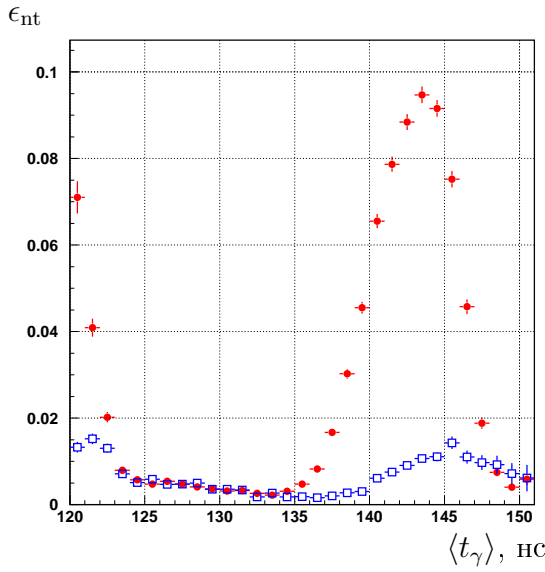


Рис. 5.23: Зависимость ϵ_{nt} от среднего времени четырёх фотонов для полного набора I (\square) и III (\bullet). Видно, что эффект временного сдвига наблюдался также до начала проблемных NT-PEAK периодов, но в меньшей степени.

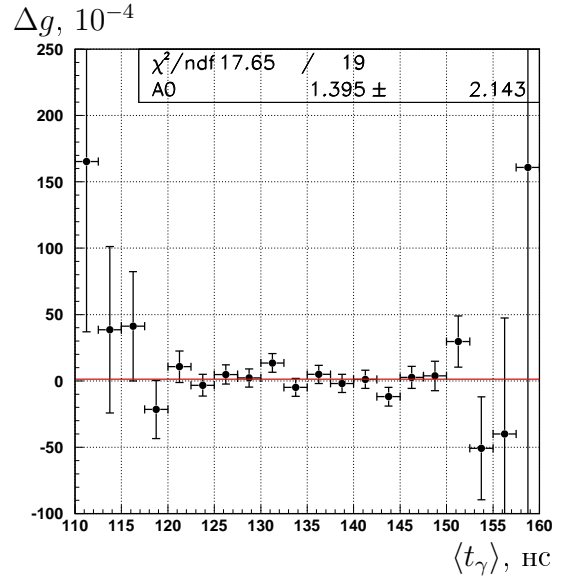


Рис. 5.24: Зависимость Δg от среднего времени четырёх фотонов. Показана аппроксимация линейной функции.

той показывает хорошую стабильность.

В итоге, не было обнаружено значимого влияния неэффективности нейтрального триггерного сигнала на измерение Δg .

5.5.3 Триггер второго уровня (MBX)

Организация работы триггера второго уровня (MBX) была кратко описана в 2.4.1 (стр. 56), а сигналы для запуска в режиме набора $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -событий приведены на стр. 63. Так как полный алгоритм MBX достаточно сложен, ограничимся здесь более подробным описанием алгоритма только в одотрековом режиме — так называемым 1TRK-P-алгоритмом.

Алгоритм 1TRK-P

На первом этапе вычисляются координаты пространственных точек попадания треков в камеры DCH1 и DCH2 (см. стр. 58). Добавляется также «мнимая» пространственная точка с координатами $(0; 0)$, соответствующая средней траектории прохождения каона через плоскость камеры. Вычисляется расстояние наименьшего сближения реального (пионного) и «мнимого» трека. Если оно не превышает 5 см, то значение

вспомогательного триггерного бита, названного ZFAKE, меняется с 0 на 1, и работа алгоритма продолжается.

На следующем этапе вычисляются координаты пространственных точек в камере DCH4, и добавляется мнимая точка с координатами $(\pm 1, 98 \text{ см}; 0)$, соответствующая каону с импульсом $60 \text{ ГэВ}/c$, прошедшему поле спектрометрического магнита. Одна из основных задач MBX в 1TRK-Р-режиме — отделить исследуемые $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распады от конкурирующих $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ -распадов. Такое разделение осуществляется благодаря разной энергии заряженного пиона в системе покоя каона ($E_{\pi^\pm}^*$). Для $K_{3\pi}$ -распадов значение $E_{\pi^\pm}^*$ находится в интервале $140 \text{ МэВ} < E_{\pi^\pm}^* < 193 \text{ МэВ}$, а для $K_{2\pi}$ оно составляет $E_{\pi^\pm}^* = 248 \text{ МэВ}$. Алгоритм 1TRK-Р основан на вычислении «мнимой» массы

$$M_{FAKE} = \sqrt{M_{K\pi}^2 - m_K^2 - m_\pi^2} = \sqrt{2m_K E_{\pi^\pm}^*}, \quad (5.13)$$

где $M_{K\pi}^2 = m_K^2 + m_\pi^2 + 2m_K E_{\pi^\pm}^*$ — квадрат эффективной массы пиона и воображаемого каона с импульсом $60 \text{ ГэВ}/c$, движущегося вдоль оси Oz . Кинематически для $K_{3\pi}$ верхняя граница M_{FAKE} составляет $436 \text{ МэВ}/c^2$. Ограничение, используемое триггером: $M_{FAKE} < 475 \text{ МэВ}/c^2$. Если событие удовлетворяет данному требованию, то значение 1 устанавливается во вспомогательном бите, названном MFAKE, и ставится триггерное слово второго уровня 1TRK-Р, по которому отбирались $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -события для анализа. Напомним, что количество событий по этому триггеру за цикл ускорителя составляло $14,5 \cdot 10^3$.

Временные зависимости неэффективности MBX

Неэффективность MBX (ϵ_{MBX}) исследовалась с помощью контрольного триггера NT-PEAK и NT-PK-3. На рис. 5.25, а и б, показана зависимость ϵ_{MBX} от времени для K^+ и K^- . Показано, что ϵ_{MBX} непостоянна во времени и колеблется в диапазоне 4–6 % для 2003 года, за исключением середины полного набора данных I, где она достигает 9 %; в 2004 году неэффективность находится на уровне ~ 4 %, за исключением полного набора V, где она на 1,5 % больше. Источники неэффективности обсуждаются ниже. Рис. 5.25, в и г, показывают зависимости разницы $\Delta\epsilon_{MBX} = \epsilon_{MBX}^+ - \epsilon_{MBX}^-$ для K^+ и K^- . Видна чёткая зависимость от полярности в спектрометрическом магните, которая обусловлена акспетансом заряженного трека. Следует отметить, что хотя разница $\Delta\epsilon_{MBX}$ и отличается на 0,4 % для разных полярностей в магните, её среднее значение

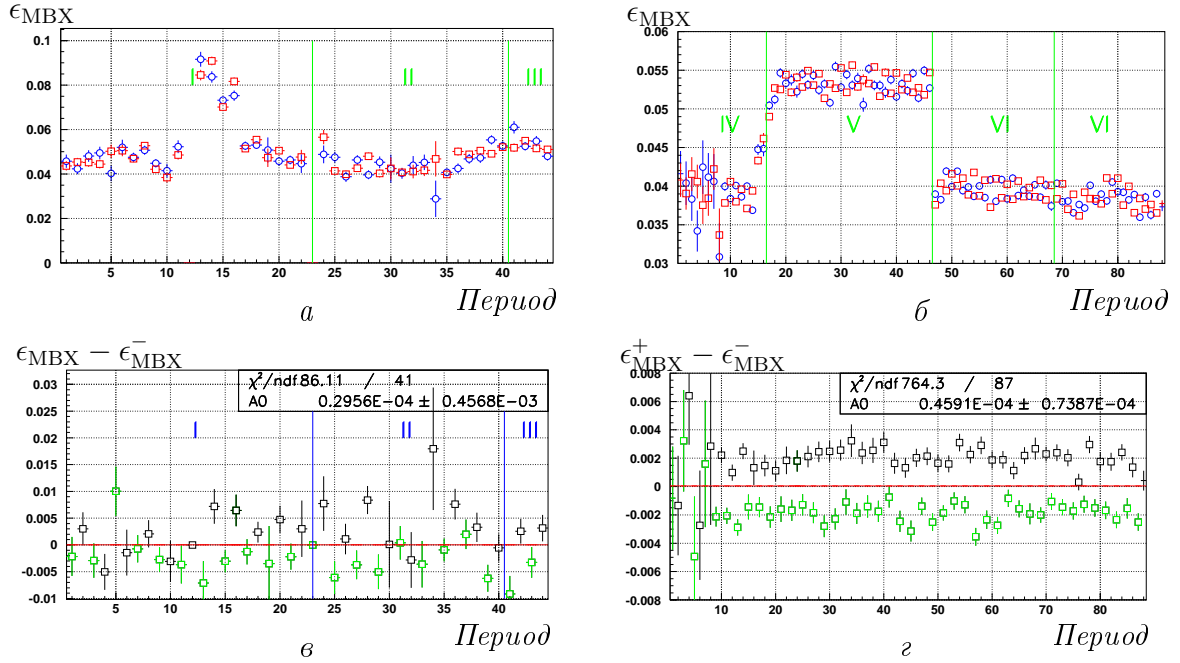


Рис. 5.25: Зависимость неэффективности MBX от временного периода для 2003 (а) и 2004 гг. (б) (\square — K^+ , \circ — K^-). Разница ϵ_{MBX} для K^+ и K^- (v — для 2003 году и z — для 2004 году) показана разным цветом для положительной и отрицательной полярности поля в спектрометрическом магните. Также показаны результаты аппроксимации константой.

в течение набора данных совместимо с нулём для 2003 и 2004 гг.

Оценить влияние ϵ_{MBX} на измерение Δg , используя стандартный метод (см. стр. 119), привело к систематической неопределённости, сопоставимой со статистической ошибкой Δg : $\Delta g_{\text{cor}} - \Delta g_{\text{raw}} = (-0.7 \pm 1.8) \cdot 10^{-4}$ (см. табл. 5.5, колонка 4). Неопределённость ограничена статистикой в контрольном наборе для оценки ϵ_{MBX} . Дальнейшее уменьшение неопределённости проводилось посредством моделирования источников неэффективности MBX.

Источники неэффективности

Основные источники неэффективности MBX можно разделить на две группы: геометрические и временные.

Неэффективность проволок в ДСН является одним из основных источников геометрической неэффективности MBX. На рис. 5.26 показано положение попадания заряженного трека на ДСН4 для MBX-неэффективных событий, набранных до начала полного набора данных IV в 2004 году⁶. Видно, что для таких событий положения треков сконцентриро-

⁶Этот период был исключён из анализа в связи с постоянно высокой ($\sim 9\%$) неэффективностью MBX и неэффективно работающим каналом годоскопа, что привело к появлению заметных

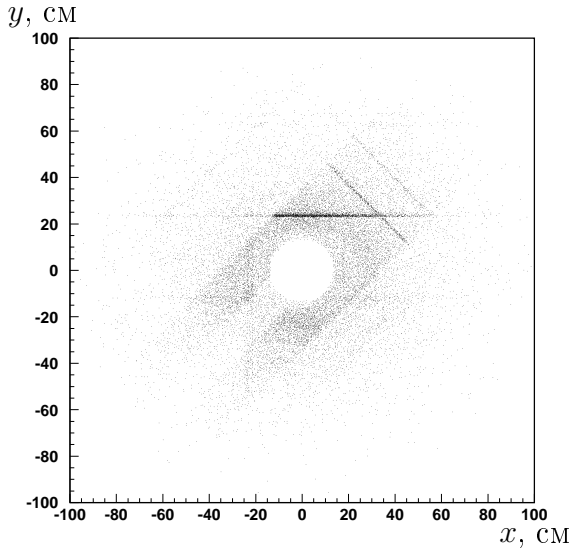


Рис. 5.26: Точки попадания треков из MBX-неэффективных событий на DCH4 до начала полного набора данных IV.

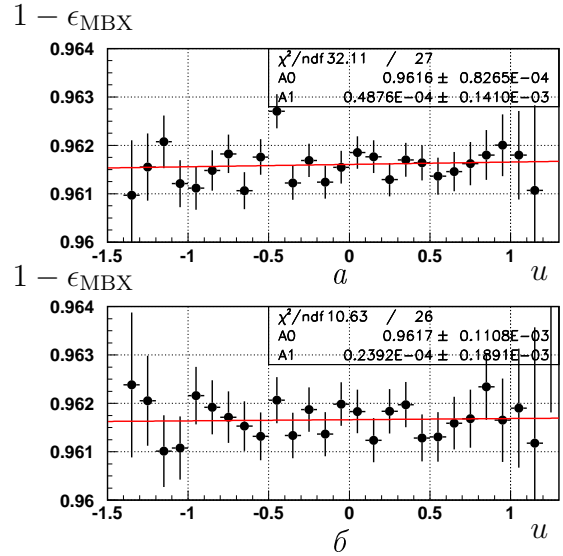


Рис. 5.27: Зависимость неэффективности MBX от переменной u для K^+ (а) и K^- (б). Показано отсутствие наклона при аппроксимации линейной функции.

ваны на определённых неэффективно работающих полосах проволок в DCH. Это приводит к потере пространственных точек и, в результате — к неэффективности MBX.

Переполнение буфера хранения хитов в DCH также является источником неэффективности MBX геометрического типа. В случае, если в данной плоскости DCH получено больше 16 хитов, это указывается в специальном бите OVERFLOW. Такое обычно происходит при фотонной конверсии в пучковой трубе в области спектрометра. Соответствующие события дают множество хитов в DCH и затрудняют правильную работу MBX.

Источником геометрической неэффективности является ограничение на расстояние наименьшего сближения до оси Oz , $R_{CDA} < 5$ см, и требование, чтобы точка наименьшего сближения находилась в распадном объёме. Так как on-line реконструкция вершины распада имеет худшее разрешение, чем при анализе данных, то возможна потеря событий из-за этого эффекта. Разрешение M_{FAKE} также отличается между on-line и off-line реконструкциями, что приводит к дополнительной неэффективности.

К временным источникам неэффективности относятся: «мёртвое время» MBX, замедленный ответ MBX и синхронизация с Q1-сигналом. Персистентных эффектов.

вые два источника имеют незначительный вклад в общей неэффективность. Что касается синхронизации сигнала, напомним, что триггерное время определяется Q1-сигналом на первом уровне. В момент прохождения пиона через СНОД формируется сигнал Q1 и временная метка длиной 25 нс, которая используется для идентификации события. Мёртвое время Q1-сигнала составляет ~ 30 нс в основном из-за мёртвого времени дискриминаторов в системе считывания данных. Используя опорный Q1-сигнал открывается 40 нс окно, в котором MBX вычисляет информацию, необходимую для on-line алгоритма. Если случайная частица даёт сигнал в СНОД на 25 нс раньше пиона из каонного распада, то временная метка и опорное время ставятся в соответствии с первой частицей. Если заряженный пион попадает в СНОД в мёртвое время сигнала Q1 или во временную метку, определённую случайной частицей, анализ события в MBX становится невозможным. Опорное время используется АВ-картами для вычисления координат хитов. Если это время «ошибочное», то координаты прохождения интересующего нас пиона не восстанавливаются, что приводит к неэффективности MBX. Временными эффектами объясняется повышенная неэффективность MBX в полном наборе V по сравнению с остальными.

Количественно источники неэффективности MBX оценивались с помощью off-line симуляции алгоритма MBX при использовании «сырых» данных.

Off-line симуляция алгоритма MBX

Используя «сырые» события можно проделать off-line симуляцию алгоритма MBX и сравнить его с on-line ответом. На первом этапе считывается информация о прохождении частиц в DCH. Функция построения координат пространственных точек при использовании АВ-карт в режиме on-line выполняется специально разработанной программой. Далее используются те же самые программные коды, которые применялись для on-line реконструкции вершины распада, вычисления M_{FAKE} и т.д. Однако, симуляция временных эффектов делается частично, так как затруднено повторение настоящих рабочих условий MBX (частота случайных частиц, частота считывания данных, загрузка MBX, его «мёртвое время» и т.д.). В этом смысле, off-line симуляция является в основном симуляцией геометрической доли неэффективности MBX.

Для анализа были выбраны ~ 8000 циклов, в которых было найдено

Источник неэффективности	«Сырые» данные (on-line ответ)	Смоделированные события (off-line ответ)
1	2	3
Нет пространственных точек в DCH1	40,0 %	41,7 %
Нет пространственных точек в DCH2	13,6 %	20,7 %
ZFAKE=0	12,5 %	10,4 %
Нет пространственных точек в DCH4	20,4 %	26,2 %
MFAKE=0	13,5 %	1,0 %

Таблица 5.7: Источники геометрической неэффективности MBX для «сырых» данных и для моделированных методом Монте-Карло событий.

6890 событий⁷ с отрицательным ответом off-line симуляции MBX. После исключения событий с переполнением буфера (активный OVERFLOW бит), осталось 6336 событий (уменьшение на $\sim 8\%$), для которых проверялся on-line ответ MBX алгоритма. Для $\sim 25,4\%$ из off-line неэффективных событий on-line ответ MBX был положительным, что связано с временными эффектами Q1-сигнала и с разницей в разрешении переменных в двух режимах. Источники неэффективности оставшихся $\sim 75,6\%$ событий приведены в табл. 5.7, колонка 2. Видно, что основной вклад в неэффективность MBX даёт неэффективность проволок в DCH.

Основная доля событий с битом ZFAKE = 0 ($\sim 72\%$ из них) имеет $R_{CDA} > 5$ см, как видно из рис. 5.28. Примерно половина событий с ZFAKE = 0 и $R_{CDA} < 5$ см имеет реконструированную вершину вне распадного объёма. Остальные события можно объяснить наличием случайной частицы, которая генерирует Q1-сигнал < 25 нс до основного события. Распределение по количеству хитов в DCH1 и DCH2 для таких событий имеет второй пик для $N_{hit} = 16$, что соответствует второму треку (см. рис. 5.29). Второй трек не восстанавливается, так как на уровне реконструкции исключаются треки частиц, которые рождаются вне распадного объёма. Большинство таких квазипараллельных треков является мюонами из гало каонного пучка.

Что касается $\sim 13,5\%$ событий, для которых бит MFAKE = 0, это объясняется худшим разрешением по переменной M_{FAKE} в on-line реконструкции по сравнению с off-line.

⁷Быстрота чтения и обработки «сырых» данных ограничила исследуемый объём статистики.

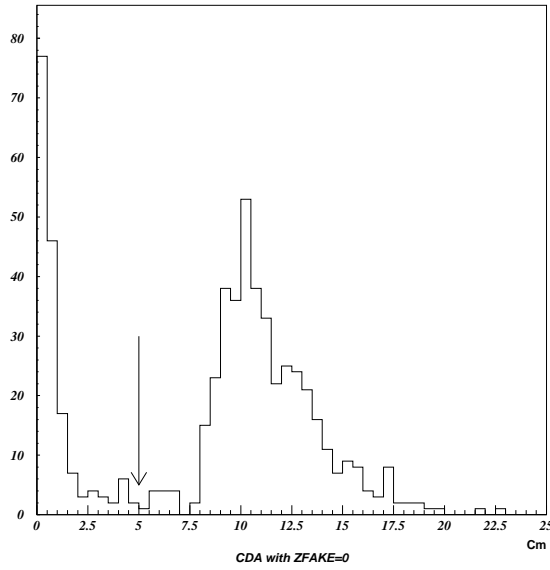


Рис. 5.28: Распределение по R_{CDA} для ZFAKE-неэффективных событий. Стрелкой показано ограничение в алгоритме MBX.

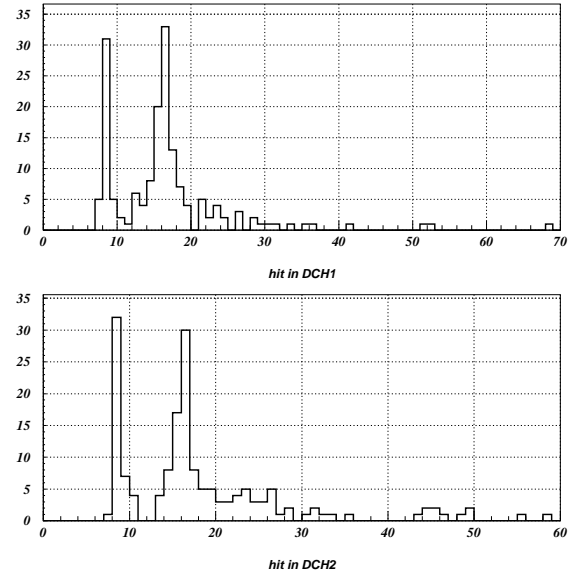


Рис. 5.29: Распределение по количеству хитов в DCH1 и DCH2 для событий с $R_{CDA} < 5$ см и ZFAKE = 0.

Влияние ϵ_{MBX} на измерение Δg

Геометрическая неэффективность MBX может вносить систематический вклад при измерении Δg , если она нестабильна во времени (рис. 5.25) и зависит от переменной u (рис. 5.27). Для получения оценки этого влияния применялся off-line алгоритм MBX на большом объёме симулированных событий методом Монте-Карло. Основной, потенциально опасный для измерения Δg , источник систематики — неэффективность проволок DCH, также тщательно моделировался. В табл. 5.7, столбец 3, приведены источники неэффективности MBX-алгоритма для смоделированных событий. Следует отметить качественно хорошее согласие между работой алгоритма на «сырых» и смоделированных событиях. Большая разница между количеством неэффективных событий из-за ограничения по M_{FAKE} , как уже отмечалось, объясняется разным разрешением по этой переменной при on-line и off-line реконструкции. Разница ($\sim 12,5\%$) перераспределяется между остальными источниками неэффективности. Моделирование не учитывало временные источники неэффективности MBX.

Чтобы убедиться в правильном моделировании ϵ_{MBX} , она сравнивалась с соответствующей геометрической компонентой ϵ_{MBX} на экспериментальных данных. Последняя извлекалась применением специфиче-

Требование	δN_{contr}	$\delta \epsilon_{MBX}$	δN	$\delta \Delta g$ в 10^{-4}
Нет переполнения буфера (OVERFLOW=0)	-0,9 %	-8,2 %	-0,6 %	$0,3 \pm 0,2$
Совпадение по времени сигналов Q1 и NT-PEAK	-16,2 %	-15,4 %	-0,1 %	$0,0 \pm 0,1$
Нет случайных одновременных событий	-7,6 %	-15,6 %	-7,2 %	$0,0 \pm 0,6$

Таблица 5.8: Требования, наложенные на контрольные события для выделения геометрической неэффективности MBX: δN_{contr} — уменьшение контрольного набора; $\delta \epsilon_{MBX}$ — эффект на неэффективности MBX. Также приведено влияние этих требований на измерение Δg : $\delta \Delta g$ показывает изменение асимметрии при применении соответствующего ограничения, δN — изменение в количество отобранных событий.

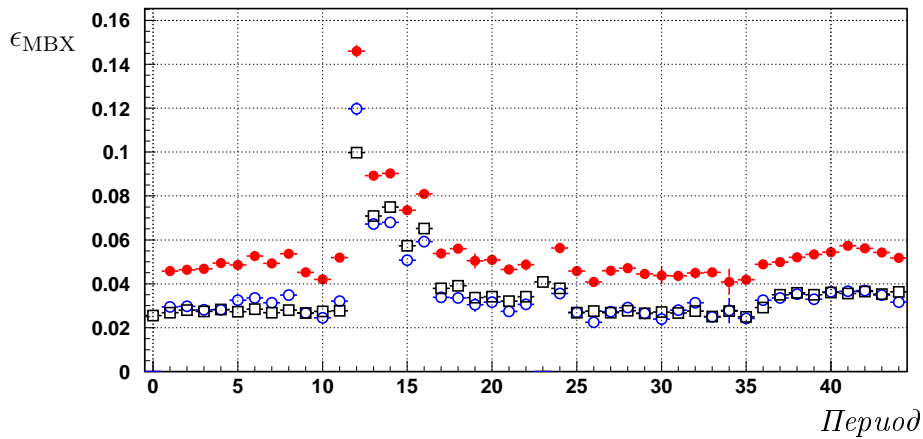


Рис. 5.30: Зависимости от времени полной ϵ_{MBX} для 2003 г. в данных (●), её геометрической компоненты (○) и моделированная геометрическая ϵ_{MBX} (□). Период 12 был исключён из анализа в связи с высокой неэффективностью.

ских требований на контрольном наборе, которые в значительной степени ограничивают временную компоненту. Описание требований и влияние на неэффективность MBX приведено в табл. 5.8 для 2003 года.

На рис. 5.30 показано сравнение между полной неэффективностью MBX, её геометрической компонентой и смоделированной геометрической неэффективностью MBX для 2003 года. Видно хорошее согласие между последними двумя распределениями, что позволяет более точно определить систематическую неопределённость. Сравнивая Δg для смоделированных событий, для которых симуляция MBX дала положительный ответ, с Δg для полного набора, было получена разница $(0,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$, что соответствует только геометрической неэффективности MBX. Чтобы получить окончательную систематическую неопределённость, квадратически добавлялись неопределённости из-за пере-

полнения буфера и одновременности NT-PEAK- и Q1-сигналов, которые приведены в табл. 5.8.

Общая систематическая неопределённость для 2003 и 2004 гг. составляет $\delta\Delta g = 0,3 \cdot 10^{-4}$.

5.6 Другие систематические неопределённости

5.6.1 Калибровка магнитного спектрометра

В ходе анализа распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, которые полностью реконструируются на основе информации с магнитного спектрометра, было обнаружено два потенциально зарядово несимметричных эффекта, вызванных отклонениями калибровки спектрометра от номинала: отклонения поперечных положений камер магнитного спектрометра и отклонение интеграла магнитного поля анализирующего магнита от номинального.

Поперечные положения камер

Геометрическая юстировка поперечных положений камер магнитного спектрометра и отдельных проволок с точностью около 30 мкм осуществлялась на основании данных специальных мюонных сеансов с выключенным магнитным полем в спектрометре, проводимых приблизительно раз в 2–4 недели. Однако, при этом оставалась неучтённой вариация относительных поперечных положений камер в меньшем масштабе времени. Можно показать, что сдвиг одной из дрейфовых камер вдоль оси Ox приводит при фиксированной полярности спектрометрического магнита к зарядово-несимметричному искажению восстановленных импульсов треков. Таким образом, эффекты вариации отклонения геометрии во времени не сокращаются в четверном отношении $R_Q(u)$, а в связи с одновременным набором K^+ - и K^- -распадов, с высокой точностью сокращаются в контрольном отношении $R_{SJ}(u)$.

Интеграл магнитного поля

Интеграл магнитного поля спектрометрического магнита известен с точностью $\Delta I/I \sim 10^{-3}$. Эта неточность приводит к искажению энергетической шкалы спектрометра и, следовательно, кинематики события.

Можно показать, что вариации интеграла магнитного поля, происходящие, главным образом, вследствие неточного инвертирования поля, существенно сказываются на контрольном отношении $R_{SJ}(u)$ и с высокой точностью сокращаются в четверном отношении $R_Q(u)$ благодаря одновременности положительного и отрицательного пучков.

Процедура калибровки

Для каждого отдельного цикла SPS были введены коррекции к импульсам треков, учитывающие оба описанных выше эффекта. Вид коррекций был получен в предположениях, что наблюдаемые малые искажения геометрии спектрометра сводятся к сдвигу камеры DCH4 вдоль оси Ox , а искажения магнитного поля сводятся к умножению напряженности поля на один и тот же масштабный множитель во всех точках. В этой модели корректируются только модули импульсов треков, но не их направления и положения⁸, и скорректированный импульс трека P' выражается через измеренный импульс P следующим образом:

$$P' = P \cdot (1 - \beta) \cdot (1 - qb\alpha P). \quad (5.14)$$

Здесь q — знак трека, b — знак магнитного поля, а α и β — коэффициенты коррекции на положение DCH4 и интеграл поля, соответственно, которые вычисляются отдельно для каждого периода на основе самих данных. Коррекция на положения камер получила название α -коррекции, а коррекция на интеграл магнитного поля — β -коррекции.

Коррекции α и β определялись на основе средних измеренных масс положительного и отрицательного каона M_{K^+} и M_{K^-} . Из них можно построить две ортогональные комбинации: разницу масс и отличие средней массы от номинальной

$$\Delta M_{\pm} = M_{K^+} - M_{K^-}, \quad \Delta M_{PDG} = \frac{M_{K^+} + M_{K^-}}{2} - M_{PDG}. \quad (5.15)$$

Связь между разностями масс и α и β коррекциями выражается следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Delta M_{\pm}/\alpha &= 1,75 \cdot 10^6 \text{ кэВ/ГэВ}^{-1} \times b; \\ \Delta M_{PDG}/\beta &= 0,1046 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

В первом из этих выражений отражён тот факт, что эффект геометрии спектрометра на измеренные массы каона меняет знак при изменении знака магнитного поля. В терминах сдвига вдоль оси Ox четвёртой

⁸Геометрия треков полностью определяется пространственными точками в камерах до магнита.

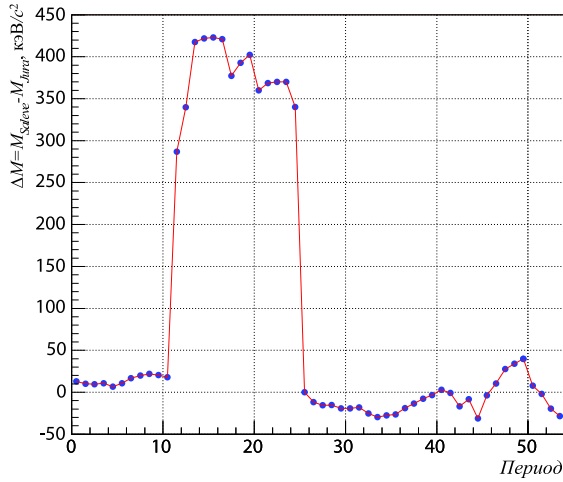


Рис. 5.31: Зависимость от времени разницы средних восстановленных масс K^+ и K^- с учётом знака поля магнита $b \times (M_{K^+} - M_{K^-})$ в 2003 г. Эта величина пропорциональна эффективному поперечному сдвигу одной из дрейфовых камер. Одна точка соответствует периоду с фиксированной конфигурацией магнитных полей (*период*).

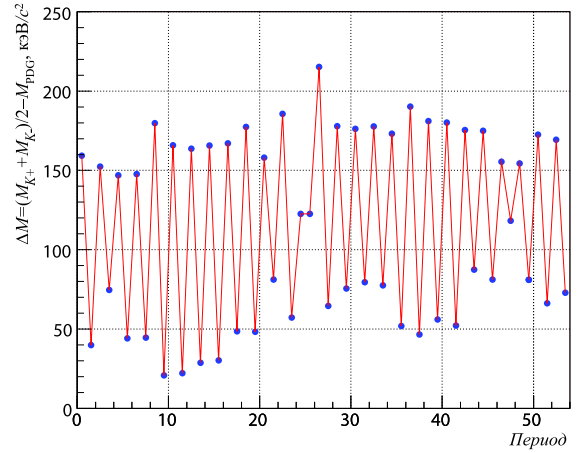


Рис. 5.32: Зависимость от времени средней восстановленной массы каона в 2003 г. Одна точка соответствует периоду с фиксированной конфигурацией магнитных полей (*период*). Колебания соответствуют двум полярностям анализирующего магнита.

дрейфовой камеры (обозначим этот сдвиг Δx_4), чувствительность наблюдаемой разности масс к нему составляет

$$\Delta M_{\pm} / \Delta x_4 = 1,41 \text{ кэВ/мкм} \times b. \quad (5.17)$$

В качестве примера на рис. 5.31 представлена зависимость ΔM_{\pm} от времени для данных 2003 г. Такое поведение разности масс с учётом соотношения (5.17) соответствует тому, что эффективное поперечное положение DCH4 во время сеанса колебалось относительно номинала в пределах 100 мкм, и его типичное изменение составляло несколько микрон в день. Зависимость от времени ΔM_{PDG} для данных 2003 г. приведена на рис. 5.32. Типичное отклонение измеренной массы каона от номинальной составляет 100 кэВ/ c^2 , что соответствует размеру коррекции на интеграл поля $\beta \sim 10^{-3}$.

Влияние α - и β -коррекции на измерение Δg несущественно, так как импульс заряженного пиона не используется для вычисления переменной u . Небольшое косвенное влияние можно ожидать из-за ограничения на инвариантную массу трёх пионов, которое применяется при отборе (этот вопрос обсуждается в 5.6.5). Даже полное отключение α - и β -коррекции меняет результат незначительно ($\delta \Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$).

5.6.2 Симметризация аксептанса для заряженного трека

Во время набора данных пучки двигались в поперечном направлении на ~ 2 мм. На рис. 3.2 в качестве примера было показано положение пучков на DCH1 в 2004 году, усреднённое по периодом внутри каждого полного набора данных. Следует отметить, что под «положением» пучка здесь и дальше подразумевается его энергетически взвешенный центр. Для любого каонного распада с n частицами в конечном состоянии радиус-вектор каонного энергетического взвешенного центра \vec{R}^{COG} на любой поверхности, перпендикулярной оси Oz , определяется следующим образом:

$$\vec{R}^{COG} = \frac{\sum_{i=1}^n P_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^n P_i}, \quad (5.18)$$

где P_i — полный импульс i -ой частицы в конечном состоянии, а \vec{r}_i — радиус-вектор его проекции на данной поверхности.

Так как эффект движения пучков в комбинации с ограниченным пучковой трубой аксептансом детектора (фиксированным и постоянным во времени) может привести к несокращаемой ложной зарядовой асимметрии, были сделаны дополнительные радиальные ограничения на расстояния заряженного трека до среднего положения пучка (а не до оси Oz). На DCH1 (DCH4) величина $|\Delta \vec{R}_{1(4)}| = |\vec{R}_{1(4)}^{tr} - \langle \vec{R}_{1(4)}^{COG} \rangle|$ не должна превышать 12,5 см (16,5 см). Здесь $\vec{R}_{1(4)}^{tr}$ — радиус-вектор заряженного трека, а $\langle \vec{R}_{1(4)}^K \rangle$ — среднее положение каонного пучка на поверхности DCH1 (DCH4). Ограничение DCH1 всегда обеспечивало изоляцию пучковой трубы с некоторым запасом. Ограничение на DCH4 — больше, так как рассматривались отклонённые магнитным спектрометром положения пучков и треков.

Средние положения пучков $\langle \vec{R}_{1,4}^K \rangle$ определялись на базе реконструированных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ -распадов для каждого цикла ускорителя и записывались в структуру «supercompact».

Следует отметить, что хотя движение пучков относительно пучковой трубы и может привести к разным искажениям u -спектров для K^+ и K^- , эти искажения (как видно из далиц-плота на рис. 4.9, *a*) происходят в основном на правом конце u -спектра, где функция аппроксимации четверного отношения (3.18) менее чувствительна, чем в области малых значений u . Это подтверждается тем фактом, что даже полное отключение отслеживания положения пучков при наложении радиальных огра-

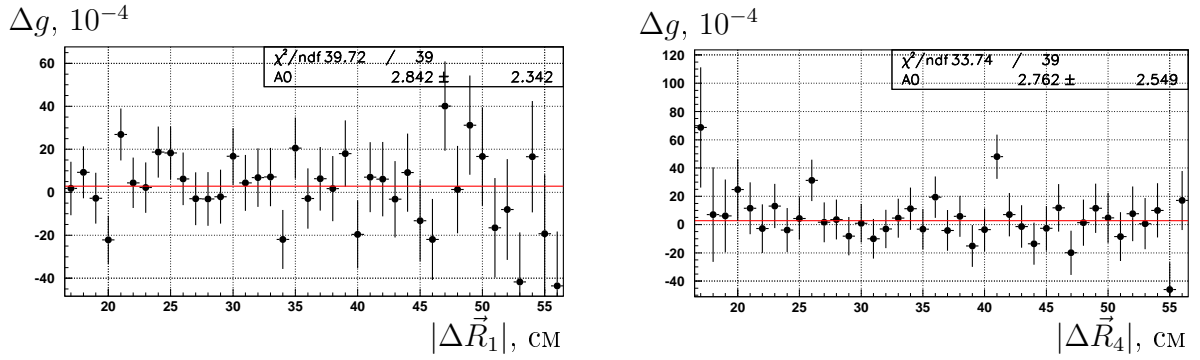


Рис. 5.33: Зависимость измеренного Δg от $|\Delta\vec{R}_{1(4)}|$. Аппроксимация константой показывает хорошую стабильность результата.

ничений на положение трека⁹ не приводит к систематическому сдвигу результата Δg с точностью $0,2 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, можно считать систематическую неопределённость из-за геометрической неэффективности заряженного трека и геометрии пучков пренебрежимо малой. В дополнение, можно показать, что Δg не зависит от выбранного радиуса ограничения на DCH1 и DCH4 (см. рис. 5.33).

5.6.3 Постоянное магнитное поле в распадном объёме

В 2.2.2 было описано постоянное магнитное поле в распадном объёме. Так как оно является непереключаемым, в комбинации с аксептансом детекторов оно могло бы оказать влияние на измеряемую асимметрию. Напомним, что поперечные координаты (x, y) вершины распада получаются путём экстраполяции заряженного трека внутри распадного объёма от DCH1 до найденной z -координаты вершины распада из двух $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распадов. Таким образом, постоянное магнитное поле влияет не только на определение положения $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов, но и на его кинематику, так как меняются направляющие косинусы заряженного пиона. Постоянное магнитное поле оказывает влияние на измерения Δg только косвенно — на уровне отбора событий посредством ограничения на инвариантную массу трёх пионов.

Влияние на измерение Δg исследовалось двумя способами: путём изменения карты магнитного поля (см. рис. 2.5) и посредством экстраполяции заряженного трека без учёта магнитного поля. При втором методе направляющие косинусы заряженного трека в вершине распада равны

⁹Это обозначает ограничение относительно начала координатной системы $(0; 0)$ на DCH1 и относительно точки $(\pm 1,98 \text{ см}; 0)$ на DCH4, где 1,98 см — типичное отклонение пучка в магнитном поле спектрометра.

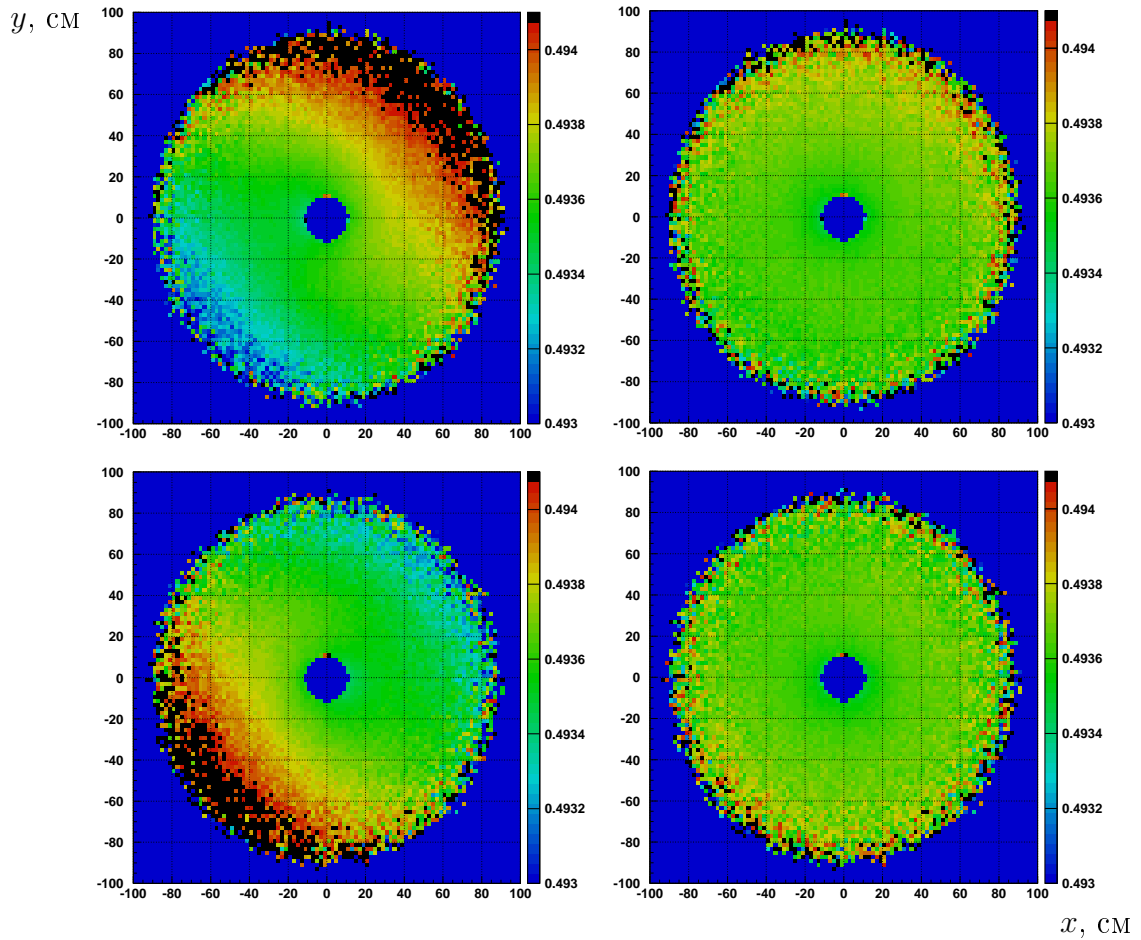


Рис. 5.34: Зависимость массы каона от точки попадания в DCH1, для K^+ (верхние рисунки) и K^- (нижние рисунки) и для аппроксимации без учёта постоянного поля в распадном объёме (лево) и с его учётом (право).

измеренным при реконструкции трека в DCH1 и DCH2. Эффект экстраполяции разного типа на реконструированные массы K^+ и K^- показан на рис. 5.34. Оба метода показали незначительное изменение Δg по сравнению с номинальным значением ($\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$).

5.6.4 Импульсная разница K^+ - и K^- -пучков

В четырехкратном отношении в первом приближении сокращается эффект, обусловленный импульсной разницей между K^+ - и K^- -пучками, проходящими через нижнюю и верхнюю пучковую линию. Оставшийся эффект, в основном возникающий на стадия формирования пучков¹⁰, соответствует разнице в импульсах пучков ~ 20 ГэВ/с. С помощью мо-

¹⁰В меньшей степени этот эффект обусловлен также небольшими отклонениями каонного импульса от номинального значения внутри одного периода с определённой полярности ахроматов.

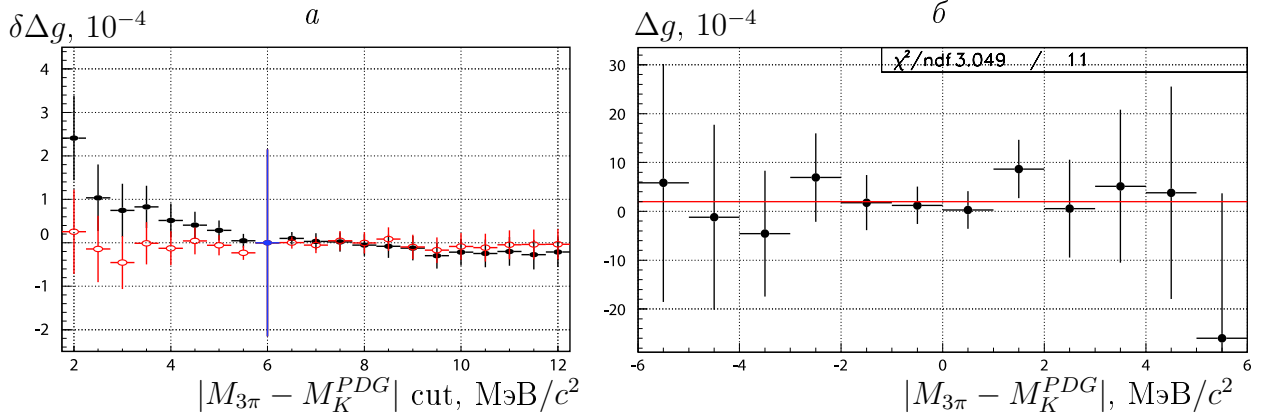


Рис. 5.35: а) Изменение Δg при разных значениях массового ограничения. Номинальное значение Δg (нулевое отклонение $\delta\Delta g$ при ограничении 6 МэВ/ c^2) показано с измеренной статистической ошибкой, а все остальные точки — с некоррелированными ошибками относительно неё. Небольшая зависимость проявляется только при отключении α -коррекций (●) и исчезает при применении коррекций (○). б) Зависимость измеренного Δg от инвариантной массы трёх пионов. Аппроксимация константой показывает хорошую стабильность.

делированием было показано, что описанный остаточный эффект в четырехкратном отношении оказывает влияние на результат в пределах $\delta\Delta g < 0,3 \cdot 10^{-4}$.

5.6.5 Эффект наложения ограничения на инвариантную массу 3π

Для анализа отбираются события, у которых инвариантная масса 3π отклоняется меньше, чем на 6 МэВ от табличного значения, что составляет 6σ . При этом, косвенным способом на измерение Δg влияют некоторые эффекты, связанные с магнитным спектрометром, а также наличие постоянного магнитного поля в распадном объёме. Малость их влияния ($\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$) была продемонстрирована посредством изменения соответствующих коррекций. В дополнение была показана независимость полученного результата от величины ограничения на инвариантной массе, а также его стабильность по отношению к массе каона (см. рис. 5.35).

5.6.6 Распад $\pi \rightarrow \mu\nu$

Примерно в 2,5 % из отобранных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ -событий происходит распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu$. Восстановленная инвариантная масса 3π для таких событий отличается в большей степени от табличного значения каонной массы по сравнению с остальными. Напомним, что в связи с зарядовой

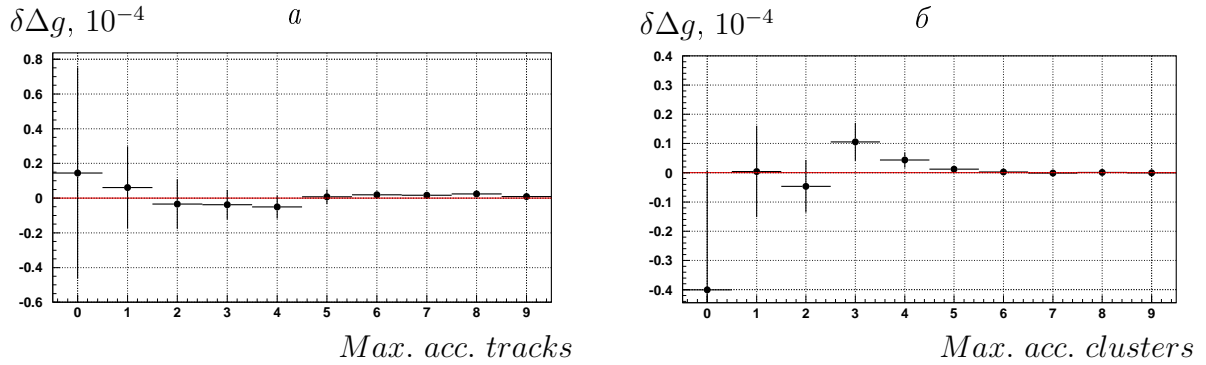


Рис. 5.36: Изменение Δg при наложении ограничения на максимальное число дополнительных (случайных) треков (а) и кластеров (б) в событии.

несимметричностью мюонного детектора он не может быть использован для оценки возможного систематического эффекта на измерение Δg . На большом наборе смоделированных событий методом Монте-Карло возможно исключение событий с $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ -распадами. Измеренная асимметрия Δg в таком случае не отличается от асимметрии, полученной на полном наборе смоделированных событий.

5.6.7 Совпадающие по времени случайные события

Влияние совпадающих по времени событий на измерение Δg исследовалось несколькими способами:

- проверка стабильности результата Δg , полученного при изменении ограничения на максимально допустимое число случайных треков и кластеров в событии (рис. 5.36);
- наложение случайных кластеров на смоделированные методом Монте-Карло события; энергии и координаты наложенных кластеров определялись для K^+ и K^- распадов по отдельности на основе экспериментальных данных;
- проверка стабильности результата Δg при изменении временных ограничений между кластерами и треками на уровне отбора событий.

Применение описанных процедур меняет результат Δg в пределах $\delta \Delta g = 0, 2 \cdot 10^{-4}$.

Эффект	Сист. неопределённость $\delta\Delta g \cdot 10^4$
Перетекание энергии в LКг	± 0.5
Разрешение LКг	± 0.1
Нелинейность LКг	± 0.1
Ошибочные комбинации спаривания фотонов	± 0.1
Неэффективность триггерного сигнала Q1	± 0.1
Неэффективность триггерного сигнала NT-(NO)PEAK	± 0.1
Неэффективность MBX	± 0.3
Импульсная разница между K^+ и K^-	± 0.3
Постоянное магнитное поле в распадном объёме	± 0.1
Случайные одновременные события	± 0.2

Таблица 5.9: Систематические неопределённости при измерении Δg .

5.6.8 Внешняя систематическая неопределённость

В связи с неопределённостью параметров далиц-плота g и h [20], которые входят в аппроксимирующую функцию (3.18) четверного отношения, исследовалось влияние этой неопределённости на измерение Δg . Путём использования приближённой симуляции акцептанса установки NA48/2 и разрешения по переменной u , было смоделировано методом Монте-Карло $\sim 25 \cdot 10^9$ распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. В матричном элементе распадов были заложены средние табличные значения параметров g и h , а асимметрия между K^+ и K^- составляла $\Delta g = 2 \cdot 10^{-4}$ (примерно равна статистической ошибке разницы Δg , измеренной в экспериментальных данных). На этом наборе было определено значение Δg для разных значений параметров g и h в пределах 1σ [20]. Было показано, что внешняя неопределённость параметров оказывает влияние на результат в пределах $\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$.

5.7 Окончательный результат A_g и его обсуждение

В главе 4 была описана процедура измерения разницы линейных наклонов далиц-плота Δg , а также более 20 систематических эффектов и их влияние на результат. В табл. 5.9 перечислены только те эффекты, влияние которых на измерение Δg ограничено до $\delta\Delta g \gtrsim 0,1 \cdot 10^{-4}$.

В итоге, была получена полная систематическая неопределённость $\delta\Delta g = 0,7 \cdot 10^{-4}$. Измеренная на основе $91 \cdot 10^6$ отобранных событий

разница Δg равен:

$$\Delta g = (2, 2 \pm 2, 1_{stat.} \pm 0, 7_{syst.}) \cdot 10^{-4}. \quad (5.19)$$

При использованном значении параметра наклона $g = 0, 626 \pm 0, 007$ [20], параметр прямого CP -нарушения A_g составляет:

$$\begin{aligned} A_g = \Delta g / 2g &= (1, 8 \pm 1, 7_{stat.} \pm 0, 5_{syst.}) \cdot 10^{-4} = \\ &= (1, 8 \pm 1, 8) \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Точность полученного результата ограничена накопленной статистикой, а систематическая погрешность составляет всего $\sim 1/3$ от статистической, благодаря методу сокращений систематических эффектов и использованию зарядово симметричного детектора (LKr).

В рамках эксперимента NA48/2 также измерялась аналогичная асимметрия в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, где результат, полученный на основе $3, 11 \cdot 10^9$ отобранных событий, составляет [4]:

$$\Delta g^c = (0, 6 \pm 0, 7_{stat.} \pm 0, 4_{триг.} \pm 0, 5_{syst.}) \times 10^{-4}. \quad (5.21)$$

При использовании параметра наклона в соответствующей моде распада $g^c = -0.21134 \pm 0.00017$ [85], рассчитано следующее значение параметра прямого CP -нарушения:

$$\begin{aligned} A_g^c = \Delta g^c / 2g^c &= (-1, 5 \pm 1, 5_{stat.} \pm 0, 9_{триг.} \pm 1, 1_{syst.}) \times 10^{-4} = \\ &= (-1, 5 \pm 2, 1) \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Полученные приблизительно одинаковые погрешности в результатах (5.20) и (5.22) при ~ 30 кратно большей статистике в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ распадах объясняется, во-первых, отличием линейных наклонов ($|g| \sim 3|g^c|$). Во-вторых, в «заряженной» моде распада, аксептанс ДСН для заряженных треков играет бóльшую роль. Можно также отметить разницу между систематическими ошибками результатов ($\delta A_g(\text{сист.}) < \delta A_g^c(\text{сист.})/2$), которая в основном обусловлена использованием зарядово симметричного детектора LKr в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ моде распада.

Таким образом с использованием техники измерения, обеспечивающей сокращение основных систематических эффектов, успешно решена главная заявленная задача эксперимента NA48/2, состоящая в измерении зарядовой асимметрии с точностью $\delta A_g \sim 2 \times 10^{-4}$.

Сравнение полученных результатов с результатами предыдущих экспериментов в каонных пучках обоих знаков приведено в таблице 5.10.

Год	Работа	Статистика	$A_g \times 10^4$
Распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$			
1975	[61]	$0,12 \cdot 10^6$	19 ± 125
2005	[62]	$0,65 \cdot 10^6$	2 ± 19
2007	данная работа (NA48/2)	$91 \cdot 10^6$	$1,8 \pm 1,8$
Распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$			
1970	[63]	$3,2 \cdot 10^6$	$-70 \pm 53_{\text{стат.}}$
2000	[64]	$54,2 \cdot 10^6$	22 ± 40
2006	[2] (NA48/2)	$3,11 \cdot 10^9$	$-1,3 \pm 2,1$

Таблица 5.10: Сравнение полученного результата с предыдущими измерениями.

Точность данного измерения более, чем на порядок величины превосходит точности предыдущих измерений, благодаря как рекордной статистике, так и методике проведения эксперимента и анализа.

Данное измерение является важным элементом реализуемой в настоящее время физической программы по экспериментальной проверке Стандартной Модели и поиску эффектов за её рамками путём измерения величин, в которых могут быть усилены эффекты CP -нарушения. До проведения настоящего исследования распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ являлся одним из наиболее интересных и недостаточно прецизионно изученных с этой точки зрения процессов в каонной физике.

Проведённое измерение совместимо с предсказаниями Стандартной Модели. Вместе с тем оно впервые позволит более чётко сформулировать граничные условия при проведении теоретических исследований с целью определения ограничений на параметры некоторых расширений Стандартной Модели [59, 60], предсказывающих относительно большие величины зарядовой асимметрии.

Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Измерено значение параметра прямого CP -нарушения, характеризующего зарядовой асимметрию параметров наклона далиц-плота в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Полученный результат:

$$\begin{aligned} A_g &= (1,8 \pm 1,7_{\text{стат.}} \pm 0,5_{\text{сист.}}) \cdot 10^{-4} = \\ &= (1,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

основан на анализе рекордной статистики ($91 \cdot 10^6$ распадов) и по точности на порядок превышает результаты других экспериментов.

2. Указанная точность измерений была достигнута благодаря большой статистике, накопленной в эксперименте, и в результате сокращения систематических погрешностей из-за предложенной в работе методике анализа исследуемых спектров, а именно — путем аппроксимации так называемого четырехкратного отношения. Метод может быть применен для выполнения аналогичных задач по изучению зарядовых асимметрий в распадах элементарных частиц.
3. Проведен детальный анализ более 20 возможных остаточных систематических эффектов, который также позволил существенно ограничить систематическую погрешность параметра A_g . Впервые исследовано влияние эффекта $\pi\pi$ -перерассеяния на измерение параметра A_g .
4. Полученные экспериментальные результаты по измерению зарядовой асимметрии согласуются с теоретическими ожиданиями в рамках Стандартной Модели. В силу своей высокой точности они могут быть использованы для ограничения параметров, лежащих в основе некоторых расширений Стандартной Модели, предсказывающих усиление эффектов CP -нарушения.

-
5. Развито программное обеспечение эксперимента, позволившее провести моделирование экспериментальных условий NA48/2 методом Монте-Карло и детально исследовать ряд потенциальных систематических погрешностей. Разработана процедура сжатия и фильтрации данных, которая существенно ускорила процедуру анализа и может быть применена в аналогичных исследованиях.

Благодарности

Автор выражает благодарности:

- научному руководителю, д.ф.-м.н. проф. В.Д. Кекелидзе — за предоставленной возможностью работы в рамках эксперимента NA48/2, за постановку задачи и многочисленные обсуждения в ходе анализа;
- к.ф.-м.н. Ю.К. Потребеникову — за неоценимую помощь в организации работы и корректировку рукописи;
- к.ф.-м.н. Д.Т. Мадигожину — за множество полезных идей и помощь при получении результата в разделе 5.2;
- к.ф.-м.н. Е.А. Гудзовскому — за многочисленные обсуждения и помощь при написании некоторых разделов диссертации;
- В. Кожухарову — за техническую помощь в процессе сжатия и фильтрации данных;
- к.ф.-м.н. Н.А. Молокановой — за помощь при корректировке рукописи.
- участникам коллаборации NA48/2, координировавшим анализ и проводившим независимые проверки результата, И. Микулеку (Ivan Mikulec), М. Соцци (Marco Sozzi), Д. Ламанна (Gianluca Lamanna) и М. Вахе (Martin Wache);
- всем участникам подготовки эксперимента NA48/2, набора, обработки и анализа данных сеансов 2003–2004 гг., а также обсуждений результатов.

Литература

- [1] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Search for direct CP -violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays,» *Phys. Lett. B* **638** (2006) 22 [Erratum-ibid. *B* **640** (2006) 297] [arXiv:hep-ex/0606007].
- [2] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Search for direct CP violating charge asymmetries in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ and $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays,» arXiv:0707.0697 [hep-ex].
- [3] S. Balev for the NA48/2 collaboration, «Search for direct CP -violation in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays by NA48/2,» труды конференции XXXIII International Conference on High Energy Physics (ICHEP'06), Москва, Россия, 26 июля – 2 августа, 2006 г.
- [4] S. Balev for the NA48/2 collaboration, «Recent results from NA48,» труды конференции «Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste 2007», Ла Тюиль, Италия, 4–10 марта 2007 г.
- [5] Д. Р. Батли, ..., С. Балев *и др.* «Прецизионный поиск прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ в эксперименте NA48/2 на SPS ЦЕРН,» P1-2006-190, сообщение ОИЯИ, 2006.
- [6] S. Balev for the NA48/2 collaboration, «Search for direct CP -violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays,» труды конференции 14th International Seminar on High Energy Physics, Quarks-2006, Санкт Петербург, Россия, 19–25 мая, 2006 г.
- [7] R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, «Observations with electron sensitive plates exposed to cosmic radiation,» *Nature* **163** (1949) 82.
- [8] M. Gell-Mann, «Isotopic spin and new unstable particles,» *Phys. Rev.* **92** (1953) 833.

- [9] T. D. Lee and C. N. Yang, «Question of parity conservation in weak interactions,» Phys. Rev. **104** (1956) 254.
- [10] N. Cabibbo, «Unitary symmetry and leptonic decays,» Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [11] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, «Weak interactions with lepton-hadron symmetry,» Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [12] J. H. Christenson *et al.*, «Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson,» Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [13] M. Kobayashi, T. Maskawa, « CP violation in renormalisable theory of weak interactions,» Progr. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [14] A. D. Sakharov, «Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the Universe,» JETP Lett. **5** (1967) 24.
- [15] A. Riotto, «Theories of baryogenesis,» hep-ph/9807454.
- [16] M. Fukugita, M. Yanagida, «Baryogenesis without Grand Unification,» Phys. Lett. **B174** (1986) 45.
- [17] H. Weyl, «Symmetry,» Princeton University Press, 1952.
- [18] R. P. Feynman, «The Character of Physical Law,» Penguin Books, 1965.
- [19] F. Gieres, «About symmetries in physics,» hep-th/9712154.
- [20] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], «Review of particle physics,» J. Phys. G **33** (2006) 1.
- [21] B. C. Regan, E. D. Commins, C. J. Schmidt and D. DeMille, «New limit on the electron electric dipole moment,» Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 071805.
- [22] C. S. Wu *et al.*, «Experimental test of parity conservation in beta decay,» Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
Ibidem. Phys. Rev. **106** (1957) 1361.
- [23] M. Goldhaber *et al.*, «Evidence for Circular Polarization of Bremsstrahlung Produced by Beta Rays,» Phys. Rev. **106** (1957) 826.
- [24] Л. Д. Ландау, «Законы сохранения в слабых взаимодействиях,» ЖЭТФ **32** (1957) 405.

- [25] H. Burkhard *et al.* [NA31 Collaboration], «First evidence for direct CP violation,» Phys. Lett. **B206** (1988) 169.
- [26] G. Barr *et al.* [NA31 Collaboration], «A new measurement of direct CP violation in the neutral kaon system,» Phys. Lett. **B317** (1993) 233.
- [27] L. K. Gibbons *et al.* [E731 Collaboration], «Measurement of the CP violation parameter $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$,» Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1203.
- [28] L. K. Gibbons *et al.* [E731 Collaboration], « CP and CPT symmetry test from the two pion decays of the neutral kaon with the Fermilab E731 detector,» Phys. Rev. **D55** (1997) 6625.
- [29] V. Fanti *et al.* [NA48 Collaboration], «A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon,» Phys. Lett. **B465** (1999) 335.
- [30] A. Lai *et al.* [NA48 Collaboration], «A precise measurement of the direct CP violation parameter $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$,» Eur. Phys. J. **C22** (2001) 231.
- [31] J. R. Batley *et al.* [NA48 Collaboration], «A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions,» Phys. Lett. **B544** (2002) 97.
- [32] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], «Observation of direct CP violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays,» Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 22.
- [33] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], «Measurements of direct CP violation, CPT symmetry, and other parameters in the neutral kaon system,» Phys. Rev. **D67** (2003) 012005 [Erratum: Phys. Rev. **D70** (2004) 079904].
- [34] B. Aubert *et al.* [Babar Collaboration], «Observation of CP violation in the B^0 meson system,» Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801.
- [35] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], «Observation of large CP -violation in the neutral B meson system,» Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091802.
- [36] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], «Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays,» Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 021601.
- [37] B. Aubert *et al.* [Babar Collaboration], «Observation of direct CP violation in the $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays,» Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801.

- [38] I. S. Altarev *et al.*, «New measurement of the electric dipole moment of the neutron,» Phys. Lett. **B276** (1992) 242.
- [39] R. D. Peccei, «Reflections on the strong CP problem,» arXiv:hep-ph/9807514.
- [40] G. Luders, Dan. Mat. Fys. Medd. **28(5)** (1954) 1
- [41] W. Pauli, «Niels Bohr and the development of physics,» Pergamon Press, London, (1955) 202
- [42] R. Carosi *et al.* [NA31 Collaboration], «A measurement of the phases of the CP violating amplitudes in $K^0 \rightarrow 2\pi$ decays and a test of CPT invariance,» Phys. Lett. B **237** (1990) 303.
- [43] A. Angelopoulos *et al.* [CPLEAR Collaboration], «A determination of the CPT violation parameter $\text{Re}(\delta)$ from the semileptonic decay of strangeness-tagged neutral kaons,» Phys. Lett. B **444** (1998) 52.
- [44] L. Wolfenstein, «Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix,» Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [45] C. Jarlskog, «Commutator of the quark mass matrices in the standard electroweak model and a measure of maximal CP violation,» Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1039.
- [46] J. R. Batley, ..., S. Balev, *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Measurement of the Dalitz plot slope parameters of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ decay,» Phys. Lett. B **649** (2007) 349 [arXiv:hep-ex/0702045].
- [47] C. Zemach, «Three-pion decays of unstable particles,» Phys. Rev. **133** (1964) B1201.
- [48] T. J. Devlin, J. O. Dickey, «Weak hadronic decays: $K \rightarrow 2\pi$ and $K \rightarrow 3\pi$,» Rev. Mod. Phys. **51** (1979) 237.
- [49] G. D'Ambrosio, G. Isidori, A. Pugliese and N. Paver, «Strong rescattering in $K \rightarrow 3\pi$ decays and low-energy meson dynamics,» Phys. Rev. **D50** (1994) 5767.
- [50] G. Isidori, L. Maiani and A. Pugliese, « CP -violation in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays and lattice QCD B-factors,» Nucl. Phys. **B381** (1992) 522.

-
- [51] F. J. Gilman and M. B. Wise, «Effective Hamiltonian For Delta $S = 1$ Weak Nonleptonic Decays In The Six Quark Model,» *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2392.
- [52] A. A. Belkov, A. V. Lanyov and G. Bohm, «What we have learned from direct CP violation studies in kaon decays,» *Czech. J. Phys.* **55** (2004) B193 [arXiv:hep-ph/0311209].
- [53] L. Maiani, N. Paver, «CP-violation in $K \rightarrow 3\pi$ decays,» *The second DAPHNE physics handbook*, vol. 1 (1997).
- [54] A. A. Belkov *et al.*, «On the origin of the enhancement of CP violating charge asymmetries in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays predicted from chiral theory,» *Phys. Lett.* **B300** (1993) 283.
- [55] G. D'Ambrosio, G. Isidori, «CP violation in kaon decays,» *Int. J. Mod. Phys.* **A13** (1998) 1.
- [56] E. Gamiz, J. Prades, I. Scimemi, «Charged kaon $K \rightarrow 3\pi$ CP violating asymmetries,» ICHEP04, Beijing, China, 16–22 Aug 2004, hep-ph/0410150.
- [57] G. Fäldt, E. Shabalin, «CP violation in $K^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm$ decay,» hep-ph/0503241.
- [58] E. Shabalin, «On CP-odd effects in $K_L \rightarrow 2\pi$ and $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays generated by direct CP violation,» *Phys. Atom. Nucl.* **68** (2005) 88.
- [59] E. Shabalin, «CP effects $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ decays caused by different sources of CP breakdown,» препринт ИТЭФ 8-98 (1998).
- [60] G. D'Ambrosio, G. Isidori, G. Martinelli, «Direct CP violation in $K \rightarrow 3\pi$ decays induced by SUSY chromomagnetic penguins,» *Phys. Lett.* **B480** (2000) 164.
- [61] K. M. Smith *et al.*, «An experimental investigation of the decays $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$,» *Nucl. Phys.* **B91** (1975) 45.
- [62] G. A. Akopdzhanov *et al.* [TNF–IHEP], «Measurements of the charge asymmetry of the Dalitz plot parameters for $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ decays,» *Eur. Phys. J.* **C40** (2005) 343.
- [63] W. T. Ford *et al.*, «Search for violation of CP invariance in τ^\pm decay,» *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1370.
-

- [64] W.-S. Choong, «A search for direct CP violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ decays,» University of California, Fermilab-2000-35, 2000 (диссертация).
- [65] R. Batley et al., Addendum 3 (to Proposal P253/CERN/SPSC) for a precision measurement of charged kaon decay parameters with an extended NA48 setup, CERN/SPSC 2000-003 (2000).
- [66] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Measurements of charged kaon semileptonic decay branching fractions $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ and $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ and their ratio,» Eur. Phys. J. C **50** (2007) 329 [arXiv:hep-ex/0702015].
- [67] A. Masiero, P. Paradisi and R. Petronzio, «Probing new physics through μ e universality in $K \rightarrow l \nu$,» Phys. Rev. D **74** (2006) 011701 [arXiv:hep-ph/0511289].
- [68] D. Munday, ..., S. Balev et al., «Letter of intent to measure the rare decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ at the CERN SPS,» CERN-SPSC-2004-029, CERN-SPSC-I-229, 2004.
- [69] D. J. Simon, CERN-PS-96-019-DI Presented at the 5th European Particle Accelerator Conference — EPAC '96, Sitges, Spain, 10 - 14 Jun 1996
- [70] E. J. N. Wilson, Prepared for CERN Accelerator School: Course on Advanced Accelerator Physics (CAS), Rhodes, Greece, 20 Sep - 1 Oct 1993
- [71] V. Fanti *et al.* [NA48 Collaboration], «The Beam and detector for the NA48 neutral kaon CP violations experiment at CERN,» Nucl. Instrum. Meth. A **574** (2007) 433.
- [72] B. Peyaud *et al.*, «KABES: a novel beam spectrometer for NA48,» Nuclear Instrum. Methods **A535** (2004) 247.
- [73] Y. Giomataris *et al.*, «Micromegas: a high granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments,» Nuclear Instrum. Methods **A376** (1996) 29.
- [74] E. Griesmayer *et al.*, «Comparison of field calculations and measurements of a spectrometer magnet,» Nucl. Instrum. Methods **A361** (1995) 466.

- [75] Vector Fields Ltd., «The OPERA 3D Reference Manual», Oxford (1992).
- [76] D. Bèderède *et al.*, «High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN,» Nucl. Instrum. Methods **A367** (1995) 88.
- [77] G. D. Barr *et al.*, «Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure,» Nucl. Instrum. Methods **A370** (1996) 413.
- [78] B. Hallgren *et al.*, «The NA48 LKR calorimeter digitizer electronics chain,» Nucl. Instrum. Methods. **A419** (1998) 680.
- [79] S. Schanne, «Mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ et développement d'un système de déclenchement dans l'expérience NA48 au CERN,» Université Paris 7 Denis Diderot, 1997 (диссертация).
- [80] «GEANT Description and Simulation Tool,» CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [81] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Observation of a cusp-like structure in the $\pi^0 \pi^0$ invariant mass distribution from $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decay and determination of the $\pi\pi$ scattering lengths,» Phys. Lett. B **633** (2006) 173 [arXiv:hep-ex/0511056].
- [82] N. Cabibbo, «Determination of the $a_0 - a_2$ pion scattering length from $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decay,» Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 121801 [arXiv:hep-ph/0405001].
- [83] N. Cabibbo and G. Isidori, «Pion pion scattering and the $K \rightarrow 3\pi$ decay amplitudes,» JHEP **0503** (2005) 021 [arXiv:hep-ph/0502130].
- [84] G. Colangelo, J. Gasser, B. Kubis and A. Rusetsky, «Cusps in $K \rightarrow 3\pi$ decays,» Phys. Lett. B **638** (2006) 187 [arXiv:hep-ph/0604084].
- [85] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Measurement of the Dalitz plot slope parameters of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ decay,» arXiv:hep-ex/0702045.