

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ЛИТОВ
Леандр Борисов

Исследование полупертоновых распадов каонов

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и
элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна, 2015 г.

Содержание

Введение	5
Актуальность исследований	5
Степень разработанности темы	8
Цель диссертационной работы	9
Научная новизна исследования	9
Теоретическая и практическая значимость работы	11
Методология и методы исследования	11
Результаты исследования выносимые на защиту	12
Степень достоверности и апробация результатов	17
1 Стандартная модель	18
1.1 Сильные взаимодействия	18
1.2 Электрослабые взаимодействия	19
2 Каонные распады как инструмент прецизионной проверки СМ	24
2.1 Полулептонные распады $K_{\ell 3}$	24
2.2 K_{e4} распады	29
2.3 $\underline{K} \rightarrow \pi l^+ l^-$ распады	31
3 Экспериментальные установки и анализ данных	35
3.1 Установка HYPERON	35
3.2 Установка NA48	37
3.3 Идентификация частиц	43
4 Измерение K_{l3} формфакторов	48
4.1 $K_L^0 e3$ формфакторы	48

4.2	$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ формфакторы	51
4.3	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ формфакторы	54
5	Измерение относительных вероятностей распадов K_{l3}	56
5.1	Относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	56
5.2	Относительные вероятности распадов $K^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu$	58
5.3	Определение $ V_{us} $	61
5.4	Измерение относительной вероятности распада $K_{e3}\gamma$	62
5.5	Измерение отношения $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu)$ и определение параметра CP-нарушения $ \eta_{+-} $	64
5.6	Определение отношения частот распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu / K_L \rightarrow \pi e \nu$	66
5.7	Обобщение: полулептонные K_{l3} распады	68
6	Исследование K_{e4} распадов	70
6.1	Измерение относительной вероятности и формфакторов распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$	70
6.2	Измерение относительной вероятности и формфакторов распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^- e^\pm \nu(\bar{\nu}_e)$	73
7	Исследование распадов $K \rightarrow \pi l^+ l^-$	80
7.1	Распад $K_s^0 \rightarrow \pi e^+ e^-$	80
7.2	Распад $K_s^0 \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$	82
7.3	Распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$	84
	Заключение	89
	Список работ, опубликованных автором по теме диссертации	92
	Благодарности	101
	Список литературы	104
	Список иллюстративных материалов	114

Введение

Актуальность исследований

Стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий (СМ) [1–3] – одно из самых выдающихся достижений современной физики. В пределах своей применимости она предлагает элегантно описание практически всех известных фактов физики элементарных частиц. В определенных случаях СМ проверена с точностью 0.1 %. Недавно в экспериментах, проводимых на ускорителе LHC, был обнаружен бозон Хиггса [4, 5]. Таким образом была подтверждена гипотеза, что механизм спонтанного нарушения симметрии и взаимодействия частиц с полем Брута–Енглера–Хиггса являются эффективным генератором масс частиц [6–8]. Тем самым СМ была окончательно укомплектована. Независимо от этого впечатляющего успеха, остается ряд вопросов, которые не находят ответа в рамках этой модели. Непонятно почему в природе существуют три фермионные поколения, почему механизм возникновения масс калибровочных бозонов и фермионных полей именно такой и откуда он следует, какая динамика отвечает за нарушение CP-симметрии. Более того, СМ не описывает темную материю и не объясняет расширение Вселенной. Поэтому ее надо рассматривать как феноменологическую модель, которая является низкоэнергетическим приближением более общей теории или модели. За последние десятилетия было построено множество разных расширений СМ, в рамках которых предсказываются ряд новых физических явлений. Поиск экспериментальных указаний существования этих явлений, т.е. поиск физики вне СМ, является в настоящее время одной из самых актуальных задач физики элементарных частиц. Любые отклонения от предсказаний СМ дадут ценнейшую информацию для дальнейшего понимания структуры материи и Вселенной.

В СМ заложен механизм, приводящий через фазу матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ) к нарушению СР-инвариантности [9, 10]. Этот механизм хорошо описывает лабораторные измерения, однако не в состоянии объяснить асимметрию между материей и антиматерией во Вселенной. Фундаментальное объяснение механизма нарушения СР-инвариантности все еще не найдено. Поэтому поиск и изучение явлений, связанных с нарушением СР-симметрии, является одной из важных задач экспериментальной физики элементарных частиц.

В рамках СМ сильные взаимодействия описываются квантовой хромодинамикой (КХД) [11, 12]. Все КХД вычисления делаются в рамках теории возмущений, причем разложение идет по степеням постоянной взаимодействия. Она зависит от величины квадрата переданного импульса. При малых переданных импульсах ($\sim 1 \text{ GeV}$), соответствующих связанным состояниям кварков и глюонов, постоянная взаимодействия близка к единице и теория возмущений неприменима. Существуют два подхода к решению этой проблемы:

- Непертурбативные вычисления в рамках КХД (вычисления на решетках) — несмотря на достигнутый за последние годы прогресс, этот метод все еще имеет ограниченное применение;
- Эффективные полевые теории — это модели, основанные на КХД, т.е. имеющие такие-же симметрии, как и КХД. Эти модели утвердились за последние годы как единственный инструмент проведения вычислений и описания процессов, происходящих с малыми переданными импульсами. киральная теория возмущений (ChPT) [13] стала самой популярной моделью этого класса. Главным недостатком этой модели является наличие большого числа параметров, которые определяются экспериментально.

В СМ полуплептонные распады $d^i \rightarrow u^j l \nu$ описываются в терминах постоянной слабых взаимодействий G_F и элементов V_{ij} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. Измерение вероятностей таких распадов позволяет определить с высокой точностью эти параметры и проверить фундаментальные соотношения

между ними. В рамках СМ матрица СКМ унитарна и ее элементы должны удовлетворять соотношению $\sum_k |V_{ik}|^2 = 1$. Экспериментальная проверка унитарности матрицы СКМ, универсальности лептонных взаимодействий и $V-A$ структуры слабых взаимодействий позволяет наложить существенные ограничения на возможные сценарии физики вне СМ. Наблюдение любых отклонений от предсказаний СМ будет ясно указывать на существование новой физики.

Используя данных о полулептонных распадах каонов, можно провести прецизионную проверку СМ, причем ее результаты будут практически свободны от неопределенностей, связанных с адронными переходами. Одновременно с этим можно наложить жесткие ограничения на параметры различных расширений СМ. Эти результаты стимулируют также развитие теоретических моделей.

Представленные в диссертации исследования объединены в три основных направления:

- **Прецизионная проверка СМ и поиск сигналов новой физики.**

В рамках СМ предполагается, что слабые взаимодействия имеют чистую $V-A$ структуру. Любое отклонение от этой структуры будет указывать на физику вне СМ. Матричные элементы K_{l3} распадов, в принципе, чувствительны к таким отклонениям. Поэтому был исследован возможный вклад скалярных и тензорных взаимодействий в матричные элементы полулептонных распадов.

Ко времени начала представленных в диссертации исследований существовали указания на невыполнение условия унитарности для элементов первой строки матрицы СКМ. Решение этой проблемы требовало проведения измерения элемента V_{us} с точностью лучше 1%. Поэтому мы предприняли измерение вероятностей K_{l3} распадов. Практически одновременно с нами такие измерения провели коллаборации КТЭV и КЛОЕ.

- **Определение параметров низкоэнергетических моделей сильных взаимодействий.** Каонные распады играют главную роль при проверке эффективных полевых моделей сильных взаимодействий. Измерение

их матричных элементов и вероятностей позволяет определить с высокой точностью значения большинства параметров этих моделей. Это мотивировало проведение измерения матричных элементов полулептонных K_{e3} и K_{e4} распадов заряженных и нейтральных каонов на рекордной статистике. Тем самым был внесен существенный вклад в развитие моделей сильных взаимодействий.

- **Исследование параметров CP-нарушения.** Процессы, проходящие с нарушением CP-симметрии, как правило, имеют два вклада – косвенное и прямое CP-нарушение. Чтобы определить значение фазы матрицы СКМ, необходимо измерить мнимую часть соответствующего элемента матрицы СКМ, что эквивалентно определению вклада прямого CP-нарушения в данный процесс. Исследование полулептонных распадов нейтральных каонов $K^0 \rightarrow \pi l^+ l^-$ позволяет определить мнимую часть элемента V_{td} . Для этой цели был проведен поиск редких распадов $K_S^0 \rightarrow \pi l^+ l^-$. Измерение вероятностей этих распадов позволяет определить вклад косвенного CP-нарушения в амплитуды CP-нарушающих распадов $K_L^0 \rightarrow \pi l^+ l^-$.

В диссертации представлены результаты исследований полулептонных распадов каонов, проведенных с детекторами HYPERON (на Серпуховском ускорителе У-70) и NA48 (на ускорителе SPS в CERN). Исследованы:

- полулептонные распады K_{l3} ;
- K_{e4} распады;
- редкие $K \rightarrow \pi ll$ распады;

Степень разработанности темы

Материалы, составляющие основу данной диссертационной работы, содержат результаты завершеного цикла исследований автора в периоде 1985 — 2014 гг. Достигнутые в диссертации новые результаты имеют существенное научное значение, дают исчерпывающий ответ на ряд принципиальных вопросов

современной теории и практически снимают необходимость в исследовании ряд ключевых вопросов физики слабых взаимодействий в распадах каонов. В настоящее время не планируются новые эксперименты по изучению столь мощного домена каонной физики как полулептонные распады.

Цель диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является измерение параметров и прецизионное исследование предсказаний Стандартной модели электрослабых и сильных взаимодействий, измерение параметров низкоэнергетических моделей сильных взаимодействий и поиск физики вне СМ с использованием полулептонных каонных распадов.

Научная новизна исследования

1. Разработана новая методика прецизионного измерения полулептонных распадов нейтральных и заряженных каонов.
2. Измерены с наилучшей точностью параметры матричных элементов полулептонных распадов $K_{\ell 3}$, ($K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$, $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$). Исследован возможный вклад скалярных и тензорных взаимодействий и получены самые жесткие ограничения на их вклад в слабые процессы. При этом не обнаружены отклонения от $V - A$ структуры слабых взаимодействий.
3. Измерены с высокой точностью относительные вероятности $K_{\ell 3}$ ($K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$) распадов. Полученные значения отличались существенно от опубликованных в PDG2004 данных, причем отклонения доходили до 3σ . В результате этих измерений были пересмотрены значения относительных вероятностей всех основных мод каонных распадов. Их современные значения, приведённые в PDG, в значительной мере определяются полученными

нами результатами. Определено значение элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и показано, что условие унитарности выполняется, что решило давно стоявшую проблему.

4. Измерены относительные вероятности и формфакторы адронного матричного элемента распадов $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp e^\pm \nu (\bar{\nu}_e)$ с погрешностью, впервые позволившей достичь точности теоретических предсказаний. Эти результаты внесли существенный вклад в точность определения низкоэнергетических констант киральной теории возмущений и позволили провести наиболее строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей.
5. Проведено исследование полулептоновых распадов $K \rightarrow \pi l^+ l^-$.
 - Впервые наблюдался редкий распад $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и измерена его относительная вероятность;
 - Впервые наблюдался редкий распад $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и определена его относительная вероятность;
 - Выполнено наиболее точное исследование свойств распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\gamma)$. Его относительная вероятность измерена в полном кинематическом диапазоне. Матричный элемент параметризован согласно предсказаниям нескольких моделей и получены значения соответствующих параметров.
 - Впервые исследована возможная CP-нарушающая разница ширин K^+ и K^- распадов и поставлена соответствующая верхняя граница на 90% уровне достоверности.
6. Впервые для поиска и идентификации редких распадов каонов предложена и реализована методика определения типа частиц, основанная на концепции нейронных сетей и достигнуто 38-кратное уменьшение вероятности ошибочного распознавания пионов как электронов, сохраняя вероятность идентификации электронов выше 95%. Это явилось ключевым условием успешной реализации эксперимента NA48/2.

Теоретическая и практическая значимость работы

Измерение формфакторов полулептонных распадов внесло существенный вклад в определение параметров киральной теории возмущений и позволило провести наиболее строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей. Одновременно с этим были получены самые жесткие ограничения на вклад скалярных и тензорных взаимодействий в амплитуды слабых процессов.

Результаты по исследованию полулептонных распадов привели к полному пересмотру относительных вероятностей всех основных мод каонных распадов, причем современные значения PDG определяются в основном результатами наших измерений. Определение значения элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы с точностью лучше 1% решило давно стоявшую проблему и стимулировало развитие теоретических методов вычисления формфакторов каонных распадов.

Впервые наблюдались редкие распады $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и были измерены параметры их матричных элементов и относительных вероятностей. Эти результаты позволяют оценить вероятность CP-нарушающих распадов $K_L \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ и корректно планировать проведение экспериментов по их поиску.

Методология и методы исследования

Методология исследований концептуально базируется на использовании специально сформированных уникальных пучков нейтральных и заряженных каонов на ускорителях ИФВЕ и ЦЕРНа. Это и определило методику исследований: разработка и создание экспериментальной исследовательской аппаратуры нового поколения, адекватной как уникальности пучка, так и целям исследований, направленных на достижение предельных точностей, и параллельная разработка высокоспециализированного софтвера для анализа экспериментальных данных. Решающую роль для получения представленных в диссертации результатов имели разработанные автором оригинальные методики идентификации

частиц и учёта радиационных поправок.

Результаты исследования выносимые на защиту

1. Разработан новый метод идентификации частиц в эксперименте NA48/2 с использованием нейронных сетей. Метод позволил уменьшить в 38 раз вероятность ошибочного распознавания пионов как электронов, сохраняя эффективность идентификации электронов выше 95 %. Показано, что можно успешно выделить K_{e4} распады из фона без применения дополнительного детектора переходного излучения.
2. Измерены формфакторы распада $K_{\ell 3}$:
 - Используя 32000 событий распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$, зарегистрированных детектором HYPERON, измерен наклон векторного формфактора: $\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$.
 - С использованием 5.6×10^6 $K_L^0 e3$ событий, зарегистрированных детектором NA48, измерена q^2 зависимость формфакторов матричного элемента этого распада. В рамках двух гипотез — о чистом $V - A$ взаимодействии и о существовании дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий — получены следующие значения для соответствующих формфакторов

Form factor	value and stat. err.
λ_+	$0.0284 \pm 0.0007 \pm 0.0013$
$ f_S/f_+(0) $	$0.015_{-0.010}^{+0.007} \pm 0.012$
$ f_T/f_+(0) $	$0.05_{-0.04}^{+0.03} \pm 0.03$
λ_+ лин. пар.	$0.0288 \pm 0.0004 \pm 0.0011$
λ_+ квадр. пар.	$0.0280 \pm 0.0019 \pm 0.0015$
λ'_+ квадр. пар.	$0.0002 \pm 0.0004 \pm 0.0002$

Эти данные относятся к наиболее точным измерениям указанных величин. Получены наиболее жесткие ограничения на значения скалярного

и тензорного формфакторов

$$|f_S/f_+(0)| < 0.041, \text{ соtv.} \quad |f_T/f_+(0)| < 0.12. \quad \text{уд. 90\%}$$

что свидетельствует об отсутствии отклонений от $V - A$ структуры слабых взаимодействий.

- Используя 2.3×10^6 реконструированных распадов $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$, в линейной, квадратичной, полюсной и дисперсионной параметризациях, измерены с высокой точностью формфакторы матричного элемента:

Linear ($\times 10^{-3}$)	λ_+	λ_0	
	26.7 ± 1.0	11.7 ± 1.2	
Quadratic ($\times 10^{-3}$)	λ'_+	λ''_+	λ_0
	20.5 ± 3.2	2.6 ± 1.3	9.5 ± 1.36
Pole (MeV/c^2)	m_V	m_S	
	905 ± 19	1400 ± 70	
Dispersive ($\times 10^{-3}$)	Λ_+	$\ln C$	
	23.3 ± 0.9	143.8 ± 13.8	

3. Измерены относительные вероятности $K_{\ell 3}$ распадов

$$B(K_L \rightarrow \pi e \nu) = 0.4010 \pm 0.0045$$

$$B(K^\pm \rightarrow \pi e^\pm \nu) = 0.05168 \pm 0.00036$$

$$B(K^\pm \rightarrow \pi \mu^\pm \nu) = 0.03425 \pm 0.00024$$

которые отличались на уровне до 3σ от опубликованных в PDG 2004.

4. Используя результаты измерений относительных вероятностей $K_{\ell 3}$ распадов, определены значения элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–

Маскавы:

$$\begin{aligned} |V_{us}|f_+(0) &= 0.2146 \pm 0.0016 & K_{e3}^0 \\ |V_{us}|f_+(0) &= 0.2193 \pm 0.0012 & K_{e3}^\pm \\ |V_{us}|f_+(0) &= 0.2177 \pm 0.0013 & K_{\mu 3}^\pm \end{aligned}$$

Показано, что условие унитарности для элементов первой строки матрицы СКМ выполняется, что решило давно стоявшую проблему. Отклонения от предсказаний СМ не обнаружены.

5. На статистике 19 000 $K_{e3\gamma}$ и $5.6 \cdot 10^6$ $K_L^0 e3$ событий измерена относительная вероятность радиационного распада $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu \gamma$

$$Br(K_{e3\gamma}^0, E_\gamma^* > 30 \text{ MeV}, \theta_{e\gamma}^* > 20^\circ) / Br(K_{e3}^0) = (0.964 \pm 0.008_{-0.009}^{+0.011}) \%$$

6. Используя 47000 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и 5×10^6 $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ восстановленных распадов, измерено отношение

$$\Gamma_{K2\pi} / \Gamma_{Ke3} = (4.835 \pm 0.022_{stat.} \pm 0.016_{syst.}) \times 10^{-3}.$$

Определена относительная вероятность СР-нарушающего распада $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$

$$Br(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (1.941 \pm 0.019) \times 10^{-3}$$

и значение СР-нарушающего параметра $|\eta_{+-}|$

$$|\eta_{+-}| = (2.223 \pm 0.012) \times 10^{-3}.$$

Этот результат относится к числу трех наиболее точных измерений данного параметра.

7. Измерено отношение ширин распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu$ и $K_L \rightarrow \pi e \nu$. Результат — $0.993 \pm 0.026_{stat} \pm 0.022_{syst}$, сравним с единицей и находится в согласии

с предсказаниями Стандартной модели. Это приводит к

$$Br(K_S \rightarrow \pi e \nu) = (7.05 \pm 0.18_{stat.} \pm 0.16_{syst.}) \times 10^{-4},$$

что является самым точным измерением этой величины.

8. Измерена относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$

$$Br(K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)) = (5.21 \pm 0.07_{stat} \pm 0.09_{syst}) \times 10^{-5},$$

и значения формфакторов \bar{f}_s , \bar{f}_p , λ_g и \bar{h} его матричного элемента. Определено значение параметра L_3 кирального Лагранжиана $L_3 = (-4.1 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, с точностью, превышающей точности теоретических оценок, полученных аппроксимированием данных предыдущих измерений.

9. На основе полностью реконструированных 1.1×10^6 $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu(\bar{\nu}_e)$ распадов исследованы формфакторы адронного матричного элемента в десяти независимых интервалах по инвариантной массе $\pi\pi$. Измерена также относительная вероятность этого распада

$$Br(K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e)) = (4.257 \pm 0.016_{exp} \pm 0.31_{ext}) \times 10^{-5}.$$

Получены следующие значения формфакторов:

f_s	$=$	$5.705 \pm 0.003_{stat} \pm 0.017_{syst} \pm 0.031_{ext}$
f_s	$=$	$5.705 \pm 0.035_{norm}$
f'_s	$=$	$0.867 \pm 0.040_{stat} \pm 0.029_{syst} \pm 0.005_{norm}$
f''_s	$=$	$-0.416 \pm 0.040_{stat} \pm 0.034_{syst} \pm 0.003_{norm}$
f'_e	$=$	$0.388 \pm 0.034_{stat} \pm 0.040_{syst} \pm 0.002_{norm}$
f_p	$=$	$-0.274 \pm 0.017_{stat} \pm 0.023_{syst} \pm 0.002_{norm}$
g_p	$=$	$4.952 \pm 0.057_{stat} \pm 0.057_{syst} \pm 0.031_{norm}$
g'_p	$=$	$0.508 \pm 0.097_{stat} \pm 0.074_{syst} \pm 0.003_{norm}$
h_p	$=$	$-2.271 \pm 0.086_{stat} \pm 0.046_{syst} \pm 0.014_{norm}$

Точность измерения всех параметров повышена в несколько раз (от 2 до

5). Впервые достигнута точность измерений, сопоставимая с точностью теоретических предсказаний.

10. Впервые наблюдался редкий распад $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Зарегистрированы 7 событий при ожидаемом фоне 0.15 событий. Получена относительная вероятность этого распада

$$\begin{aligned} Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-, m_{ee} > 0.165 \text{ GeV}/c^2) \\ = (3.0_{-1.2}^{+1.5}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})) \times 10^{-9}. \end{aligned}$$

Используя векторный матричный элемент и единичный формфактор, для полной вероятности этого распада получено

$$Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (5.8_{-2.4}^{+2.9}) \times 10^{-9}.$$

11. Впервые наблюдался редкий распад $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Зарегистрированы шесть $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ событий при ожидаемом фоне $0.22_{-0.11}^{+0.18}$ событий. Определена относительная вероятность этого распада

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [2.9_{-1.2}^{+1.5}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-9}.$$

12. На рекордной статистике измерена в полном кинематическом диапазоне относительная вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\gamma)$

$$Br(K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-) = (3.11 \pm 0.12) \times 10^{-7}.$$

Формфактор матричного элемента W был параметризован согласно предсказаниям нескольких моделей и были получены наиболее точные значения соответствующих параметров теории. Впервые была исследована возможная CP-нарушающая разница ширин K^+ и K^- распадов и поставлена соответствующая верхняя граница на 90 % уровне достоверности.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации были представлены автором на:

- VIII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research ACAT'2002, June 24-28, 2002, Moscow
- 32nd International Conference on High Energy Physics (ICHEO04), Beijing, China, 2004
- International workshop KAON 2005, Northwestern University, Evanston, Illinois, 2005
- на семинарах в ЦЕРН, НЕРНУ Vienna, Bern University, ОИЯИ Дубна, Софийского Университета.
- многократно докладывались на совещаниях международных коллабораций NA48 и NA62

Они также многократно докладывались аспирантами автора диссертации на международных конференциях и симпозиумах.

Семнадцать результатов были оценены Particle Data Group как достаточно достоверными и включены в мировые таблицы.

1 Стандартная модель

В этом разделе дано краткое введение в Стандартную модель сильных и электрослабых взаимодействий. Рассмотрены основные аспекты квантовой хромодинамики — теории сильных взаимодействий. Обсуждены основные элементы модели Глэшоу–Вайнберга–Салама. Особое внимание уделено механизму смешивания кварков.

1.1 Сильные взаимодействия

Сильные взаимодействия характеризуются [11, 12] тремя основными свойствами: асимптотической свободой, конфайнментом и динамическим нарушением киральной симметрии. Глюоны, отвечающие за сильные взаимодействия, имеют цветовой заряд. В результате, они не только переносят сильные взаимодействия, но и взаимодействуют сами с собой. Это приводит к тому, что постоянная сильных взаимодействий уменьшается с ростом переданного импульса, что позволяет проводить вычисления вероятностей сильных процессов в рамках теории возмущений. Предсказания КХД подтверждены экспериментально с высокой точностью. Эта модель описывает исключительно широкий класс явлений в терминах только одного параметра — постоянной сильного взаимодействия α_s . Зависимость α_s от переданного импульса была проверена экспериментально в широком энергетическом диапазоне. При этом отклонений от предсказаний КХД не наблюдались.

С уменьшением переданного импульса постоянная сильного взаимодействия растёт и, таким образом, динамика КХД обеспечивает удержание кварков и глюонов в синглетных цветных состояниях. Надо отметить, что в рамках КХД нет строгого доказательства этого свойства. Детали процесса адронизации кварков не выяснены до сих пор.

Непертурбативные методы — такие, как правила сумм в КХД и вычисления на решетках — дают не прямые указания на то, что КХД обеспечивает подходящий механизм нарушения киральной симметрии. Полученные до сих пор

результаты поддерживают предположение о ненулевом вакуумном ожидании кваркового конденсата $q\bar{q}$, которое приводит к нарушению киральной симметрии. Надо отметить, что формальное понимание этого явления было достигнуто только в рамках определенных предположений.

В настоящее время имеются ясные экспериментальные и теоретические указания на то, что $SU(3)_C$ калибровочная симметрия корректно описывает физику адронов. Это делает КХД признанной теорией сильных взаимодействий. Несмотря на это, описание низкоэнергетических процессов представляется определенной проблемой. Для ее решения был разработан ряд феноменологических моделей, среди которых можно выделить киральную теорию возмущений (ChPT) [13]. Все эти модели имеют, как правило, большое количество параметров, определение которых требует проведения прецизионных экспериментальных измерений. Исследования каонных распадов предоставляют богатый экспериментальный материал, который позволил за последние несколько лет добиться существенного прогресса в теоретическом описании сильных взаимодействий при малых переданных импульсах.

1.2 Электрослабые взаимодействия

Модель Глэшоу–Вайнберга–Салама предлагает единое описание электромагнитных и слабых взаимодействий. В этой модели калибровочная (локальная) симметрия задается группой $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Под действием группы $SU_L(2)$ левые фермионные поля, описывающие кварки и лептоны, преобразуются как левые дублеты, а правые — как синглеты. Чтобы обеспечить локальную инвариантность Лагранжиана свободных фермионных полей, вводятся четыре безмассовые калибровочные (компенсирующие) поля W^\pm , Z^0 и γ . Поля W^\pm участвуют в процессах, протекающих с изменением электрического заряда и аромата. Такие процессы принято называть процессами, обусловленными заряженными токами. Процессы, проходящие за счет обмена Z^0 -бозонов, сохраняют электрический заряд и аромат и называются нейтральными токами. Фотоны переносят электромагнитные взаимодействия. В исходном Лагранжиане калибровочные и

фермионные поля не имеют массы. Чтобы ввести массу этих полей, в модель добавляется скалярный дублет, причем его Лагранжиан [14, 15]

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0), \quad (1.1)$$

подбирается таким образом, чтобы он приводил к ненулевому вакуумному среднему

$$|\langle 0 | \phi^{(0)} | 0 \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.2)$$

Из-за сохранения электрического заряда, только нейтральная компонента скалярного поля имеет ненулевое значение вакуумного среднего. Выбор вакуумного состояния системы приводит к спонтанному нарушению $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ симметрии до электромагнитной группы $U(1)_{\text{QED}}$, которая остается точной симметрией вакуума. Компоненты скалярного поля взаимодействуют с калибровочными полями таким образом, что после спонтанного нарушения симметрии три из компонент скалярного дублета порождают массы W^\pm и Z^0 бозонов. Четвертая компонента дублета остается реальным физическим нейтральным полем — бозоном Хиггса, с массой, определенной как

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2h}v. \quad (1.3)$$

Взаимодействия Хиггс-бозона с калибровочными полями пропорциональны их массам, так что все его взаимодействия определяются тремя массами M_H , M_W , M_Z и вакуумным ожиданием v .

В СМ кварки и лептоны объединены в трех идентичных поколениях с одинаковой $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ структурой и различными массами. Пусть N_G будет число фермионных поколений, а с ν'_j, l'_j, u'_j, d'_j ($j = 1, \dots, N_G$) обозначим члены поколения с определенными трансформационными свойствами по отношению действия калибровочной группы. После спонтанного нарушения симметрии самое общее Юкавское взаимодействие скалярного дублета с фермионными полями можно записать как [16]

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{\mathbf{d}}'_L \mathbf{M}'_d \mathbf{d}'_R + \bar{\mathbf{u}}'_L \mathbf{M}'_u \mathbf{u}'_R + \bar{\mathbf{l}}'_L \mathbf{M}'_l \mathbf{l}'_R + \text{h.c.} \}. \quad (1.4)$$

Здесь \mathbf{d}' , \mathbf{u}' и \mathbf{l}' являются векторами в N_G -мерном пространстве поколений. Соответствующие массовые матрицы определены как

$$(\mathbf{M}'_d)_{ij} \equiv c_{ij}^{(d)} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (\mathbf{M}'_u)_{ij} \equiv c_{ij}^{(u)} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (\mathbf{M}'_l)_{ij} \equiv c_{ij}^{(l)} \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.5)$$

Диагонализация массовых матриц определяет собственные состояния оператора массы d_j , u_j и l_j , которые являются линейными комбинациями собственных состояний слабого взаимодействия d'_j , u'_j и l'_j . Матрицу \mathbf{M}'_d можно представить как $\mathbf{M}'_d = \mathbf{H}_d \mathbf{U}_d = \mathbf{S}_d^\dagger \mathcal{M}_d \mathbf{S}_d \mathbf{U}_d$, где $\mathbf{H}_d \equiv \sqrt{\mathbf{M}'_d \mathbf{M}'_d{}^\dagger}$ – эрмитовая, положительно-определенная матрица, а \mathbf{U}_d – унитарная матрица. Матрица \mathcal{M}_d диагональна, эрмитова и положительно определена. Аналогично, $\mathbf{M}'_u = \mathbf{H}_u \mathbf{U}_u = \mathbf{S}_u^\dagger \mathcal{M}_u \mathbf{S}_u \mathbf{U}_u$ и $\mathbf{M}'_l = \mathbf{H}_l \mathbf{U}_l = \mathbf{S}_l^\dagger \mathcal{M}_l \mathbf{S}_l \mathbf{U}_l$. В терминах диагональных матриц

$$\mathcal{M}_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b, \dots), \quad \mathcal{M}_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t, \dots), \quad (1.6)$$

$$\mathcal{M}_l = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau, \dots),$$

Лагранжиан приобретает следующий вид

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{\mathbf{d}} \mathcal{M}_d \mathbf{d} + \bar{\mathbf{u}} \mathcal{M}_u \mathbf{u} + \bar{\mathbf{l}} \mathcal{M}_l \mathbf{l} \}, \quad (1.7)$$

где массовые состояния заданы следующим образом

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_L &\equiv \mathbf{S}_d \mathbf{d}'_L, & \mathbf{u}_L &\equiv \mathbf{S}_u \mathbf{u}'_L, & \mathbf{l}_L &\equiv \mathbf{S}_l \mathbf{l}'_L, \\ \mathbf{d}_R &\equiv \mathbf{S}_d \mathbf{U}_d \mathbf{d}'_R, & \mathbf{u}_R &\equiv \mathbf{S}_u \mathbf{U}_u \mathbf{u}'_R, & \mathbf{l}_R &\equiv \mathbf{S}_l \mathbf{U}_l \mathbf{l}'_R. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Так как $\bar{\mathbf{f}}'_L \mathbf{f}'_L = \bar{\mathbf{f}}_L \mathbf{f}_L$ и $\bar{\mathbf{f}}'_R \mathbf{f}'_R = \bar{\mathbf{f}}_R \mathbf{f}_R$ ($f = d, u, l$), форма нейтрального $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Лагранжиана, выраженная через собственные состояния



Рис. 1: Меняющиеся заряд взаимодействия заряженных токов, идущие через обмен W^\pm бозона оператора массы, не меняется.

В заряженном секторе, однако, $\bar{\mathbf{u}}'_L \mathbf{d}'_L = \bar{\mathbf{u}}_L \mathbf{S}_u \mathbf{S}_d^\dagger \mathbf{d}_L \equiv \bar{\mathbf{u}}_L \mathbf{V} \mathbf{d}_L$, так что, если выразить собственные состояния слабых взаимодействий через собственные состояния оператора массы, в Лагранжиане появляется $N_G \times N_G$ унитарная матрица \mathbf{V} , названная матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ) [9, 10]

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mathbf{V}_{ij} d_j + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l \right] + \text{h.c.} \right\}. \quad (1.9)$$

Матрица \mathbf{V} обеспечивает взаимодействие каждого верхнего кварка со всеми нижними кварками — (Рис. 1). Так как коэффициенты $c_{ij}^{(f)}$ не определены, в модели появляются $(N_G - 1)^2$ дополнительных параметров: $N_G(N_G - 1)/2$ модулей и $(N_G - 1)(N_G - 2)/2$ фаз, которые определяются экспериментально. В случае $N_G = 3$ матрица СКМ может быть параметризована тремя углами и одной комплексной фазой. На самом деле это единственная комплексная фаза в модели и, соответственно, единственный возможный источник нарушения CP-симметрии в СМ.

Чтобы определить параметры матрицы СКМ, надо исследовать слабые адронные распады типа $H \rightarrow H' l^- \bar{\nu}_l$ или $H \rightarrow H' l^+ \nu_l$, связанные с соответствующими кварковыми переходами $d_j \rightarrow u_i l^- \bar{\nu}_l$ и $u_i \rightarrow d_j l^+ \nu_l$. Амплитуда

$$T[H \rightarrow H' l^- \bar{\nu}_l] \approx \frac{G_F}{\sqrt{2}} \mathbf{V}_{ij} \langle H' | \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d_j | H \rangle [\bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_l] \quad (1.10)$$

всегда включает в себя адронный матричный элемент. Его нельзя вычислить в рамках пертурбативной КХД. Применение феноменологических моделей всегда вносит теоретическую неопределенность в результат. Стандартным примером

являются $0^- \rightarrow 0^-$ распады, как $K \rightarrow \pi l \nu$, $D \rightarrow Kl \nu$ или $B \rightarrow Dl \nu$. В этом случае присутствует только векторное взаимодействие:

$$\langle P'(k') | \bar{u}_i \gamma^\mu d_j | P(k) \rangle = C_{PP'} \{ (k + k')^\mu f_+(t) + (k - k')^\mu f_-(t) \}. \quad (1.11)$$

Здесь $C_{PP'}$ – фактор Клебша–Гордона и $t = (k - k')^2 \equiv q^2$ – квадрат переданного четырех-импульса. Неизвестная адронная динамика обычно параметризуется при помощи формфакторов $f_\pm(t)$. Так как $q^\mu [\bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_l] \sim m_l$, вклад $f_-(t)$ подавлен в случае электронных и мюонных каналов распада. Тогда ширина распада может быть записана как

$$\Gamma(P \rightarrow P' l \nu) = \frac{G_F^2 M_P^5}{192 \pi^3} |\mathbf{V}_{ij}|^2 C_{PP'}^2 |f_+(0)|^2 \mathcal{I} (1 + \delta_{\text{RC}}), \quad (1.12)$$

где δ_{RC} – фактор, учитывающий вклад электрослабых радиационных поправок, а \mathcal{I} является интегралом фазового пространства, который в границе $m_l = 0$ приобретает следующий вид:

$$\mathcal{I} \approx \int_0^{(M_P - M_{P'})^2} \frac{dt}{M_P^8} \lambda^{3/2}(t, M_P^2, M_{P'}^2) \left| \frac{f_+(t)}{f_+(0)} \right|^2. \quad (1.13)$$

Определение $|\mathbf{V}_{ij}|$ проводится в три шага:

1. Измерение формфакторов распада и определение фазового интеграла;
2. Измерение полной ширины распада Γ ; так как значение G_F известно из других измерений, можно определить произведение $|f_+(0)| |\mathbf{V}_{ij}|$;
3. Теоретическое вычисление $|f_+(0)|$.

На самом деле, точность определения $|\mathbf{V}_{ij}|$ ограничена точностью теоретического вычисления значения $f_+(0)$.

Элементы $|\mathbf{V}_{ud}|$ и $|\mathbf{V}_{us}|$ можно определить с высокой точностью. Так как значение $|\mathbf{V}_{ub}|^2$ очень мало, измерение этих элементов позволяет провести самый чувствительный тест унитарности матрицы СКМ

$$|\mathbf{V}_{ud}|^2 + |\mathbf{V}_{us}|^2 + |\mathbf{V}_{ub}|^2 = 1. \quad (1.14)$$

2 Каонные распады как инструмент прецизионной проверки СМ

В этом разделе рассмотрены некоторые аспекты исключительно богатой каонной физики. Излагаются мотивы проведения представленных в диссертации исследований. Существенная часть посвящена физике полулептонных распадов каонов, определению их матричных элементов, измерению их относительных вероятностей и определению значения элемента V_{us} матрицы СКМ. Рассмотрена физика K_{e4} распадов и обсуждена возможность измерения значения кваркового конденсата.

2.1 Полулептонные распады $K_{\ell 3}$

Детальный анализ полулептонных распадов предоставляет отличную возможность поиска проявлений физики за пределами СМ (т.н. новой физики), а также и установления строгих ограничений на значения параметров ряда расширений СМ. В рамках СМ все переходы $d^i \rightarrow u^j \ell \nu$ определяются только матрицей V_{ji} , удовлетворяющей условию унитарности $\sum_k |V_{ik}|^2 = 1$, и константой G_F . Наличие физики за пределами СМ приводит к дополнительным вкладам в амплитуды этих процессов. Поиск отклонений от выполнения условия унитарности матрицы СКМ, гипотезы лептонной универсальности и $V - A$ структуры слабых взаимодействий позволяет наложить строгие ограничения на возможные сценарии физики вне СМ.

Как уже было отмечено, из условия унитарности матрицы СКМ

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 + \epsilon_{\text{NP}}, \quad (2.1)$$

где V_{ji} – элементы матрицы СКМ, которые определяются исследованием процессов $d^i \rightarrow u^j$, а значение $G_\mu = 1.166371(6) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ [17] фиксировано из измерения времени жизни мюона. ϵ_{NP} характеризует возможные отклонения от СМ. Можно ожидать, что $\epsilon_{\text{NP}} \sim M_W^2/\Lambda_{\text{NP}}^2$, где Λ_{NP} является эффективной шкалой проявления новой физики. Точность, с которой измерен элемент $|V_{us}|$,

позволяет поставить границу на значение ϵ_{NP} на уровне 0.1%, что соответствует шкале проявления новой физики выше 1 TeV.

В рамках СМ полная ширина распада $K_{\ell 3}$ дается [18]

$$\Gamma(K_{\ell 3}(\gamma)) = \frac{G_F^2 m_K^5}{192\pi^3} C_K S_{\text{ew}} |V_{us}|^2 f_+(0)^2 I_K^\ell(\lambda_{+,0}) \left(1 + \delta_{SU(2)}^K + \delta_{\text{em}}^{K\ell}\right)^2, \quad (2.2)$$

где $C_K = 1$ (1/2) для нейтральных (заряженных) каонов, $I_K^\ell(\lambda_{+,0})$ — фазовый интеграл, зависящий от наклонов формфакторов (обозначение $\lambda_{+,0}$), и $S_{\text{ew}} = 1.0232(3)$ — универсальная электрослабая радиационная поправка [19]. Через $\delta_{\text{em}}^{K\ell}$ обозначена зависящая от канала распада мягкая электромагнитная поправка; $\delta_{SU(2)}^K$ — коррекция, учитывающая нарушение изоспиновой симметрии. $V - A$ структура слабых взаимодействий не следует из каких-то теоретических соображений, а является результатом экспериментального исследования слабых процессов. В ряду моделей предсказывается определенный вклад скалярных и тензорных взаимодействий в амплитуду слабых процессов. Поэтому, в общем случае, для описания матричного элемента надо добавить скалярные и тензорные формфакторы.

В терминах независимых кинематических переменных

$$z = \frac{2p_K \cdot p_\pi}{m_K^2} = \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - t}{m_K^2}, \quad y = \frac{2p_K \cdot p_\ell}{m_K^2}, \quad r_{\pi,\ell} = \frac{m_{\pi,\ell}^2}{m_K^2}$$

где p_K, p_π, p_ℓ и m_K, m_π, m_ℓ импульс и масса каона, пиона и лептона соответственно, $t = (p_K - p_\pi)^2$, двойную дифференциальную вероятность распада можно записать как

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dy dz} = & \frac{G_F^2 |V_{us}|^2 m_K^5}{256\pi^3} C_K S_{\text{ew}} \left[A_1(y, z) (|V|^2 + |A|^2) \right. \\ & \left. - A_2(y, z) \text{Re}(VS^* - AP^*) + A_3(y, z) (|S|^2 + |P|^2) \right] \end{aligned} \quad (2.3)$$

где

$$\begin{aligned} A_1(y, z) &= 4(z + y - 1)(1 - y) + r_\ell(4y + 3z - 3) - 4r_\pi + r_\ell(r_\pi - r_\ell), \quad (2.4) \\ A_2(y, z) &= 2r_\ell(3 - 2y - z + r_\ell - r_\pi), \quad A_3(y, z) = r_\ell(1 + r_\pi - z - r_\ell). \end{aligned}$$

Здесь S , P , V , и A зависят от комбинации адронных формфакторов и вильсоновских коэффициентов c :

$$\begin{aligned} V(t, y) &= f_+(t) c_V - m_\ell^2 \frac{m_s}{M_W^2} \frac{c_T B_T(t)}{m_K} \\ A(t, y) &= f_+(t) c_A + m_\ell^2 \frac{m_s}{M_W^2} \frac{c_{T5} B_T(t)}{m_K} \\ S(t, y) &= -(f_0^S(t) - f_+(t)) \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{t} c_V - (m_\ell^2 + m_K^2 (2 - z - 2y)) \frac{m_s}{M_W^2} \frac{c_T B_T(t)}{m_K} \\ P(t, y) &= (f_0^P(t) - f_+(t)) \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{t} c_A - (m_\ell^2 + m_K^2 (2 - z - 2y)) \frac{m_s}{M_W^2} \frac{c_{T5} B_T(t)}{m_K}, \end{aligned}$$

где

$$f_0^S(t) = f_0(t) \left(1 + \frac{c_S/c_V}{(m_s - m_u) M_W} t \right) \approx f_0(t) \exp \left(\frac{c_S/c_V}{M_W} \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{m_s - m_u} \right)^{t/t_{CT}},$$

$$f_0^P(t) = f_0(t) \left(1 - \frac{i c_P/c_A}{(m_s - m_u) M_W} t \right) \approx f_0(t) \exp \left(\frac{-i c_P/c_A}{M_W} \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{m_s - m_u} \right)^{t/t_{CT}},$$

и принято, что $c_{S,P}/c_{V,A} \ll 1$ и $t_{CT} = (m_K^2 - m_\pi^2)$. Описание в рамках СМ получается, если в уравнении (2.3) положить $c_V = -c_A = 1$ и $f_0^{S,P}(t) = f_0(t)$.

В рамках СМ адронный матричный элемент $K \rightarrow \pi$ описывается при помощи двух формфакторов $f_+(t)$ и $f_0(t)$, заданных как

$$\langle \pi^-(k) | \bar{s} \gamma^\mu u | K^0(p) \rangle = (p+k)^\mu f_+(t) + (p-k)^\mu f_-(t) \quad (2.5)$$

$$f_-(t) = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{t} (f_0(t) - f_+(t)) \quad (2.6)$$

где $t = (p - k)^2$. По определению, $f_0(0) = f_+(0)$. В физической области

($m_\ell^2 < t < (m_K - m_\pi)^2$) формфакторы можно разложить в ряд Тейлора:

$$\tilde{f}_{+,0}(t) \equiv \frac{f_{+,0}(t)}{f_+(0)} = 1 + \lambda'_{+,0} \frac{t}{m_\pi^2} + \frac{1}{2} \lambda''_{+,0} \left(\frac{t}{m_\pi^2} \right)^2 + \dots \quad (2.7)$$

Другая параметризация (т.н. полюсная параметризация) $\tilde{f}_+(t) = M_V^2 / (M_V^2 - t)$, с $M_V \sim 892 \text{ MeV}$, соответствующая резонансу $K^*(892)$, приводит к $\lambda''_+ = 2(\lambda'_+)^2$ в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

Недавно была предложена параметризация адронного элемента, основанная на дисперсионных вычислениях [20]:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_0(t) &= \exp \left[\frac{t}{t_{CT}} \left(\ln \left(\tilde{f}_0(t_{CT}) \right) - G(t) \right) \right] \\ \text{с } G(t) &= \frac{t_{CT}(t_{CT} - t)}{\pi} \int_{t_{th}}^{\infty} \frac{ds'}{s'} \frac{\phi(s')}{(s' - t_{CT})(s' - t - i\epsilon)}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $t_{CT} \equiv (m_K^2 - m_\pi^2)$ в точке Калана–Треймана. Здесь фаза $\phi(x)$ формфактора $\tilde{f}_0(t)$ может быть идентифицирована в области упругого рассеяния с S-волновой $I = 1/2$ фазой $\delta_{K\pi}(s)$ $K\pi$ рассеяния.

Подобное выражение может быть получено и для векторного формфактора [21]:

$$\tilde{f}_+(t) = \exp \left[\frac{t}{m_\pi^2} (\Lambda_+ + H(t)) \right], \quad H(t) = \frac{m_\pi^2 t}{\pi} \int_{t_{K\pi}}^{\infty} \frac{ds}{s^2} \frac{\varphi(s)}{(s - t - i\epsilon)}. \quad (2.9)$$

В области упругого рассеяния фаза векторного формфактора $\varphi(s)$ равняется $I = 1/2$ P-волновой фазы $K\pi$ рассеяния.

Для прецизионного измерения вероятностей полулептонных распадов каонов надо аккуратно учесть радиационные поправки к матричному элементу. Для проверки теоретических предсказаний необходимо провести измерения не только вероятностей, но и дифференциальной плотности матричных элементов.

Радиационные $K_{\ell 3\gamma}$ распады В амплитуде радиационного распада $K_L \rightarrow \pi^\mp l^\pm \nu_l \gamma$ [$K_{\ell 3\gamma}$], с $l = e, \mu$ можно выделить две компоненты: вклад внутреннего тормозного излучения (IB), которой учитывает излучение фотонов в начальном

и конечном состояниях и определяется полностью нерадиационным процессом $K_L \rightarrow \pi^\mp l^\pm \nu_l$, и амплитуда структурного излучения (SD), которая учитывает излучение фотонов из промежуточных адронных состояний. Экспериментальное измерение SD амплитуды является существенным тестом ChPT.

Первое измерение распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu \gamma$ было проведено коллаборацией NA31 [22]. Их результат находился в хорошем согласии с теоретическими вычислениями [23] и [24]. Позднее коллаборация KTeV опубликовала свой результат измерения этого распада с точностью 1 % [25]. Этот результат оказался существенно ниже теоретических предсказаний. Это потребовало проведения новых измерений этого распада с точностью, сопоставимой с аккуратностью теоретических вычислений.

Чтобы сократить вклад систематических ошибок, связанных с нормировкой, экспериментальным оборудованием и светимостью ускорителя, проводилось измерение относительной вероятности распада K_{e3} . Исследование проводится путем селекции инклюзивных K_{e3} распадов (две заряженные частицы, исходящие из общей точки и без каких-либо ограничений на число излученных фотонов). Радиационные распады представляют подмножество этой выборки и обычно выделяются наложением дополнительных требований, зависящих от оборудования и условий проведения эксперимента. Чаще всего требуется наличие в событии хотя бы одного высокоэнергетического фотона. Чтобы обеспечить максимально хорошую идентификацию распада $K_{e3\gamma}$, налагаются дополнительные требования на энергию фотона и угол разлета между фотоном и электроном:

$$R(E_\gamma^{\text{cut}}, \theta_{e\gamma}^{\text{cut}}) = \frac{\Gamma(K_{e3\gamma}, E_\gamma^* > E_\gamma^{\text{cut}}, \theta_{e\gamma}^* > \theta_{e\gamma}^{\text{cut}})}{\Gamma(K_{e3})}, \quad (2.10)$$

где E_γ^* и $\theta_{e\gamma}^*$ — соответственно энергия фотона и угол разлета между фотоном и электроном, определенные в системе покоя каона.

Отношение вероятностей распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu / K_L \rightarrow \pi e \nu$. K^0 мезоны являются собственными состояниями оператора четности и распадаются на специфические ($\pi^+ e^- \bar{\nu}$, $\pi^- e^+ \nu$) зарядовые состояния. Экспериментально наблюда-

ются, однако, их смешанные состояния K_S и K_L . Зависимость числа распадов от собственного времени можно записать как

$$dN/dt(\pi e\nu) \propto |\eta|^2 e^{(-t/\tau_S)} + e^{(-t/\tau_L)} \quad (2.11)$$

где τ_S и τ_L — времена жизни K_S и K_L мезонов. Параметр η определяется как

$$|\eta|^2 = 1 + 4\text{Re}(x_l) \quad (2.12)$$

где принято, что правило $\Delta S = -\Delta Q$ выполняется и $x_l = \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)$. В рамках СМ $|\eta|^2 = 1$.

Значение $|\eta|^2$ в (2.11) определяются путем сравнения предсказанного Монте-Карло симуляцией числа событий с измеренным, как функцию расстояния Z (расстояние от точки рождения K -мезона до точки его распада).

Обобщение $K_{\ell 3}$ $K_{\ell 3}$ распады предоставляют уникальную возможность прецизионной проверки предсказаний СМ. Более того, они чувствительны и к проявлениям физики вне СМ. В последние годы проверка унитарности матрицы СКМ вызвала исключительный интерес. Был опубликован ряд новых экспериментальных результатов, которые привели к существенному прогрессу в теоретическом описании распадов $K_{\ell 3}$. Чтобы определить значение V_{us} с точностью лучше 1%, необходимо реализовать следующую экспериментальную программу:

- Измерение относительной вероятности распада $K_{\ell 3}$ с точностью лучше 1%;
- Измерение векторных и скалярных формфакторов матричных элементов распадов $K_{\ell 3}$;
- Измерение и четкое понимание радиационных распадов $K_{\ell 3\gamma}$.

2.2 K_{e4} распады

Распады $K \rightarrow \pi \pi e \nu$, известные еще как K_{e4} , признаны одними из лучших для проверки предсказаний ChPT. В частности, они используются для измерения

параметров парциального разложения амплитуды $\pi\pi$ рассеяния: пороговых параметров, наклонов и длин рассеяния, причем S-волновая длина рассеяния связана со значением кваркового конденсата [26].

После первого наблюдения заряженных K_{e4} [27] распадов, процесс $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^+\bar{\nu}_e$ был исследован на статистике, основанной на 30000 событий [28]. Несколько лет назад был проведен эксперимент на более высокой статистике [29], где было зарегистрировано 400000 таких распадов. В этих экспериментах были измерены относительные вероятности распадов, формфакторы и разница смещения фаз s - и p - волн как функция инвариантной массы $M_{\pi\pi}$ двух пионов.

После первого наблюдения распада $K_L \rightarrow \pi^\pm\pi^0e^\mp\nu_e(\bar{\nu}_e)$ [30], более полный анализ был проведен с использованием 729 событий в работе [31].

Распад K_{e4} имеет четыре частицы в конечном состоянии, следовательно для его описания необходимы 5 независимых кинематических переменных. Обычно используются так называемые переменные Кабиббо–Максимовича [32]: квадраты инвариантных масс двух пионов (S_π) и двух лептонов (S_e); углы θ_π (θ_l) — между пионом (электроном) с зарядом каона и линии полета двух пионов (лептонов) в системе покоя каона, вычисленным в системе покоя двух пионов (лептонов): угол ϕ между плоскостями, определенными двумя пионами и двумя электронами в системе покоя каона.

Адронная часть матричного элемента параметризуется при помощи трех аксиальных (F, G, R) и одного векторного (H) формфакторов. Эти формфакторы можно разложить по парциальным s, p, d волнам [33]:

$$\begin{aligned} F &= F_s e^{i\delta_s} + F_p e^{i\delta_p} \cos \theta_\pi + d \text{ wave..} \\ G &= G_p e^{i\delta_g} + d \text{ wave..} \\ H &= H_p e^{i\delta_h} + d \text{ wave..} \end{aligned} \tag{2.13}$$

Пренебрегая членами, связанными с d -волной, и предполагая общую фазу для F_p, G_p, H_p , можно параметризовать амплитуду, используя только 4 вещественных формфактора и одну фазу ($\delta = \delta_s - \delta_p$ и F_s, F_p, G_p, H_p). Эти параметры можно разложить по степеням безразмерных инвариантов $q^2 = (S_\pi/4m_\pi^2) - 1$

и $S_e/4m_\pi^2$:

$$\begin{aligned}
F_s &= f_s + f'_s q^2 + f''_s q^4 + f'_e S_e/4m_\pi^2 + .. \\
F_p &= f_p + f'_p q^2 + .. \\
G_p &= g_p + g'_p q^2 + .. \\
H_p &= h_p + h'_p q^2 + .. \\
\delta(q^2) &= \delta_s - \delta_p,
\end{aligned} \tag{2.14}$$

где $S_\pi = M_{\pi\pi}^2$ — квадрат инвариантной массы двух пионов, а $S_e = M_{e\nu}^2$ — инвариантная масса двух лептонов.

В диссертации приведены результаты измерения этих формфакторов на рекордной статистике.

2.3 $\underline{K} \rightarrow \pi l^+ l^-$ распады

Распады $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ ($l = e, \mu$) в случае, когда не нарушается CP-симметрия, протекают в основном за счет обмена одного виртуального фотона ($K \rightarrow \pi \gamma^*$). Это имеет место в случае распадов заряженных K-мезонов и K_S^0 . В случае K_L -мезонов определяющей является CP - нарушающая компонента.

\underline{K}^\pm и \underline{K}_S^0 распады Относительную вероятность \underline{K}^\pm и \underline{K}_S^0 распадов можно выразить как функцию одного формфактора $W(z)$, где $z = (M_l/M_K)^2$ [34]:

$$\frac{d\Gamma}{dz} = \frac{\alpha^2 M_K}{12\pi(4\pi)^4} \lambda^{3/2}(1, z, r_\pi^2) \sqrt{1 - 4\frac{r_l^2}{z}} \left(1 + 2\frac{r_l^2}{z}\right) |W(z)|^2, \tag{2.15}$$

где $r_l = m_l/M_K$, $r_\pi = m_\pi/M_K$ и $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$. Двумерную вероятность, которая нужна для определения геометрической эффективности регистрации распада, можно найти в [35]. Плотность вероятности распада скорректирована также кулоновским фактором

$$\Omega_C(\beta_{ij}) = \prod_{i,j=1,2,3; i<j} \frac{2\pi\alpha Q_i Q_j}{\beta_{ij}} \left(e^{\frac{2\pi\alpha Q_i Q_j}{\beta_{ij}}} - 1 \right)^{-1}, \tag{2.16}$$

где $Q_i = \pm 1$ — электрические заряды дочерних частиц, $0 < \beta_{ij} < 1$ — их относительные скорости и α — константа тонкой структуры. Относительные скорости зависят только от инвариантных масс, в частности, для лептонной пары имеет место соотношение $\beta_{ll}^2 = 1 - [2r_l^2/(z - 2r_l^2)]^2$.

Для определения формфактора $W(z)$ использовались параметризации, предложенные в следующих моделях :

1. Линейная модель: $W(z) = G_F M_K^2 f_0 (1 + \delta z)$ со свободной нормировкой и наклонами $(|f_0|, \delta)$. Вероятность распада и его спектр нечувствительны к выбору знака f_0 ;
2. Модель киральной теории возмущений (ChPT) в следующем-залидирующем порядке [36]: $W(z) = G_F M_K^2 (a_+ + b_+ z) + W^{\pi\pi}(z)$ со свободными параметрами (a_+, b_+) и с вычисленной в явном виде пионной петлей $W^{\pi\pi}(z)$ [36];
3. Комбинированная киральная теория возмущений с КХД с большим N_c [37]: формфактор, параметризован как $W(z) \equiv W(\tilde{w}, \beta, z)$, со свободными параметрами (\tilde{w}, β) ;
4. ChPT параметризация [35], включающая мезонные формфакторы: $W(z) \equiv W(M_a, M_\rho, z)$. Массы резонансов M_a, M_ρ рассматриваются как свободные параметры.

В рамках ChPT относительную вероятность распада $K_S \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$ можно выразить как функцию двух параметров a_S и b_S [36]:

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = [0.01 - 0.76a_S - 0.21b_S + 46.5a_S^2 + 12.9a_S b_S + 1.44b_S^2] \times 10^{-10}, \quad (2.17)$$

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [0.07 - 4.52a_S - 1.50b_S + 98.7a_S^2 + 57.7a_S b_S + 8.95b_S^2] \times 10^{-11}, \quad (2.18)$$

где формфактор $W_S(z) = G_F m_K^2 (a_S + b_S z) + W_S^{\pi\pi}(z)$, $z = m_{\ell\ell}^2/m_K^2$, m_K — масса К-мезона, $m_{\ell\ell}$ — инвариантная масса двух лептонов. Ожидаемый вклад $W_S^{\pi\pi}(z)$ маленький. В рамках VMD (модель векторной доминантности) эти два параметра связаны соотношением $b_S = 0.4 a_S$ [36]. Таким образом, значение параметра $|a_S|$ можно определить из измерения относительной вероятности распада $K_S \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$ [38]

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \simeq 5.2 \times 10^{-9} a_S^2, \quad (2.19)$$

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) \simeq 1.2 \times 10^{-9} a_S^2. \quad (2.20)$$

Значения параметров a_S и b_S можно определить из совместного анализа $B(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ и $B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$, используя соотношения (2.17) и (2.18).

CPV компонента $K_L \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$. Если относительные вероятности распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ известны, можно предсказать CP-нарушающую компоненту соответствующих K_L распадов как функцию $\text{Im}(\lambda_t)$ с точностью до знака [39]:

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{\text{CPV}} \times 10^{12} = C_{\text{MIX}} \pm C_{\text{INT}} \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right) + C_{\text{DIR}} \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right)^2, \quad (2.21)$$

где

$$C_{\text{MIX}} = 3.1 \times 10^9 B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-), \quad C_{\text{INT}} = 4.6 \times 10^4 \sqrt{B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)},$$

$$C_{\text{DIR}} = 1.0.$$

C_{INT} коэффициент интерференционного члена прямого (C_{DIR}) и непрямого (C_{MIX}) CPV компонентами, а $\lambda_t = V_{td} V_{ts}^*$.

Аналогичным образом, для распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ можно записать

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CPV}} \times 10^{12} \simeq 15.3 a_S^2 - 6.8 a_S \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right) + 2.8 \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right)^2. \quad (2.22)$$

CP-сохраняющую компоненту распада $K_L \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$ можно определить ис-

следованием распада $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ [40, 41].

До проведения экспериментов коллаборацией NA48 распады $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ не наблюдались. В диссертации приведены результаты выполненных исследований распадов $K_S^0 \rightarrow \pi l^+ l^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$.

3 Экспериментальные установки и анализ данных

Представленные в диссертации исследования проводились с использованием двух экспериментальных комплексов — HYPERON, расположенных на Серпуховском ускорителе У-70 в России и NA48, работающий на ускорителе SPS в CERN. В этой главе дано краткое описание этих установок и представлены основные элементы анализа набранных с их помощью данных.

3.1 Установка HYPERON

Спектрометрический комплекс HYPERON расположен на 18-ом канале Серпуховского ускорителя У-70 в несепарированном пучке положительно заряженных частиц (e , μ , π , K , и p) с энергией в диапазоне 2–15 GeV. Установка состоит из двух частей — пучковый спектрометр и спектрометр вторичных частиц [43].

Пучковый спектрометр На 18-ом канале Серпуховского ускорителя в каждом цикле ускорения (1–1.5 с) выводится пучок с интенсивностью $(5-7) \cdot 10^7$ частиц с импульсом 10 GeV/c. Содержание в пучке K^+ -мезонов составляет около 5–6 %, причем типичная интенсивность каонов находится в диапазоне $(0.5-1.0) \cdot 10^5$. В состав пучкового спектрометра (Рис. 2) входят спектрометрический

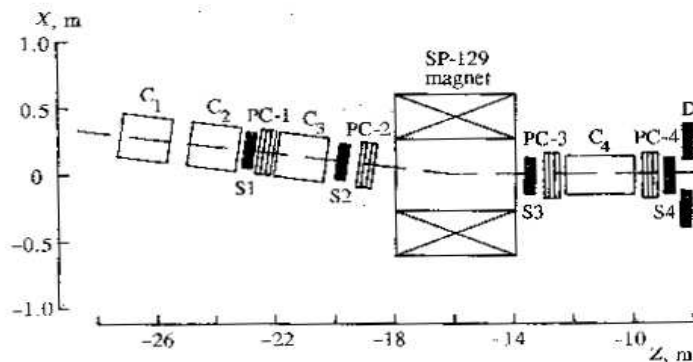


Рис. 2: Пучковый спектрометр

магнит SP 129, четыре станции пропорциональных камер (PC1–PC4), две из которых расположены перед магнитом, а две — за ним, четыре пороговых черенковских счетчика и четыре сцинтилляционных детектора. Импульс частиц

измеряется с точностью $\leq 0.5\%$. Тип частиц определяется при помощи черенковских счетчиков С1 - С4, а сцинтилляторы S1–S4 используются для формирования триггерного сигнала.

Спектрометр вторичных частиц Спектрометр вторичных частиц (Рис. 3) построен на базе модифицированного магнита MS12. С его помощью регистрируются продукты распадов каонов и измеряются их характеристики. В состав спектрометра входят 19 пропорциональных многопроволочных камер с расстоянием между сигнальными проволочками 2 мм. Они объединены в четырех станциях РС5–РС8, три из которых расположены перед магнитом и одна — за ним. Разрешение спектрометра по импульсам составляет 2.3% для частиц с импульсом $10\text{ GeV}/c$ [44–46].

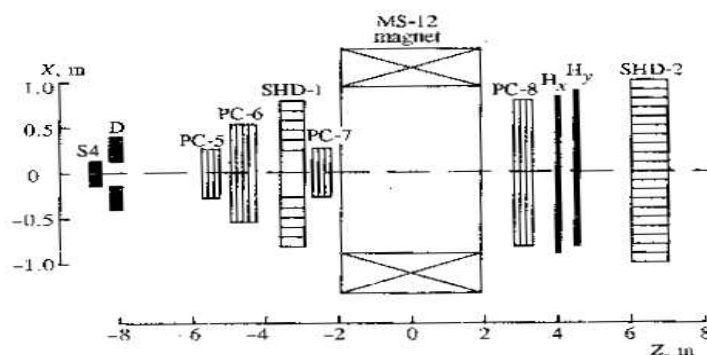


Рис. 3: Спектрометр вторичных частиц

Сцинтилляционный годоскоп расположен за магнитом MS12 и состоит из двух плоскостей H_x и H_y . H_x составлен из 20 сцинтилляционных счетчиков размерами $150 \times 10 \times 1\text{ cm}^3$, а H_y — из 12 счетчиков тех же размеров.

Энергия фотонов и электронов измеряется электромагнитными калориметрами SHD-1 и SHD-2, построенными из свинцового стекла. SHD-1 [47–49] состоит из 260 блоков свинцового стекла TF1-000 с размерами $100 \times 100 \times 350\text{ mm}$ (14 радиационных длин). Центральные 25 блоков устранены, чтобы дать возможность заряженным частицам пройти через магнит и попасть в станцию РС8. Второй электромагнитный калориметр SHD-2 расположен в конце установки и регистрирующий фотоны, проходящие через просвет в центре SHD-1. SHD-2

составлен из блоков свинцового стекла TF1-00 с размерами 85 x 85 x 350 mm³. Центральная зона (8 x 8 блоков) состоит из блоков с размерами 25 x 42.5 x 350 mm³. Разрешение калориметра SHD-1 задается как

$$\frac{\sigma_E}{E} = a + \frac{b}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

где $a = 0.01$ и $b = 0.06 \text{ GeV}^{1/2}$. Для SHD-2 имеем

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(2.0 + \frac{7.0}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \right) \cdot 10^{-2},$$

Программа исследований распадов заряженных К-мезонов на установке HYPERON была разработана в конце восьмидесятых годов [50, 51]. После тестового набора данных была проведена реконструкция экспериментального оборудования с целью улучшения эффективности регистрации каонных распадов. Последовал период, в котором укоротитель в Серпухове не работал и проведение исследований было исключительно затруднено. Все это привело только к частичной реализации запланированных исследований. В конце 90-ых годов было подготовлено новое предложение эксперимента по изучению каонных распадов [52] и были получены предварительные результаты по измерению наклона λ векторного формфактора распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ [53, 54]. Полная программа этих исследований так и не была реализована. Несмотря на то, что с момента первоначального предложения прошло много лет, программа исследований оставалась актуальной, и это стимулировало ее реализацию в полном объеме в экспериментах, проводимых коллаборацией NA48 на ускорителе SPS в CERN.

3.2 Установка NA48

Исследования каонных распадов на установке NA48 проходили в несколько этапов. Первый из них, связанный с наблюдением прямого CP-нарушения в системе нейтральных К-мезонов и измерением параметра ϵ' — эксперимент NA48 [55]. На втором этапе проводились исследования редких распадов K_S -мезонов и нейтральных гиперонов (NA48/1). Последний этап был посвящен поискам зарядо-

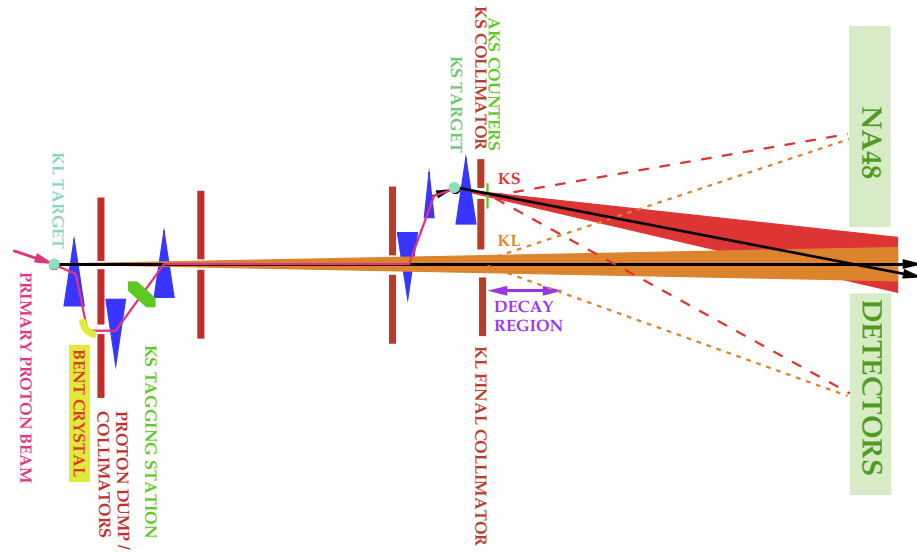
вой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ и измерению параметров матричного элемента $K \rightarrow \pi \pi e \nu$ распадов (NA48/2).

Установка NA48 состоит из системы формирования пучка, вакуумного распадного объема и детекторного комплекса. Подробное описание установки можно найти в работе [56].

Протоны с импульсом 400 GeV/c выводятся из ускорителя SPS каждые 16.8 с, с временем номинальной интенсивности 4.8 с. Пучок наводится на бериллиевую мишень длиной 400 мм и диаметром 2 мм. Мишень для K_S расположена в 6 м, а для пучка заряженных каонов — в 120 м от распадного объема.

Пучок нейтральных каонов Одновременные K_S и K_L пучки формируются следующим образом: рожденные на бериллиевой мишени заряженные частицы, как и протоны, не давшие взаимодействия в мишени, отклоняются дипольным магнитом. Нейтральный пучок, сформированный при помощи серии коллиматоров, последний из которых расположен в 126 м после мишени, в основном состоит из долгоживущих К-мезонов, нейтронов и фотонов. Протоны, не давшие взаимодействия в мишени, подводятся к искривленному кристаллу. Часть из них, следуя кристалльным равнинам, транспортируется к оси пучка и при помощи двух дипольных магнитов выводится на K_S мишень, расположенную в 120 м после бериллиевой мишени. Заряженные частицы, не отклонившиеся кристаллом, поглощаются специальным абсорбером. Схема формирования пучка показана на Рис. 4.

Формирование интенсивного K_S пучка Для получения интенсивных пучков K_S и нейтральных гиперонов из SPS выводится протонный пучок интенсивностью 5×10^{10} частиц в цикле. Для поглощения фотонов из распадов π^0 на пути вторичного пучка поставлен абсорбер из платины толщиной 24 мм. За мишенью расположена система коллиматоров длиной 5.1 м, находящихся внутри магнитного поля с интегралом 7.5 Тл.м. Форма коллиматоров подобрана так, чтобы они поглощали частицы, отклонившиеся в вертикальном направлении. Схема формирования пучка показана на Рис. 5.



Not to scale!

Рис. 4: Одновременное формирование K_S и K_L пучков в эксперименте NA48

Таким образом, обеспечивается примерно 2×10^5 K_S распадов за цикл. Вклад K_L — на уровне 3.4×10^3 . Импульсы K_S -мезонов изменяются в диапазоне 60–200 GeV/c со средним значением около 110 GeV/c.

Пучок заряженных К-мезонов. Для формирования пучка заряженных каонов использовался протонный пучок интенсивностью 7×10^{11} частиц за цикл. Рожденные в мишени частицы проходят через серию коллиматоров и два ахромата (Рис. 6), которые формируют пучок со средним импульсом 60 ± 2 GeV/c. Пути прохождения положительной и отрицательной компоненты симметричны относительно оси Z^1 и могут меняться местами во время набора данных путем изменения полярности всех пучковых магнитных элементов.

Второй ахромат используется спектрометром KABES для измерения импульса пучковых частиц. Детектор KABES состоит из шести времяпроекционных камер типа MICROMEGAS малых размеров (зазор между сетки и электродов $50 \mu m$), работающих в области газового усиления [57]. Камеры сгруппированы попарно в трех станциях. Пучковый спектрометр обеспечивает измерение

¹Прямая, проходящая через центр цилиндрического распадного объема детекторного комплекса, принята за ось Z эксперимента.

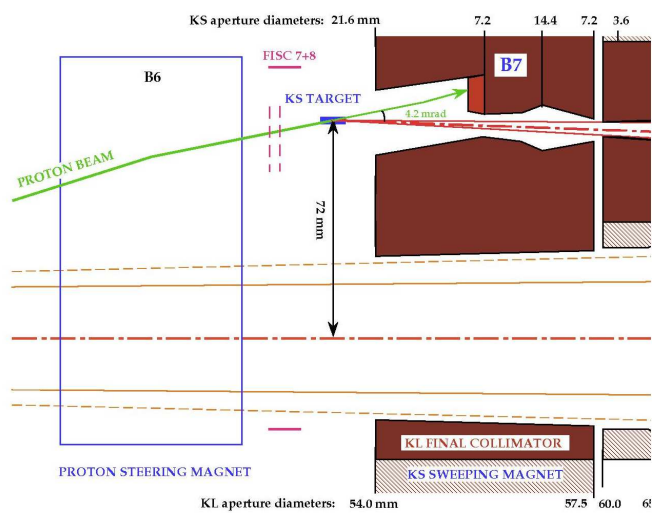


Рис. 5: Формирование K_S пучка в эксперименте NA48

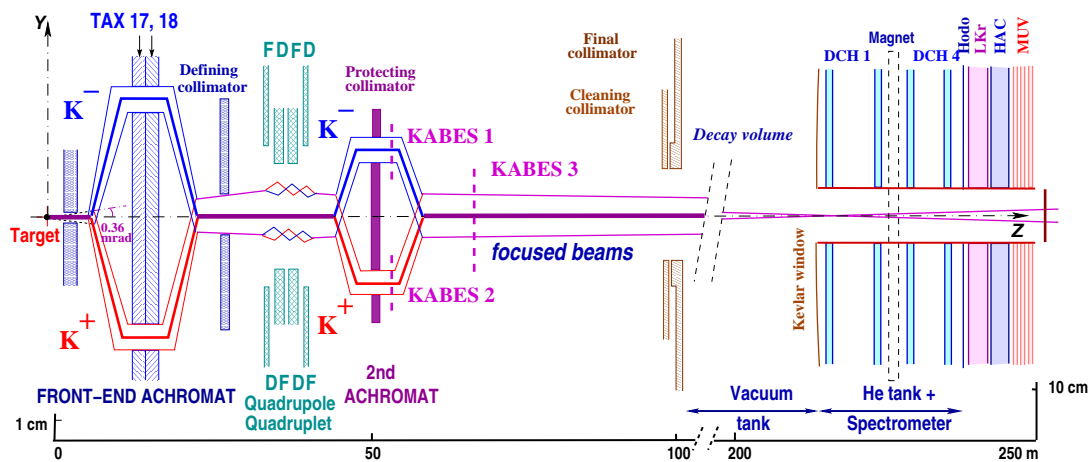


Рис. 6: Формирование заряженных пучков на установке NA48/2

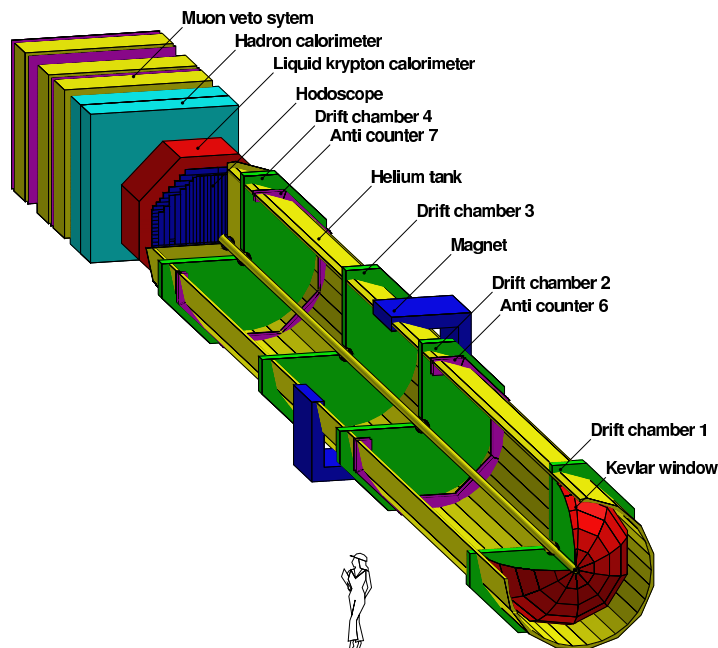


Рис. 7: Схема экспериментальной установки NA48

импульсов с точностью 0.7 % и время прохождения частиц с точностью 0.65 ns.

Распадный объем состоит из цилиндрической вакуумной трубы, конец которой закрыт тонкой перегородкой, сделанной из кевлара, разделяющей вакуум от газа в магнитном спектрометре (гелий при атмосферном давлении). Около распадного объема и гелиевого резервуара инсталлированы сцинтилляционные вето-детекторы (AKL), которые регистрируют частицы, летящие вне распадного объема и апертуры спектрометра.

Детекторный комплекс. Продукты распада регистрируются детекторным комплексом, показанным на Рис. 7. Его основные компоненты:

- **Магнитный спектрометр (ДСН):** Состоит из дипольного магнита с двумя трековыми станциями, каждая из них включающая две дрейфовые камеры. Магнитное поле направлено по оси Y, а заряженные частицы отклоняются по оси X. Дрейфовые камеры имеют форму правильного восьмиугольника. Каждая из них включает четыре последовательно расположенные сдвоенные плоскости с ориентацией проволочек горизонтально, вертикально, и под углами $+45^0$ и -45^0 . Для эксперимента NA48 разреше-

ние спектрометра по импульсам дается $\frac{\delta p}{p} = 0.48 \% \oplus 0.009 * p [GeV/c]\%$, а для эксперимента NA48/2, в котором магнитное поле было уменьшено — $\frac{\delta p}{p} = 1.02\% \oplus 0.044 * p[GeV/c]\%$.

- **Сцинтилляционный годоскоп (HOD):** Состоит из двух плоскостей пластиковых сцинтилляторов, расположенных горизонтально и вертикально. Свет в сцинтилляторах собирается пластиковыми световодами и транспортируется к фотоумножителям. Разрешение годоскопа по времени равняется 170 ps, поэтому он используется как для формирования триггерного сигнала, так и для определения времени события.
- **Электромагнитный калориметр (LKr):** Для регистрации электронов и фотонов и измерения их энергий используется квази-гомогенная ионизационная камера, заполненная жидким криптоном. Активный объем детектора разделен на 13248 ячеек с размерами $2 \times 2 \text{ cm}^2$ и формой пересеченной пирамиды, вершина которой находится в центре распадного объема. Линейность отклика электромагнитного калориметра лучше 0.1 %. Измеренное энергетическое разрешение составляет

$$\frac{\delta(E)}{E} = \frac{0.032}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.09}{E} \oplus 0.0042.$$

Пространственное разрешение $\sigma(x) \simeq \sigma(y) = \frac{4.2 \text{ mm}}{\sqrt{E}} \oplus 0.6 \text{ mm}$, $[E] = \text{GeV}$. Временное разрешение калориметра порядка 500 ps. Информация из LKr используется также и для идентификации типа частиц.

- **Адронный калориметр (HAC):** Представляет собой железно-сцинтилляционный "сэндвич" глубиной 7 ядерных длин взаимодействия. Разрешение по энергии $\sigma(E)/E = 65\%/\sqrt{E}$, где E измеряется в GeV. Адронный калориметр используется, в основном, для формирования триггера нейтральных частиц (как вето), для идентификации мюонов и для определения эффективности мюонного вето.

- **Мюонная система (MUON):** Система для регистрации мюонов состоит из трех плоскостей сцинтилляторов, перед каждой из которых расположена стенка из железа толщиной 80 см. Разрешение по времени для триггерного сигнала составляет 1.2 ns, а для реконструированных сигналов в процессе обработки данных доходит до 350 ps.

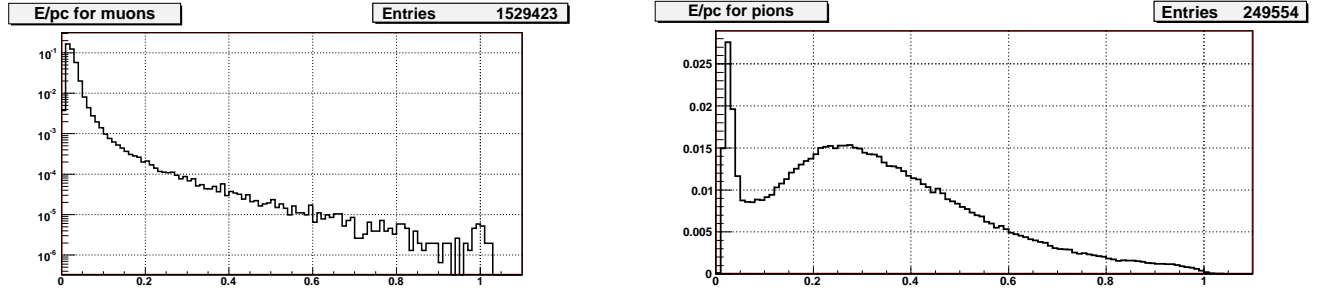
3.3 Идентификация частиц

В результате распадов К-мезонов могут рождаться пионы, электроны, мюоны, фотоны и нейтрино. Для корректного восстановления распадов и подавления возможного фона в исследуемых процессах очень важно обеспечить эффективную идентификацию типа частиц. Для решения этой задачи можно использовать информацию о траектории заряженной частицы, ее импульс, данные о выделенных в электромагнитном и в адронном калориметрах энергиях и наличие сигнала в мюонном вето. Совокупность этих данных позволяет идентифицировать мюоны и фотоны с высокой эффективностью и с вероятностью ошибки на уровне 10^{-4} . Значительно сложнее разделить пионы и электроны.

После реконструкции трека заряженной частицы, ее траектория экстраполируется до передней поверхности LKr. Если расстояние от точки попадания заряженной частицы до центра ближайшего реконструированного кластера сработавших ячеек в LKr меньше определенного расстояния (обычно 6 см), то этот кластер ассоциируется с заряженной частицей. Кластер, который не ассоциирован с заряженной частицей и его центр находится на расстоянии, больше 6 см от ближайшего электронного следа и больше 15 см от ближайшего пионного следа, классифицируется как фотон.

Мюоны идентифицируются с помощью отношения E/p , где E — энергия, выделенная заряженной частицей в LKr, а p — импульс частицы, измеренный в магнитном спектрометре. Ожидаемое значение этого отношения для мюонов меньше 0.1 (Рис. 8). В определенных случаях дополнительно можно потребовать и наличие сигнала в мюонном вето.

Для разделения пионов и электронов используется отличие сигналов, инду-

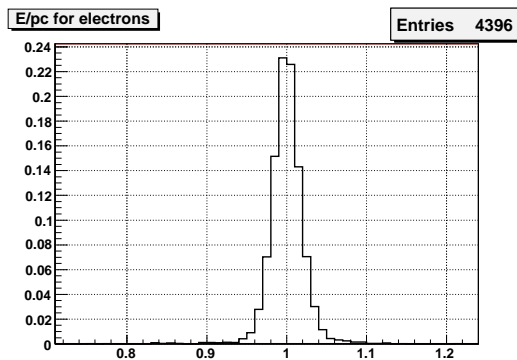
Рис. 8: E/p для мюонов и пионов

цированных этими частицами в электромагнитном калориметре. Из-за различия физических процессов, протекающих при развитии электромагнитных и адронных ливней, наблюдается существенное различие в продольном и поперечном распределении энергии, выделенной в LKr. Используя всю доступную информацию от электромагнитного калориметра и измеренный в спектрометре импульс, можно определить следующие чувствительные к типу частиц величины:

- E/p — стандартные условия для выделения пионов и электронов соответственно $E/p < 0.8$ и $E/p > 0.9$ (см. Рис. 9);
- $RMS, RMSx, RMSy$ — среднеквадратичное отклонение электромагнитного ливня, ассоциированного с заряженной частицей, и его компоненты в x и y направлениях, $RMS = \sqrt{RMSx^2 + RMSy^2}$;
- $Dist, Distx, Disty$ — расстояние между точкой попадания заряженной частицы в LKr и центром ассоциированного с ней кластера в LKr, $Dist = \sqrt{Distx^2 + Disty^2}$;
- E_{max}/E_{all} , где E_{max} — энергия, выделенная в ячейке с максимальным сигналом в данном кластере.

Здесь надо отметить, что для реконструкции и выделения большинства распадов наложение условия E/p вполне достаточно.

Используя подходящую комбинацию этих переменных, можно уменьшить вероятность ошибочного распознавания пиона как электрона (фактор отброса

Рис. 9: E/p для электронов

пионов) до 6 раз по сравнению со стандартным условием $E/p > 0.9$, сохраняя при этом эффективность распознавания электронов выше 95 %.

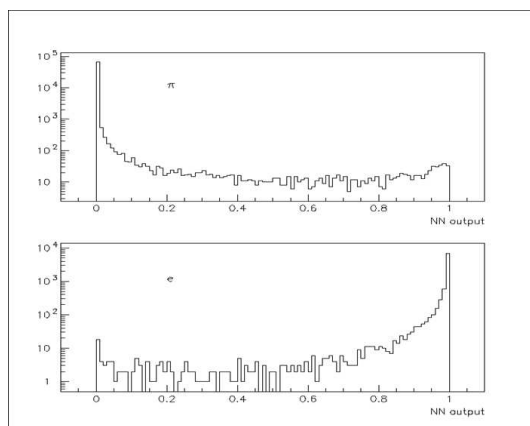


Рис. 10: Отклик NN для электронов и пионов

Для некоторых исследований (например, измерение формфакторов K_{e4} распадов) такая эффективность недостаточна. Чтобы обеспечить надежное измерение параметров K_{e4} распадов, была разработана методика идентификации типа частиц с использованием нейронной сети [58]. С целью учета в максимальной степени корреляций между чувствительными к типу частиц переменными была построена нейронная сеть (NN), включающая один входной слой из 10 нейронов, три скрытые слоя, составленные из 30, 20 и 2 нейронов соответственно, и один исходной нейрон. На входы подаются значения величин E/p , $DIST$, RMS , p , $RMSx$, $RMSy$, $Distx$, $Disty$, dx/dz , dy/dz , где последние две являются углами входа заряженной частицы в LКг в xz и yz плоскостях.

Выбор типа нейронной сети был сделан в результате исследования нейронных сетей с разными топологиями. Выбранная нами NN с относительно сложной топологией показала лучшую эффективность и высокую стабильность, как в процессе обучения, так и при изменении условий набора данных. Обучение NN проводилось на экспериментальных данных. Результат работы NN для электронов и пионов показан на Рис. 10.

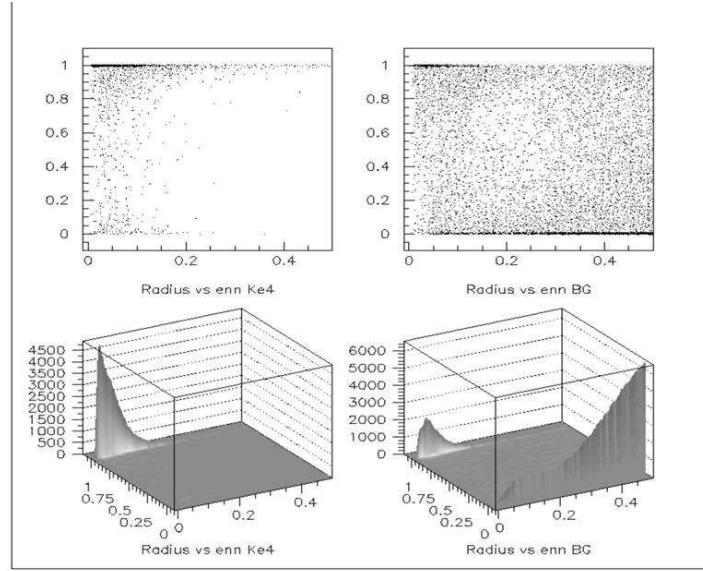


Рис. 11: Распределение K_{e4} Монте-Карло и экспериментальных событий по значениям выхода NN для кандидата в электрон и переменной $1/R$.

Нейронная сеть была применена при селекции K_{e4} распадов. В этом случае основной фон идет за счет $K_{3\pi}$ распадов, когда один из пионов ошибочно идентифицирован как электрон. Для проверки эффективности нейронной сети мы использовали данные набранные для изучения распада K_{Le4} (см. Раздел 6). Для обучения и теста NN было использовано 800000 пионов и 20000 электронов выделенных из хорошо реконструированных (очень жесткая селекция) $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0$ и $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ распадов соответственно. На Рис. 11 показано двумерное распределение K_{e4} МК и экспериментальных событий по значениям выхода NN для кандидата в электрон и переменной $1/R$, $R^2 = ((p_t - 6MeV)/7MeV)^2 + ((M_{k3\pi} - 498MeV)/2.5MeV)^2$, где p_t поперечный импульс продуктов распада и $M_{K3\pi}$ эффективная масса в гипотезе, что все три частицы являются пионами. Как видно, фон от $K_{3\pi}$ распадов четко

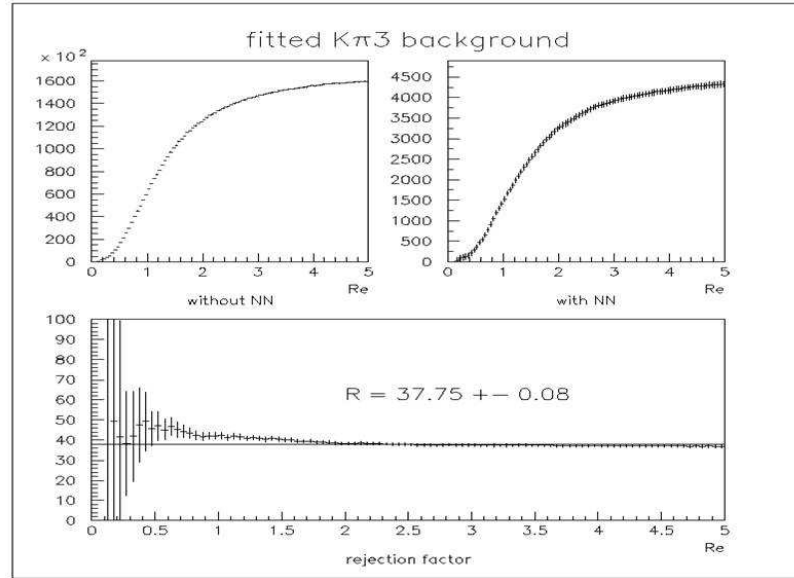


Рис. 12: Фон до и после применения NN; Фактор подавления как функция переменной $1/R$.

выделяется.

Было достигнуто дополнительное по сравнению с условием $E/p > 0.9$ 38-кратное подавление фона (Рис. 12), что позволило измерить формфакторы этих распадов с рекордной точностью.

Более того, в предложении для проведения эксперимента NA48/2 было запланировано использовать для идентификации частиц детектор переходного излучения (TRD). Мы показали, что при помощи нейронной сети возможно достичь эффективность разделения пионов и электронов, сопоставимую с эффективностью TRD. В результате было принято решение провести эксперимент без применения TRD. Это был один из решающих аргументов для утверждения эксперимента NA48/2 комитетом SPSC.

4 Измерение K_{l3} формфакторов

K_{l3} распады предоставляют уникальную возможность прецизионной проверки предсказаний СМ и поиска физики за ее пределами. Это мотивировало проведение обширной программы экспериментальных исследований, направленной на

- Измерение формфакторов K_{l3} распадов;
- Измерение относительных вероятностей K_{l3} распадов с точностью лучше 1 %;
- Измерение и четкое понимание радиационных $K_{e3}\gamma$ распадов.

Настоящий раздел посвящен выполнению первой точки программы — измерение формфакторов K_{l3} распадов.

4.1 $K_L^0 e3$ формфакторы

Представленные здесь исследования были проведены на ускорителе SPS в CERN с использованием детектора NA48. Чтобы выделить $K_L^0 e3$ распады, были обработаны данные объемом около 2 ТВ, содержащие около 100 миллионов событий, набранных в чистом K_L^0 пучке с максимально мягким триггером [60]. При обработке данных была выделена совокупность событий, имеющих две реконструированные противоположно заряженные частицы, исходящие из общей вершины, с координатами в распадном объеме детектора. Число этих событий составило 12.6 миллиона. Для реконструкции $K_L^0 e3$ распада дополнительно требовалось, чтобы одна из заряженных частиц имела $0.93 < E/p < 1.10$ (электрон), а для второй выполнялось $E/p < 0.90$ (пион) (Рис. 13). С целью подавления фона за счет распадов $K_{3\pi}$ было наложено дополнительное требование на значение величины переменной

$$P_0'^2 = \frac{(m_K^2 - m_{+-}^2 - m_{\pi^0}^2)^2 - 4(m_{+-}^2 m_{\pi^0}^2 + m_K^2 p_{\perp}^2)}{4(p_{\perp}^2 + m_{+-}^2)} > -0.004(\text{GeV}/c)^2. \quad (4.1)$$

Здесь p_{\perp} — поперечный импульс системы двух заряженных частиц, вычисленный относительно направления полета K_L^0 мезона, а m_{+-} — их инвариантная масса.

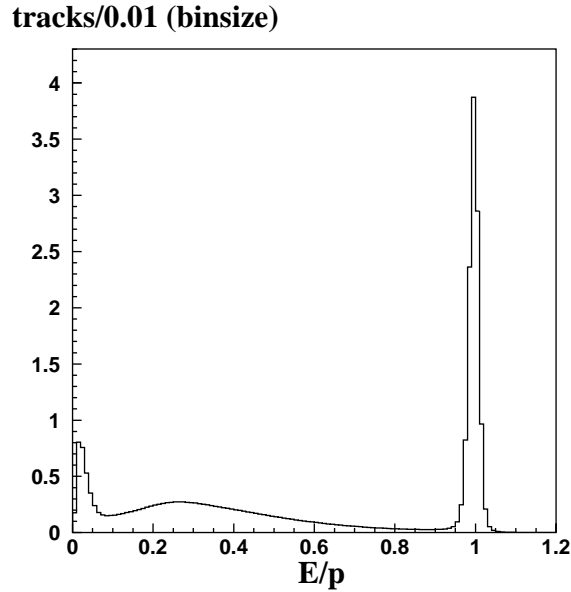


Рис. 13: Распределение отношения выделенной в LKr энергии E к измеренному в спектрометре импульсу p .

Так как импульс нейтрино не измеряется, реконструкция импульса каона возможна только с точностью до квадратичной неопределенности. Чтобы обеспечить хорошее согласие между симулированными методом Монте-Карло событиями и экспериментальными данными, при селекции распадов было наложено условие, чтобы оба решения для импульса каона находились в интервале 60–180 GeV/c. Таким образом, было реконструировано $5.6 \cdot 10^6$ K_{e3} распадов.

Отклик детектора NA48 моделировался при помощи программы, основанной на пакете GEANT [61]. В симуляции использовался импульсный спектр каонов, измеренный из реконструированных K_{e3} событий, для которых оба решения для импульса каона совпадают в пределах ошибки. Для учета радиационных поправок применялся пакет PHOTOS [62], дополнительно модифицированный с тем, чтобы воспроизводить точные вычисления этих поправок [63].

Чтобы определить скалярный (f_S), векторные (f_+ и f_-) и тензорный (f_T) формфакторы, необходимо измерить плотность Далиц-плота, которая в системе

покоя каона задается как [59]:

$$\rho(E_\pi^*, E_e^*) \sim a[f_+(q^2)]^2 + c[f_S + \frac{1}{m_K}(E_\nu^* - E_e^*)f_T]^2, \quad (4.2)$$

где E_i^* энергия частицы i ,

$$f_+(q^2) = f_+(0)(1 + \lambda_+ q^2/m_\pi^2 + \lambda'_+ q^4/m_\pi^4),$$

$$a = m_K(2E_e^*E_\nu^* - m_K E_\pi'),$$

$$c = m_K^2 E_\pi', \quad E_\pi' = \frac{(m_K^2 + m_\pi^2)}{2m_K} - E_\pi^*,$$

$$q^2 = (m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi^*).$$

Плотность Далиц-плота анализировалась в двух гипотезах — о чистом $V-A$ взаимодействии и в предположении о наличии дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий. Результаты приведены в Табл. 1.

Формфактор	Значение и статистическая ошибка
λ_+	$0.0284 \pm 0.0007_{stat} \pm 0.0013_{syst}$
$ f_S/f_+(0) $	$0.015_{-0.010}^{+0.007} \pm 0.012_{syst}$
$ f_T/f_+(0) $	$0.05_{-0.04}^{+0.03} \pm 0.03_{syst}$
λ_+ лин. пар.	$0.0288 \pm 0.0004_{stat} \pm 0.0011_{syst}$
λ_+ квадр. пар.	$0.0280 \pm 0.0019_{stat} \pm 0.0015_{syst}$
λ'_+ квадр. пар.	$0.0002 \pm 0.0004_{stat} \pm 0.0002_{syst}$

Таблица 1: Результаты фита для двух гипотез: о чистом $V-A$ взаимодействии (линейная и квадратичная параметризации) и при наличии дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий.

Найденные значения скалярных и тензорных формфакторов сопоставимы с нулем. Контуры уровня достоверности в плоскости $(|f_S/f_+(0)|, |f_T/f_+(0)|)$, вычисленные при $\lambda_+ = 0.0284$ показаны на Рис. 14. Были определены верхние границы их значений на 90 % уровне достоверности

$$|f_S/f_+(0)| < 0.041, \text{ соотв. } |f_T/f_+(0)| < 0.12.$$

Тем самым не наблюдаются отклонения от $V-A$ структуры слабых взаимодействий.

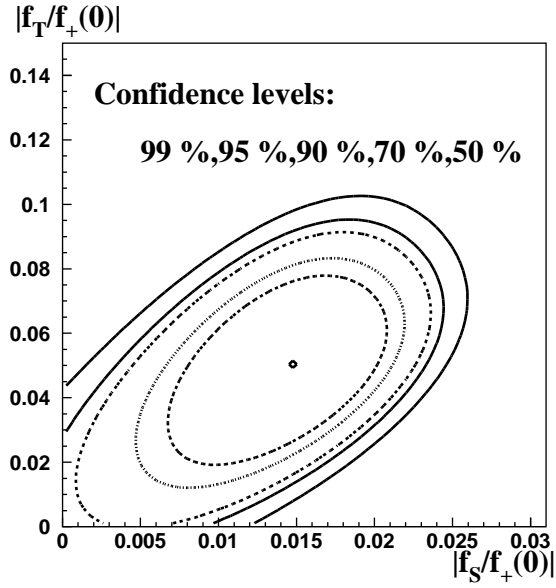


Рис. 14: Контуры уровня достоверности в плоскости $(|f_S/f_+(0)|, |f_T/f_+(0)|)$ при $\lambda_+ = 0.0284$. Внешний контур соответствует 99% у.д., а самый внутренний контур — 50% у.д.. Учтены только статистические ошибки.

Полюсный формфактор хорошо согласуется с данными при массе полюса 859 ± 18 MeV.

4.2 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ формфакторы

Это исследование основано на данных, описанных в предыдущем анализе, причем селекция событий с двумя заряженными частицами проводилась таким же образом. Чтобы выделить распад $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ требовалось выполнение условия $E/p < 0.9$ для двух заряженных частиц, причем одна из них должна была дать сигнал и в мюонном вето [64]. Этим методом было реконструировано 2.3×10^6 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ распадов. Плотность Далиц-плота аппроксимировалась функцией

$$\rho(E_\mu^*, E_\pi^*) = \frac{dN^2(E_\mu^*, E_\pi^*)}{dE_\mu^* dE_\pi^*} \propto Af_+^2(t) + Bf_+(t)f_-(t) + Cf_-^2(t), \quad (4.3)$$

где A , B и C — кинематические переменные

$$\begin{aligned} A &= m_K(2E_\mu^*E_\nu^* - m_K E'_\pi) + m_\mu^2(1/4 E'_\pi - E_\nu^*), \\ B &= m_\mu^2(E_\nu^* - 1/2 E'_\pi), \\ C &= 1/4 m_\mu^2 E'_\pi. \end{aligned}$$

E_μ^* и E_π^* — энергии мюона и пиона в системе покоя каона. Для нейтрино выполнено $E_\nu^* = m_K - E_\mu^* - E_\pi^*$, а E'_π задается как

$$E'_\pi = E_\pi^{*Max} - E_\pi^* = \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_K} - E_\pi^*.$$

В этом случае вместо формфактора $f_-(t)$ удобнее работать со скалярным формфактором $f_0(t)$

$$f_0(t) = f_+(t) + \frac{t}{(m_K^2 - m_\pi^2)} f_-(t). \quad (4.4)$$

Для учета радиационных поправок использовался Монте - Карло генератор KLOR [65].

Были измерены параметры векторного $f_+(t)$ и скалярного $f_0(t)$ формфакторов при разных (линейная, квадратичная, полюсная и дисперсионная) параметризациях. Были получены следующие результаты для линейного и квадратичного членов в разложении векторного формфактора по степеням q^2

$$\lambda'_+ = (20.5 \pm 2.2_{stat} \pm 2.4_{syst}) \times 10^{-3} \quad \lambda''_+ = (2.6 \pm 0.9_{stat} \pm 1.0_{syst}) \times 10^{-3}$$

Для наклона скалярного формфактора имеет место

$$\lambda_0 = (9.5 \pm 1.1_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3}.$$

Квадратичный член совместим с нулем. Линейная аппроксимация приводит к

$$\lambda_+ = (26.7 \pm 0.6_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3},$$

$$\lambda_0 = (11.7 \pm 0.7_{stat} \pm 1.0_{syst}) \times 10^{-3}.$$

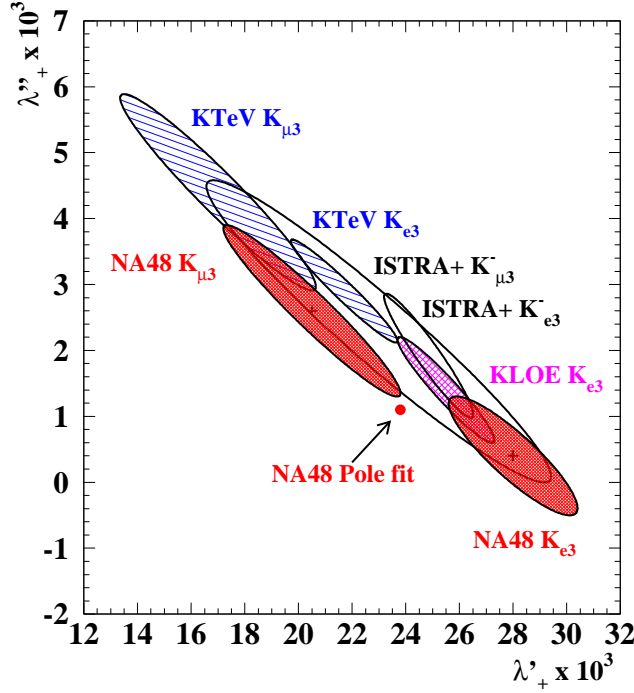


Рис. 15: 1σ -контурные плотности в плоскости $\lambda'_+ - \lambda''_+$, показывающие результаты квадратичной параметризации векторного формфактора для распадов $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$, полученных в эксперименте NA48, вместе с результатами [66, 68, 69]. Точками представлены значения коэффициентов λ'_+ и λ''_+ в разложении в ряд Тейлора полюсного формфактора. Результаты ISTR A+ умножены на фактор $(m_{\pi^+}/m_{\pi^0})^2$.

На Рис. 15 приведены наши результаты, полученные при квадратичной параметризации векторного формфактора, вместе с результатами [60, 66–69]. Видно, что результаты согласуются хорошо в пределах ошибок. Значения коэффициента квадратичного члена, найденные в экспериментах NA48 и KTeV, больше значений, измеренных в других $K_{e 3}^0$ экспериментах. В случае линейной параметризации полученное для λ_+ значение находится в хорошем согласии с другими измерениями, однако значение λ_0 сдвинуто в сторону меньших значений.

В случае полюсной параметризации формфакторов получаем

$$m_V = (905 \pm 9_{Stat} \pm 17_{Syst})(\text{MeV}/c)^2$$

$$m_S = (1400 \pm 46_{Stat} \pm 53_{Syst})(\text{MeV}/c)^2.$$

Эти значения хорошо согласуются с массами $K^*(892)$ и $K^*(1430)$ соответственно. На Рис. 16 представлены результаты наших измерений вместе с результатами [68] и [69].

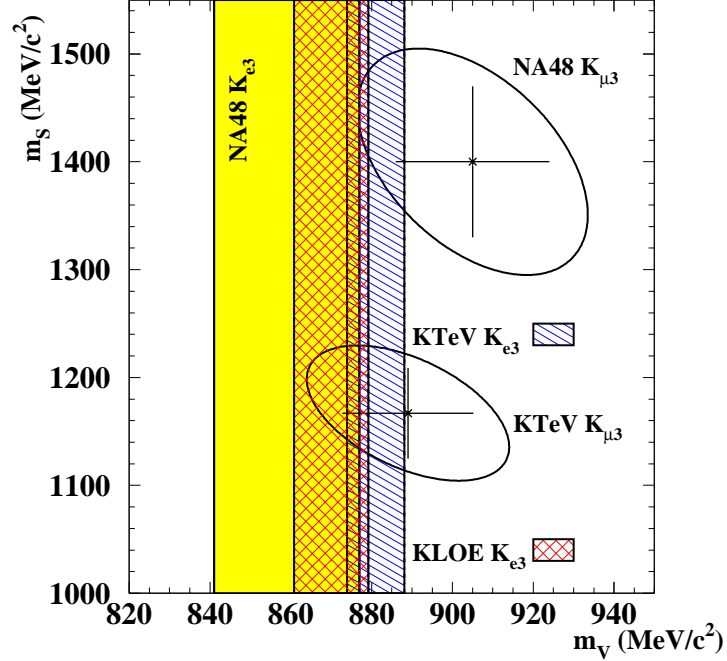


Рис. 16: Результаты полюсной параметризации формфакторов вместе с результатами [68] и [69], для $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$ распадов. Результаты для $K_{e 3}^0$ представлены вертикальными полосами в плоскости $m_V - m_S$; контуры для распада $K_{\mu 3}^0$ соответствуют 68% у.д..

Применяя дисперсионную параметризацию (2.8, 2.9), для наклона векторного формфактора и для $\ln C$, находим

$$\Lambda_+ = (23.3 \pm 0.5_{Stat} \pm 0.8_{Syst}) \times 10^{-3}$$

$$\ln C = (143.8 \pm 8.0_{Stat} \pm 11.2_{Syst}) \times 10^{-3}$$

где $\ln C = \ln(\tilde{f}_0(t_{CT}))$.

Полученные значения формфакторов использовались при измерении относительных вероятностей этих распадов.

4.3 $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ формфакторы

Исследование этого распада было выполнено на Серпуховском ускорителе с использованием детектора HYPERON на 15 лет раньше измерений в эксперимен-

тах NA48. Использовалась следующая параметризация матричного элемента

$$\begin{aligned} \mathcal{M} \sim & \bar{\psi}_\nu(1 - \gamma_5) [M_K f_s + (1/2)i(f_+ p_\alpha + f_- q_\alpha)\gamma^\alpha \\ & + i(f_t/M_K)p_K^\alpha p_\pi^\beta \sigma_{\alpha\beta}] \psi_e, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $\bar{\psi}_\nu$ и ψ_e — лептонные спинорные поля, M_K — масса K^+ , p_K и p_π — четырех-импульсы K^+ и π^0 соответственно, $p = p_K + p_\pi$, и $q = p_K - p_\pi$ — переданный лептонной парой четырех-импульс. Для анализа плотности Далиц-плота было использовано 32 000 реконструированных событий $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ распадов [71]. Результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (4.5) приведены в Табл. 2. Систематические неопределенности в этом измерении выше статистических погрешностей.

Таблица 2: Значения λ_+ , $|f_s/f_+(0)|$ и $|f_t/f_+(0)|$ в K_{e3} распаде

Параметр	Мировое среднее значение	Эксперимент [70]	Результат этого эксперимента
λ_+		$0.012^{+0.011}_{-0-014}$	$0.024^{+0.003}_{-0-003}$
$ f_s/f_+(0) $	$0.12^{+0.04}_{-0.05}$	$0.14^{+0.03}_{-0.04}$	$0.070^{+0.016}_{-0.016}$
$ f_t/f_+(0) $	$0.22^{+0.15}_{-0.13}$	$0.24^{+0.16}_{-0.14}$	$0.53^{+0.09}_{-0.10}$

Значение линейного коэффициента в разложении векторного формфактора $\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$ находится в хорошем согласии с предыдущими измерениями этой величины. Надо отметить, что полученные в этом эксперименте ненулевые значения скалярного и тензорного формфакторов не были подтверждены проведенными десять лет спустя измерениями в экспериментах ISTRA+ [66] и КЕК E296 [72]. С другой стороны, эти результаты сыграли решающую роль при проведении программы измерений матричных элементов K_{e3} распадов, реализованной коллаборацией NA48.

5 Измерение относительных вероятностей распадов K_{l3}

Условие унитарности матрицы СКМ приводит к ряду соотношений между ее элементами. В частности, для членов первой строки имеем

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1.$$

Вклад элемента V_{ub} несуществен, $|V_{ub}|^2 \simeq 10^{-5}$. Значение $|V_{ud}| = 0.9738 \pm 0.0005$ определено с достаточно хорошей точностью из сверх-разрешенных ядерных β -распадов и из измерения времени жизни нейтрона [73]. Из условия унитарности, подставляя значение $|V_{ud}|$, получаем $|V_{us}| = 0.2274 \pm 0.0021$. Это значение отличалось на 2.2 стандартных отклонений от измеренного [73] $|V_{us}| = 0.2200 \pm 0.0026$. Элемент $|V_{us}|$ можно определить с высокой точностью из измерения относительных вероятностей распадов K_{l3} . Сложившаяся ситуация с унитарностью матрицы СКМ требовала измерения этих вероятностей с точностью лучше 1 %.

5.1 Относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$

Для измерения относительной вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ были использованы данные, из которых до этого были получены формфакторы его матричного элемента (раздел 4.1).

В этом эксперименте измерялось отношение R вероятности распада K_{e3} к сумме вероятностей всех распадов K_L^0 , имеющих в конечном состоянии две противоположно заряженные частицы, т.е. $\pi e \nu$, $\pi \mu \nu$ ($K_{\mu 3}$), $\pi^+ \pi^- \pi^0$ ($K_{3\pi}$), $\pi^+ \pi^-$ ($K_{2\pi}$) и $3\pi^0$ с последующим Далиц-распадом одного π^0 -мезона, обозначенные как $\pi^0 \pi^0 e e \gamma$ или $\pi^0 \pi^0 \pi_D^0$ [74]. Так как нейтральные каналы распадов $3\pi^0$, $2\pi^0$ и $\gamma\gamma$ измерены очень хорошо, а коррекция для событий с четырьмя заряженными частицами $B(4T)$ несущественна, сумма относительных вероятностей распадов K_L с двумя заряженными частицами в конечном состоянии $B(2T)$ очень хорошо определяется экспериментально.

$$\begin{aligned}
B(2T) &= 1 - \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \text{all neutral})}{\Gamma(K_L \rightarrow \text{all})} - B(4T) \\
&= 1 - B(3\pi^0) - B(2\pi^0) - B(\gamma\gamma) + B(\pi^0\pi^0\pi_D^0) - B(4T) \\
&= 1.0048 - B(3\pi^0).
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Тогда относительную вероятность распада K_{e3} можно определить из

$$B(e3) = \frac{\Gamma(K_{e3})}{\Gamma(K_L \rightarrow \text{all})} = \frac{\Gamma(K_{e3})}{\Gamma(K_L \rightarrow \text{all 2-track})} \times B(2T). \tag{5.2}$$

В результате селекции, описанной в Разделе 4, было реконструировано 12.592 миллиона событий с двумя заряженными частицами в конечном состоянии и 6.759 миллиона K_{e3} распадов. С учетом эффективности регистрации таких событий

$$R = \frac{B(K_L \rightarrow \pi e \nu)}{B(K_L \rightarrow \text{all 2-track})} = 0.4978 \pm 0.0035. \tag{5.3}$$

Экспериментальная ситуация с относительной вероятностью распада $K \rightarrow 3\pi^0$ неудовлетворительна. Для ее определения мы использовали значение, полученное путем усреднения приведенного в PDG2004 среднего мирового значение $(21.05 \pm 0.28) \%$ [73] и измеренного в эксперименте KTeV значения $(19.45 \pm 0.18) \%$ [75], причем неопределенность в результате $(19.92 \pm 0.70) \%$ завышена согласно правилам PDG, чтобы учесть плохую согласованность этих двух значений.

Для относительной вероятностью K_{e3} получаем

$$B(e3) = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)}{\Gamma(K_L \rightarrow \text{all})} = R * B(2T) = 0.4010 \pm 0.0028 \pm 0.0035, \tag{5.4}$$

где первая ошибка учитывает экспериментальные погрешности, а вторая связана с нормировкой. Полученное значение отличается на $(3.3 \pm 1.3) \%$ или на 2.5 стандартных отклонений от приведенного в PDG2004 [73] значения. Ширину распада $K_L \rightarrow \pi e \nu$ можно определить, используя время жизни K_L ,

$$\tau(K_L) = (5.15 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s}$$

$$\Gamma(K_{e3}) = B(e3)/\tau(K_L) = (7.79 \pm 0.11) \times 10^6 \text{ s}^{-1}. \quad (5.5)$$

5.2 Относительные вероятности распадов $K^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu$

Для этого исследования использовались данные, полученные детекторным комплексом NA48/2. Измерения проводились в пучке одновременных K^+ и K^- -мезонов с импульсом 60 GeV/c. Чтобы обеспечить набор данных с максимально мягким триггером, был проведен специальный сеанс с пониженной интенсивностью пучка. Измерялись соотношения [76]:

$$\mathcal{R}_{Ke3/K2\pi} \equiv \frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)}, \quad \mathcal{R}_{K\mu3/K2\pi} \equiv \frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)} \quad (5.6)$$

и

$$\mathcal{R}_{K\mu3/Ke3} \equiv \frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu)}. \quad (5.7)$$

В числитель и знаменатель этих отношений входят распады, имеющие в конечном состоянии заряженный трек и хотя бы два фотона, рожденных в результате распада π^0 -мезона. Это приводит к сокращению неопределенностей в геометрической эффективности при реконструкции событий. Вклад тормозного излучения (виртуальные и реальные фотоны) учитывался для всех исследуемых распадов.

Предполагая выполнение $\mu - e$ универсальности, отношение $\Gamma(K_{\mu3})/\Gamma(K_{e3})$ можно записать [77]:

$$\mathcal{R}_{K\mu3/Ke3} \equiv \Gamma(K_{\mu3})/\Gamma(K_{e3}) = \frac{0.645 + 2.087\lambda_+ + 1.464\lambda_0 + 3.375\lambda_+^2 + 2.573\lambda_0^2}{1 + 3.457\lambda_+ + 4.783\lambda_+^2}. \quad (5.8)$$

Эта полуэмпирическая формула предполагает линейную аппроксимацию факторов $f_{+,0}(t) = f_+(0)(1 + \lambda_{+,0}\frac{t}{m_{\pi^\pm}^2})$.

Для всех исследуемых распадов использовался общий метод реконструкции и только для выделения разных каналов распадов применялись разные кри-

терии идентификации частиц. Для селекции распада $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ требовалось, чтобы для трека заряженной частицы выполнялось условие $E/p > 0.95$, а для выделения распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ — чтобы трек удовлетворял условию $E/p < 0.95$. В случае селекции распадов $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ дополнительно налагалось условие срабатывания мюонного вето. На Рис. 17 показано распределение по квадрату недостающей массы m_ν^2 для реконструированных и Монте-Карло событий для (a) K_{e3} и (b) $K_{\mu3}$ кандидатов. Недостающая масса определена использованием информации только о заряженном лептоне и π^0 . Вклад дополнительных фотонов не учитывался. Наблюдается хорошее согласие суммы сигнальных и фоновых МК событий с экспериментальными данными. Стрелками указаны границы, в которых выделяются сигнальные события. При вычислений недостающей массы предполагалось, что импульс пучка равняется 60 ГэВ.

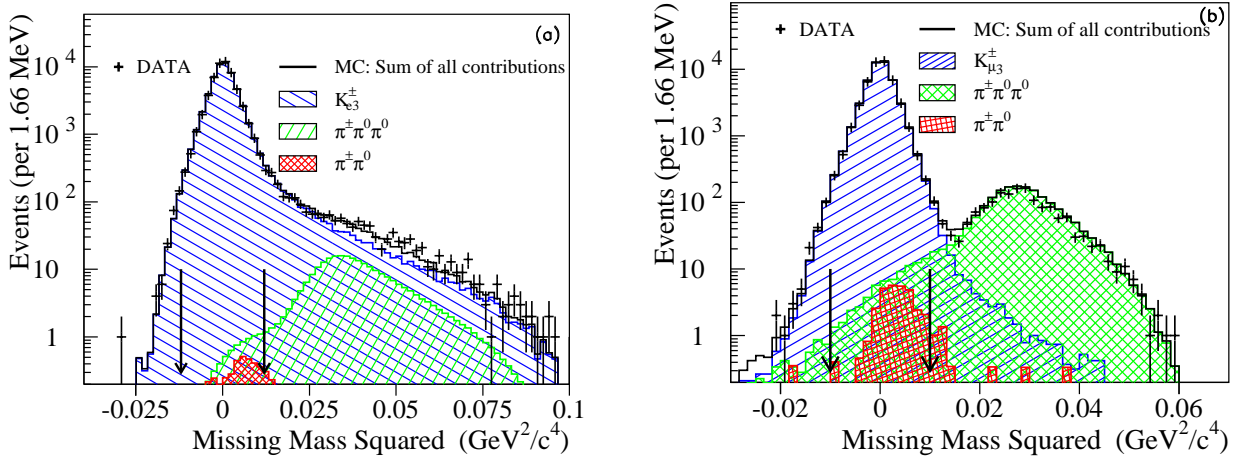


Рис. 17: Распределение по недостающей массе m_ν^2 для реконструированных и Монте-Карло событий для (a) K_{e3} и (b) $K_{\mu3}$ кандидатов. Недостающая масса определена с использованием информации только о заряженном лептоне и π^0 . Вклад дополнительных фотонов не учитывался. Стрелками указаны границы, в которых выделяются сигнальные события.

Таким образом было полностью реконструировано 56К (31К), 49К (28К) и 462К (256К) событий K_{e3}^+ (K_{e3}^-), $K_{\mu3}^+$ ($K_{\mu3}^-$) и $K_{2\pi}^+$ ($K_{2\pi}^-$) распадов соответственно.

После комбинирования результатов измерений для K^+ и K^- , для относи-

тельных вероятностей получено

$$\mathcal{R}_{Ke3/K2\pi} = 0.2470 \pm 0.0009(stat) \pm 0.0004(syst), \quad (5.9)$$

$$\mathcal{R}_{K\mu3/K2\pi} = 0.1637 \pm 0.0006(stat) \pm 0.0003(syst), \quad (5.10)$$

$$\mathcal{R}_{K\mu3/Ke3} = 0.663 \pm 0.003(stat) \pm 0.001(syst). \quad (5.11)$$

Результаты для $\mathcal{R}_{Ke3/K2\pi}$ и $\mathcal{R}_{K\mu3/K2\pi}$ показаны на Рис. 18, а для $\mathcal{R}_{K\mu3/Ke3}$ на Рис. 19.

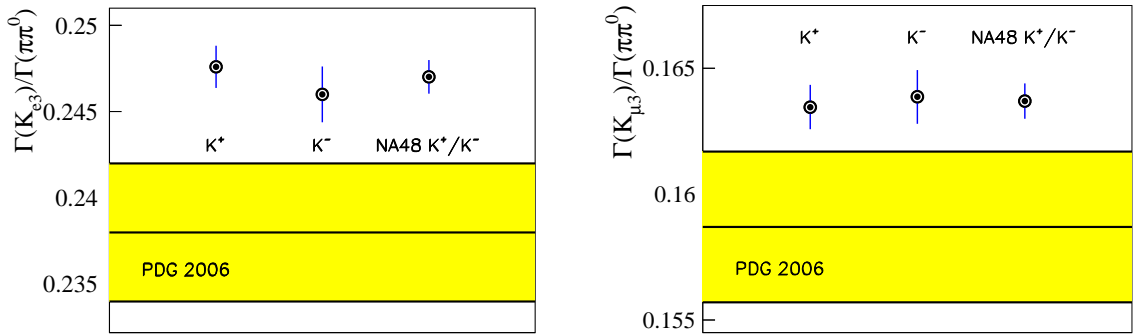


Рис. 18: Результаты для $\mathcal{R}_{Ke3/K2\pi}$ и $\mathcal{R}_{K\mu3/K2\pi}$, сопоставленные с соответствующими результатами PDG 2006 [78].

Используя значение 0.2092 ± 0.0012 [78] относительной вероятности распада $K_{2\pi}$, для относительных вероятностей полулептонных распадов получаем

$$Br(K_{e3}) = 0.05168 \pm 0.00019(stat) \pm 0.00008(syst) \pm 0.00030(norm), \quad (5.12)$$

$$Br(K_{\mu3}) = 0.03425 \pm 0.00013(stat) \pm 0.00006(syst) \pm 0.00020(norm). \quad (5.13)$$

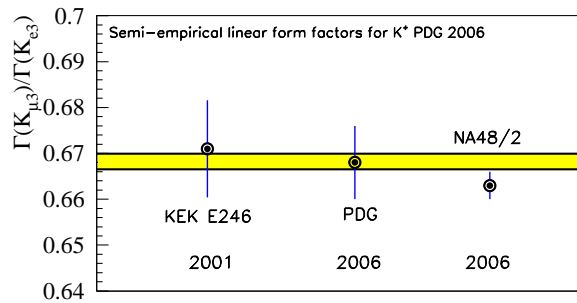


Рис. 19: $\mathcal{R}_{K\mu3/Ke3}$ результат, сопоставленный с результатом эксперимента КЕК-246 [79], соответствующие PDG2006 значения [78] и предсказания Eq. (5.8), со значениями λ_+ и λ_0 , приведенными в PDG 2006 [78] для распада K^\pm (желтая полоса).

Основной вклад в неопределенность этого результата вносит точность измерения относительной вероятности распада $K_{2\pi}$. Найденные нами значения для вероятностей распадов K_{e3} и $K_{\mu3}$ выше значений PDG $Br(K_{e3}) = 0.0498 \pm 0.0007$ и $Br(K_{\mu3}) = 0.0332 \pm 0.0006$ и находятся в хорошем согласии с измерением BNL-E865 [80].

5.3 Определение $|V_{us}|$

Значение элемента $|V_{us}|$ можно извлечь из параметров K_{e3} распадов [81]:

$$|V_{us}|f_+^{K\pi}(0) = \sqrt{\frac{128\pi^3\Gamma(K_{e3}(\gamma))}{C^2G_F^2M_K^5S_{EW}I_K(\lambda_+)}} \quad (5.14)$$

где $S_{EW} = 1.0232$ — электрослабая радиационная поправка, $C = 1$ для K^0 и $C = 1/\sqrt{2}$ для K^\pm , $I_K(\lambda_+)$ — интеграл фазового пространства и $f_+^{K\pi}(0)$ — значение формфактора K_{e3} распада при нулевом переданном четырех-импульсе. Разница между этим выражением и (2.2) состоит в том, что здесь радиационные и $SU(2)$ поправки включены в значение $f_+(0)$. При определении $|V_{us}|$ придерживались процедуры и использовались численные результаты, предложенные в [81]. При вычислении интегралов по фазовому пространству $I_K(\lambda_+)$ принята линейная параметризация векторного формфактора $f_+(t)$. Используя значения средних времен жизни K^\pm и K_L^0 , приведенных в PDG, были получены следующие результаты для значения $|V_{us}|f_+(0)$ [74, 76, 82] (см. также Рис. 20):

$$\begin{aligned} |V_{us}|f_+(0) &= 0.2146 \pm 0.0016 & K_{e3}^0 \\ |V_{us}|f_+(0) &= 0.2193 \pm 0.0012 & K_{e3}^\pm \\ |V_{us}|f_+(0) &= 0.2177 \pm 0.0013 & K_{\mu3}^\pm \end{aligned}$$

В гипотезе $e-\mu$ универсальности можно усреднить последние два значения и получить

$$|V_{us}|f_+(0) = 0.2188 \pm 0.0012, \quad (5.15)$$

Используя формфакторы, вычисленные в рамках $ChPT$ [81], для $|V_{us}|$, находим

$$|V_{us}|^{K^0\pi^+} = 0.2187 \pm 0.0016_{exp} \pm 0.0023_{th}$$

$$|V_{us}|^{K^\pm\pi^0} = 0.2277 \pm 0.0012_{exp} \pm 0.0019_{th}$$

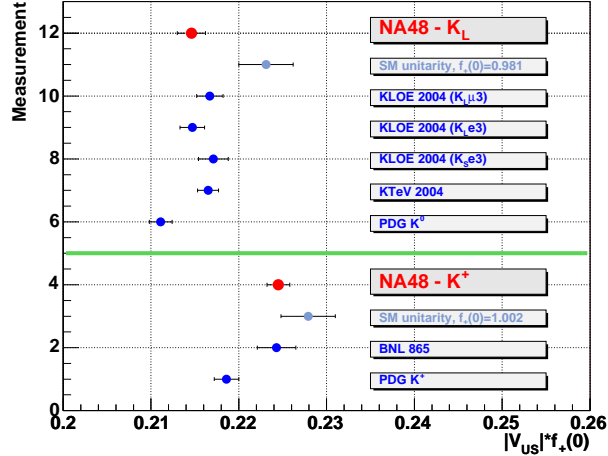


Рис. 20: $|V_{us}|f_+^{K\pi}(0)$. Предсказания СМ, полученные с использованием соответствующих значений $f_+^{K\pi}(0)$ из [81].

Ошибки в значении $|V_{us}|$ определяются, в основном, неопределенностью теоретического вычисления $O(p^6)$ вклада в $f_+^{K^+\pi^0}(0)$. Значения, полученные в результате измерения параметров заряженных K_{l3} распадов, существенно отличаются от приведенных в PDG значений и находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента E865, подтверждая при этом унитарность матрицы СКМ. В K^0 секторе наши результаты существенно расходятся с приведенными в PDG, но находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов KTeV и KLOE.

5.4 Измерение относительной вероятности распада $K_{e3}\gamma$

Для этого исследования использовались те же данные, что и для измерения относительной вероятности распада K_{e3} (Раздел. 5.1). Из этих данных была выделена совокупность из $5.6 \cdot 10^6$ полностью реконструированных события инклюзивных K_{e3} распадов. В эту выборку входят и радиационные распады $K_{e3}\gamma$.

Для их селекции было наложено дополнительное требование наличия зарегистрированного в LKr γ , выполняющего условия $E_\gamma^* > 30 \text{ MeV}$ и $\theta_{e\gamma}^* > 20^\circ$, где E_γ^* — энергия фотона и $\theta_{e\gamma}^*$ — угол между фотоном и электроном в системе покоя каона [83]. Было реконструировано 18977 $K_{e3\gamma}$ и $5.594 \cdot 10^6$ K_{e3} событий. Из этой подборки для отношения вероятностей R (2.10) получается:

$$R = (0.964 \pm 0.008_{-0.009}^{+0.011})\% = (0.964_{-0.012}^{+0.014})\% \quad (5.16)$$

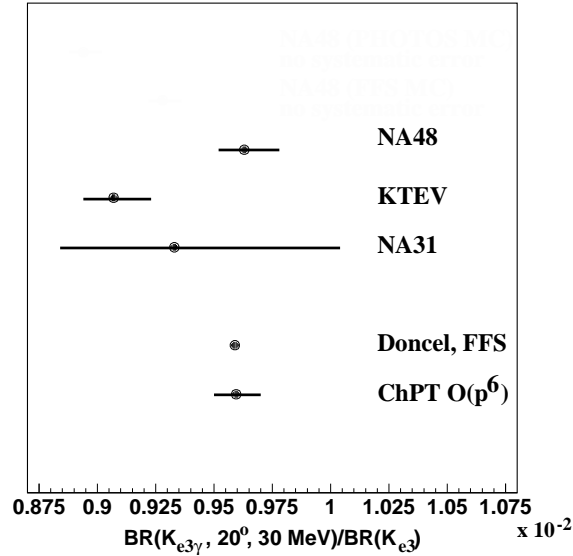


Рис. 21: Теоретические и экспериментальные результаты для распада K_{e3} .

На Рис. 21 показаны экспериментальные результаты измерения отношения R вместе с теоретическими предсказаниями его значения. Наш результат находится в хорошем согласии с теоретическими вычислениями [84], [23], [85] и существенно отличается от результата коллаборации KTEV [25]. После опубликования нашего результата, коллаборация KTEV пересмотрела свой анализ данных и получила значение для R , совместимое с результатом NA48 [86].

5.5 Измерение отношения $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu)$ и определение параметра CP-нарушения $|\eta_{+-}|$

В результате проведенных за последние годы измерений, значения относительных вероятностей основных мод распадов каонов существенно изменились. Это обстоятельство требует проведения новых измерений относительных вероятностей более редких распадов. Для реализации такого исследования были использованы те же данные, что и в предыдущих измерениях. Из выборки реконструированных каонных распадов с двумя заряженными частицами в конечном состоянии, после наложения дополнительных кинематических условий и идентификации продуктов распадов, было выделено 47142 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и 4999126 K_{e3} полностью реконструированных распадов. На Рис. 22 приведено распределение по инвариантной массе $m_{\pi\pi}$ двух пионов, полученное после наложения всех обрезаний для селекции распада $\pi^+\pi^-$. Данные хорошо описываются суммой сигнальных $K_{2\pi}$ и фоновых МК K_{e3} и $K_{\mu 3}$ событий.

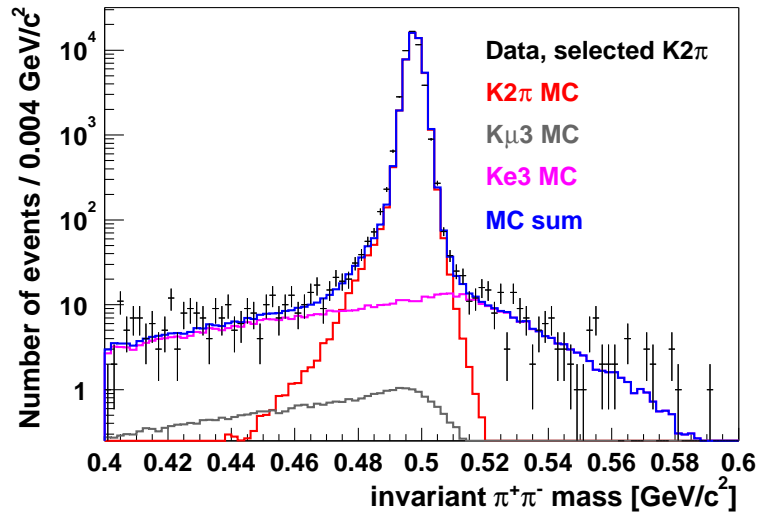


Рис. 22: Распределение по инвариантной массе $m_{\pi\pi}$ двух пионов, полученное после наложения всех обрезаний для селекции распада $\pi^+\pi^-$.

После введения коррекции для фоновых событий, радиационных поправок

и геометрической эффективности детектора, получили [87]

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)} &= (4.835 \pm 0.022_{stat.} \pm 0.016_{syst.}) \times 10^{-3} \\ &= (4.835 \pm 0.027) \times 10^{-3}. \end{aligned}$$

Для определения $|\eta_{+-}|$ нужно аккуратно учесть вклад распада $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, который является частью выборки $K_{2\pi}$ событий. Дело в том, что этот радиационный распад идет за счет двух разных процессов: внутреннего тормозного излучения (IB) и прямого излучения (DE). Процесс IB проходит с нарушением СР-инвариантности (фотон, излученный пионом в распаде $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$). Так как прямое излучение СР-сохраняющее, при определении параметра $|\eta_{+-}|$ его вклад надо вычесть. Этот вклад был измерен с достаточно высокой точностью экспериментами E731 [88] и KTeV [89, 90]. Вычитая из сигнала вклад прямого излучения, для относительной вероятности распада $K_{2\pi}$ получаем:

$$Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^- + \pi^+\pi^-\gamma(IB)) = (1.941 \pm 0.019) \times 10^{-3},$$

где учтено, что $BR(K_L \rightarrow \pi e \nu) = 0.4022 \pm 0.0031$.

Этот результат позволяет определить $Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)$ и параметр СР-нарушения:

$$|\eta_{+-}| = \sqrt{\frac{BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \cdot \frac{\tau_{KS}}{\tau_{KL}}} = (2.223 \pm 0.012) \times 10^{-3},$$

На Рис. 23 наши результаты сравнены с измерениями коллаборации KTeV [91] и со значениями, приведенными в PDG 2004 [73]. Показан также и новый результат для $|\eta_{+-}|$ коллаборации KLOE [92].

При сравнении результатов по измерению $Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)$, показанных на Рис. 24, надо обратить внимание на трактовку радиационных распадов. Коллаборация KTeV принимает, что можно пренебречь вклад прямого DE излучения. Измерение KLOE инклюзивное и включает в себя как внутреннее тормозное излучение IB , так и прямое излучение DE . Учитывая вклад DE компоненты в нашем результате, получаем значение для относительной вероятности распада

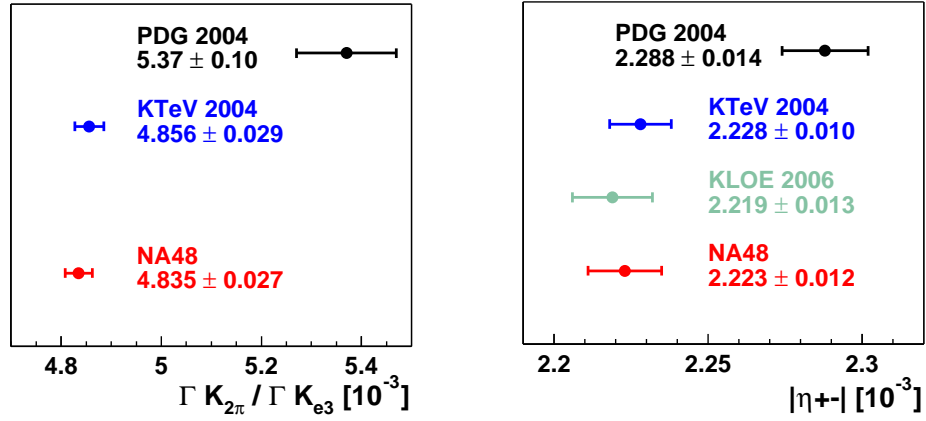


Рис. 23: Сравнение результатов для $\Gamma_{K_{2\pi}}/\Gamma_{K_{e3}}$ (слева) и $|\eta_{+-}|$ (справа).

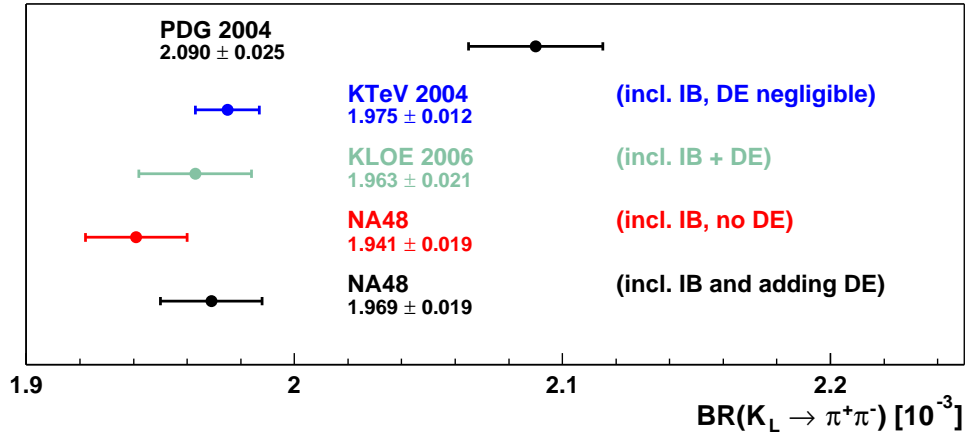


Рис. 24: Сравнение результатов для $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)$.

$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, которое находится в очень хорошем согласии с результатом KLOE.

Результаты измерений трех экспериментов (NA48, KLOE и KTeV) находятся в противоречии с результатами предыдущих измерений, обобщенных в PDG 2004.

5.6 Определение отношения частот распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu / K_L \rightarrow \pi e \nu$

Представленное здесь измерение основано на данных, набранных с использованием детектора NA48/1 в высокоинтенсивном пучке K_S^0 -мезонов. Были получены два набора данных при противоположных полях спектрометрического магнита. Из них было извлечено 408000 распадов $K^0 \rightarrow \pi e \nu$. Аппроксимируя

распределение событий по оси Z (Рис.25) с выражением, приведенным в (2.11), для параметра $|\eta|^2$ получаем [93]:

$$|\eta|^2 = 0.993 \pm 0.026_{stat} \pm 0.022_{syst},$$

что отлично согласуется с предсказаниями СМ.

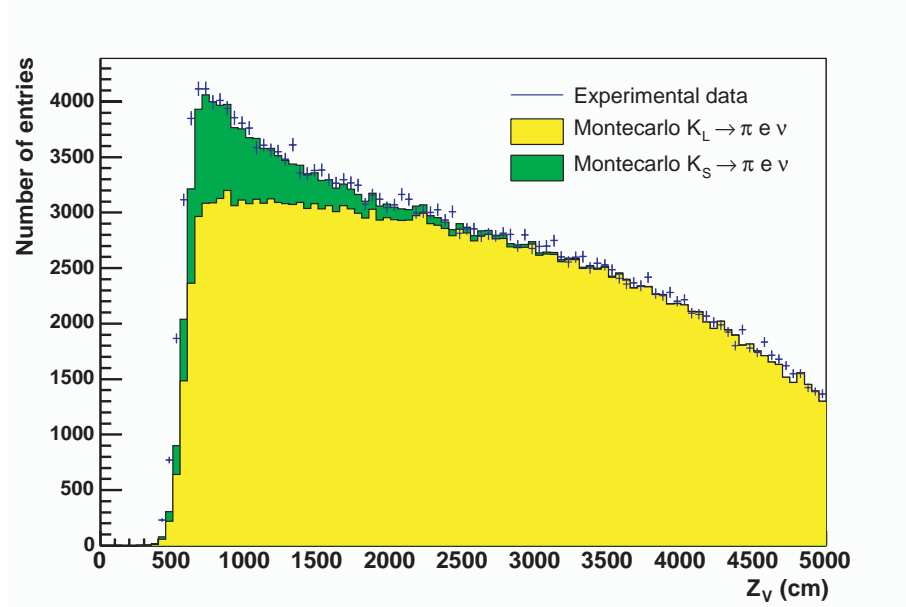


Рис. 25: Распределение по продольной координате точки распада каона Z_v для событий, выделенных как $K_{L,S} \rightarrow \pi e \nu$ распады (крестики), сравненные с предсказаниями Монте-Карло (K_L желтая и K_S зеленая линии).

Используя $BR(K_L \rightarrow \pi e \nu) = 0.4053 \pm 0.0015$, $\tau_L = (5.114 \pm 0.021) \times 10^{-8}$ с, и $\tau_S = (0.8958 \pm 0.0006) \times 10^{-10}$ с [78], для относительной вероятности распада $K_S \rightarrow \pi e \nu$ получаем:

$$BR(K_S \rightarrow \pi e \nu) = (7.046 \pm 0.18_{stat} \pm 0.16_{syst}) \times 10^{-4},$$

что прекрасно согласуется с результатом коллаборации KLOE [69]

$$BR(K_S \rightarrow \pi e \nu) = (7.046 \pm 0.091) \times 10^{-4}.$$

Существенное преимущество приведенных результатов состоит в том, что они получены без использования “мечения” и без необходимости определять

абсолютную эффективность детектора для регистрации изучаемых распадов.

5.7 Обобщение: полулептонные K_{l3} распады

За последние годы несколько исключительно прецизионных экспериментов, среди них NA48, измерили основные параметры распадов K_{l3} . Здесь сделаем краткой обзор состояния проблемы к настоящему времени [94]. Изменение средних значений относительных вероятностей распадов $K_L \ell 3$, как и некоторые из основных мод K_L распадов, показаны на Рис. 26.

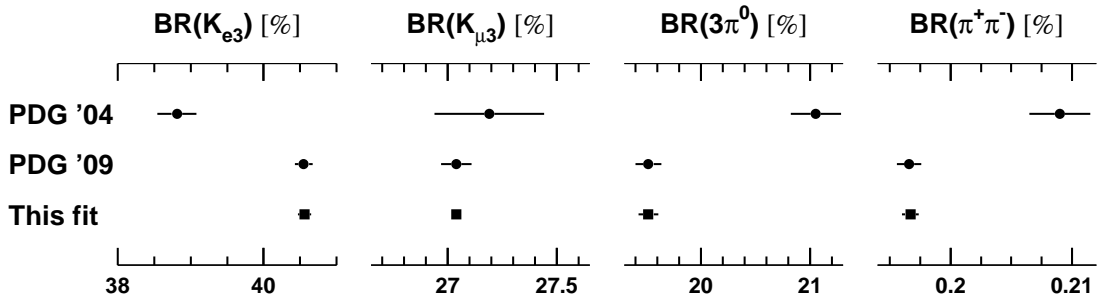


Рис. 26: Изменение средних значений относительных вероятностей основных мод распадов K_L .

Появилось также несколько новых результатов, касающихся распадов $K_{\ell 3}^{\pm}$. Значения вероятностей четырех основных каналов распадов, полученные путем общего фита всех данных для K^{\pm} распадов, показаны на Рис. 27.

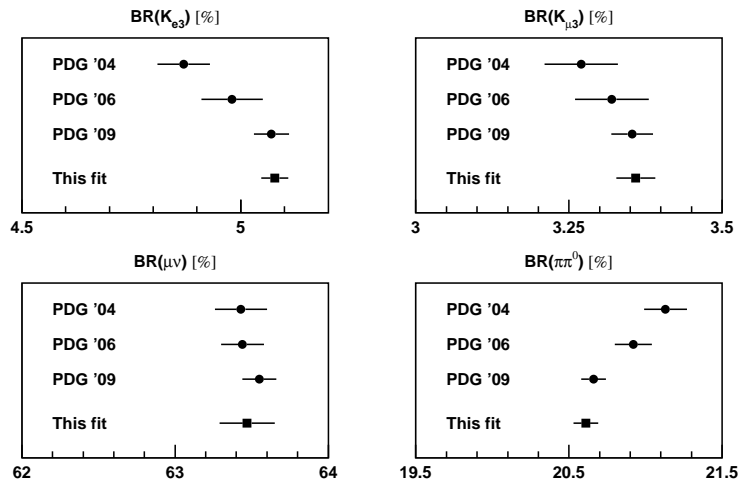


Рис. 27: Изменение средних значений вероятностей основных мод распадов K^{\pm} .

Видно, что относительные вероятности практически всех основных мод распадов К-мезонов претерпели существенные изменения.

В результате повышения точности измерения относительных вероятностей новое среднее значение

$$|V_{us}| \times f_+(0) = 0.2163(5), \quad (5.17)$$

имеет неопределенность на уровне 0.2 %. Одновременно достигнут существенный прогресс в вычислении значения параметра $f_+(0)$. В рамках вычислений на решетках была достигнута точность порядка 0.5 %. Используя значение $f_+(0) = 0.959(5)$, получаем

$$|V_{us}| = 0.2254 \pm 0.0013 \quad [K_{\ell 3}] \quad (5.18)$$

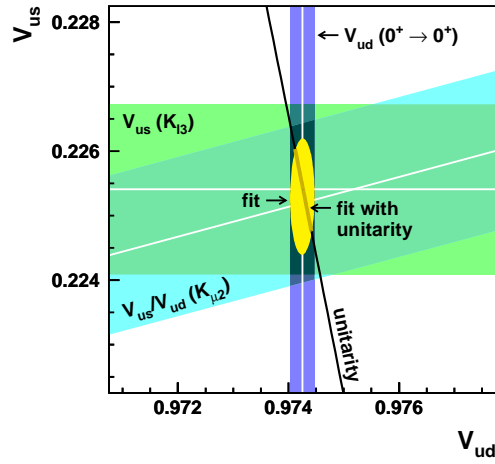


Рис. 28: Результаты фита $|V_{ud}|$ и $|V_{us}|/|V_{ud}|$ [94].

Результаты общего фита для $|V_{us}|$, в который включены все источники информации, показаны на Рис. 28. Они находятся в отличном согласии с предсказаниями СМ, и можно считать, что проблема унитарности матрицы СКМ решена.

6 Исследование K_{e4} распадов

Этот раздел посвящен измерению формфакторов и относительных вероятностей распадов $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu (\bar{\nu}_e)$.

6.1 Измерение относительной вероятности и формфакторов распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$

Эксперимент проводился в 2001г. в пучке с интенсивностью 2×10^7 K_L мезонов за один цикл ускорителя. Для выделения K_{e4} распадов были наложены следующие условия [95]: наличие двух заряженных треков с противоположными знаками и хотя бы двух кластеров в LКг, неассоциированных с заряженной частицей, с эффективной массой близкой к массе π^0 -мезона. Для подавления фона от $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ распадов использовалась кинематическая переменная

$$\chi_{3\pi}^2 = \left(\frac{M_{3\pi} - M_K}{\sigma_M} \right)^2 + \left(\frac{p_T - p_{T_0}}{\sigma_p} \right)^2, \quad (6.1)$$

где $M_{3\pi}$ — инвариантная масса, вычисленная в гипотезе 3π , p_T — поперечный импульс каона, M_K — масса каона, $p_{T_0} = 0.006$ GeV/c, $\sigma_M = 0.0025$ GeV/c² и $\sigma_p = 0.007$ GeV/c. Условие $\chi_{3\pi}^2 > 16$ устраняет большинство фоновых событий. На Рис. 29 показан фон от $K_{3\pi}$ распадов как функция E/p (после обрезания $\chi_{3\pi}^2 > 16$) (слева) и $1/\chi_{3\pi}^2$ (справа). На рисунке справа - кривая внизу показывает оставшийся фон от распадов K_{e3} и $K_{3\pi}$; кривая в середине — сигнальные события после вычитания фона и кривая вверх — все события. Для распознавания пионов и электронов использовалась нейронная сеть, описанная в [58].

В результате этой селекции было реконструировано 5464 K_{e4} событий, отвечающих всем требованиям селекции. Фон оценивается в 62 события.

Относительная вероятность распада K_{e4} была измерена с использованием нормировочного распада $K_{3\pi}$. Найденное значение

$$Br(K_{e4}) = (5.21 \pm 0.07_{stat} \pm 0.09_{syst}) \times 10^{-5} \quad (6.2)$$

хорошо согласуется с предыдущими измерениями, но его ошибка в 2.5 раза

меньше (Рис. 30).

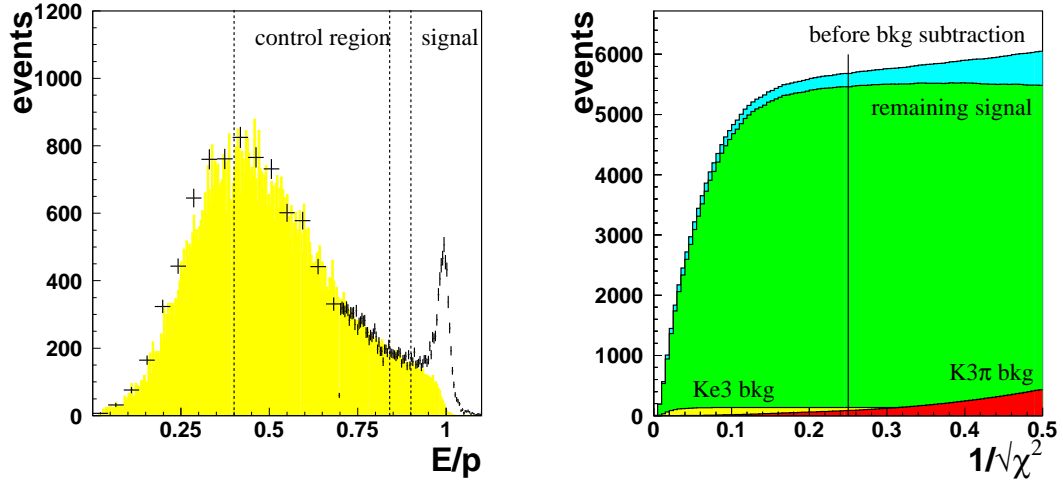


Рис. 29: Вклад в фоне от $K_{3\pi}$ распадов как функция E/p (после обрезания $\chi_{3\pi}^2 > 16$) (слева) и $1/\chi_{3\pi}^2$ (справа). На рисунке справа - кривая внизу показывает оставшийся фон от распадов K_{e3} и $K_{3\pi}$; кривая в середине — сигнальные события после вычитания фона и кривая вверх — все события.

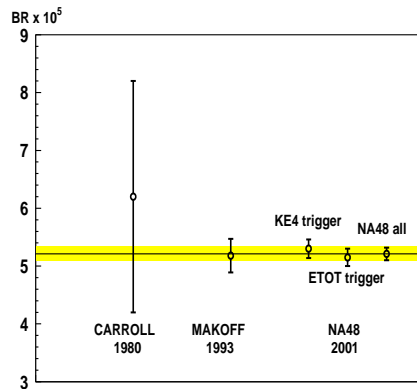


Рис. 30: Относительная вероятность K_{e4} из [30], [31] и NA48.

Формфакторы матричного элемента, полученные аппроксимированием дифференциального распределения событий по переменным Кабиббо–Максимовича

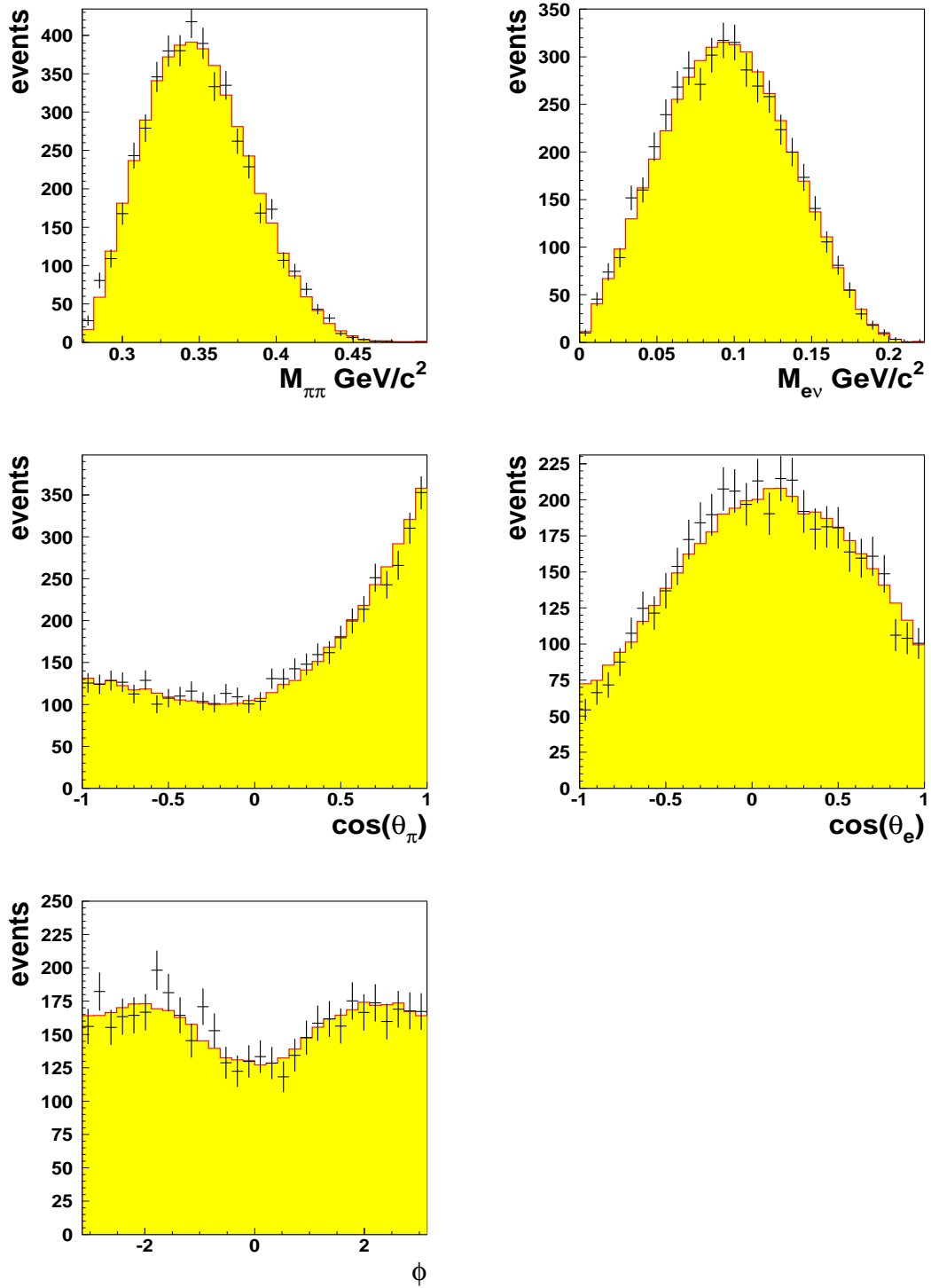


Рис. 31: Распределения событий по переменным Кабиббо—Максимовича: $M_{\pi\pi}$ (вверх слева), $M_{e\nu}$ (вверх справа), $\cos\theta_\pi$ (середина слева), $\cos\theta_e$ (середина справа) и ϕ (внизу) вместе с аппроксимирующими гистограммами.

(Рис. 31), имеют следующие значения:

$$\begin{aligned}
\bar{f}_s &= 0.052 \pm 0.006_{stat} \pm 0.002_{syst} \\
\bar{f}_p &= -0.051 \pm 0.011_{stat} \pm 0.005_{syst} \\
\lambda_g &= 0.087 \pm 0.019_{stat} \pm 0.006_{syst} \\
\bar{h} &= -0.32 \pm 0.12_{stat} \pm 0.07_{syst}
\end{aligned} \tag{6.3}$$

с $\chi^2/ndf = 137/146$.

Фазы δ_s и δ_p не были определены в этом анализе из-за недостаточной статистики.

Из K_{e4} распадов можно определить параметр L_3 кирального Лагранжиана. Значение L_3 представляет интерес из-за его прямой связи с глюонным конденсатом и с конститuentными массами кварков [96, 97]. Относительная вероятность нейтральных K_{e4} распадов чувствительна в основном к L_3 и очень слабо зависит от L_5 и L_9 . Используя эту зависимость, из (6.2) получаем

$$L_3 = (-4.1 \pm 0.2) \times 10^{-3} \tag{6.4}$$

В рамках ChPT формфакторы \bar{f}_p и λ_g зависят линейно от L_3 . Используя \bar{f}_p либо λ_g , получаем значения параметра L_3 , согласующиеся в рамках ошибки между собой и со значением (6.4), только в этом случае ошибки в пять раз выше. Полученное нами значение L_3 определено с точностью, превышающей точности теоретических оценок, определенных аппроксимированием данных предыдущих измерений [96]. Наш результат также хорошо согласуется с результатом, полученным в [31].

6.2 Измерение относительной вероятности и формфакторов распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu(\bar{\nu}_e)$

Данные для этого анализа были набраны в 2003–2004 г. в одновременном пучке положительно и отрицательно заряженных каонов. Для реконструкции распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu(\bar{\nu}_e)$ требовалось наличие трех заряженных частиц, исходящих

из общей вершины, из которых две — пионы, а третья — электрон. Исследование проводилось в два этапа. Сначала на ограниченной статистике были измерены относительные значения формфакторов, а на втором этапе на полной статистике была измерена относительная вероятность распада и определены абсолютные значения формфакторов.

На первом этапе было реконструировано 677 510 $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu(\bar{\nu}_e)$ распадов [98]. На их основе были проведены только относительные измерения формфакторов F_p/F_s , G_p/F_s , H_p/F_s и фазового смещения δ . Изменение формфакторов с $M_{\pi\pi}$ показано на Рис. 32.

Для определения формфактора F_s проведена аппроксимация двумерного распределения данных, нормированных на Монте-Карло события ($\propto F_s^2$) в плоскости $(M_{\pi\pi}, M_{e\nu})$ в сети из 10x10 интервалов, используя полиномиальное разложение

$$F_s = f_s (1 + f'_s/f_s q^2 + f''_s/f_s q^4 + f'_e/f_s S_e/4m_\pi^2).$$

Для формфактора G использовалось линейное разложение по степеням q^2 , пренебрегая его зависимостью от S_e

$$G_p/f_s = g_p/f_s + g'_p/f_s q^2$$

Для формфакторов F_p и H_p не наблюдается зависимости от массы, поэтому они рассматривались как постоянные. В результате этого исследования были получены следующие значения относительных формфакторов:

$$\begin{aligned} f'_s/f_s &= 0.172 \pm 0.009\text{stat} \pm 0.006\text{syst} \\ f''_s/f_s &= -0.090 \pm 0.009\text{stat} \pm 0.007\text{syst} \\ f'_e/f_s &= 0.081 \pm 0.008\text{stat} \pm 0.009\text{syst} \\ f_p/f_s &= -0.048 \pm 0.004\text{stat} \pm 0.004\text{syst} \\ g_p/f_s &= 0.873 \pm 0.013\text{stat} \pm 0.012\text{syst} \\ g'_p/f_s &= 0.081 \pm 0.022\text{stat} \pm 0.015\text{syst} \\ h_p/f_s &= -0.411 \pm 0.019\text{stat} \pm 0.008\text{syst} \end{aligned} \tag{6.5}$$

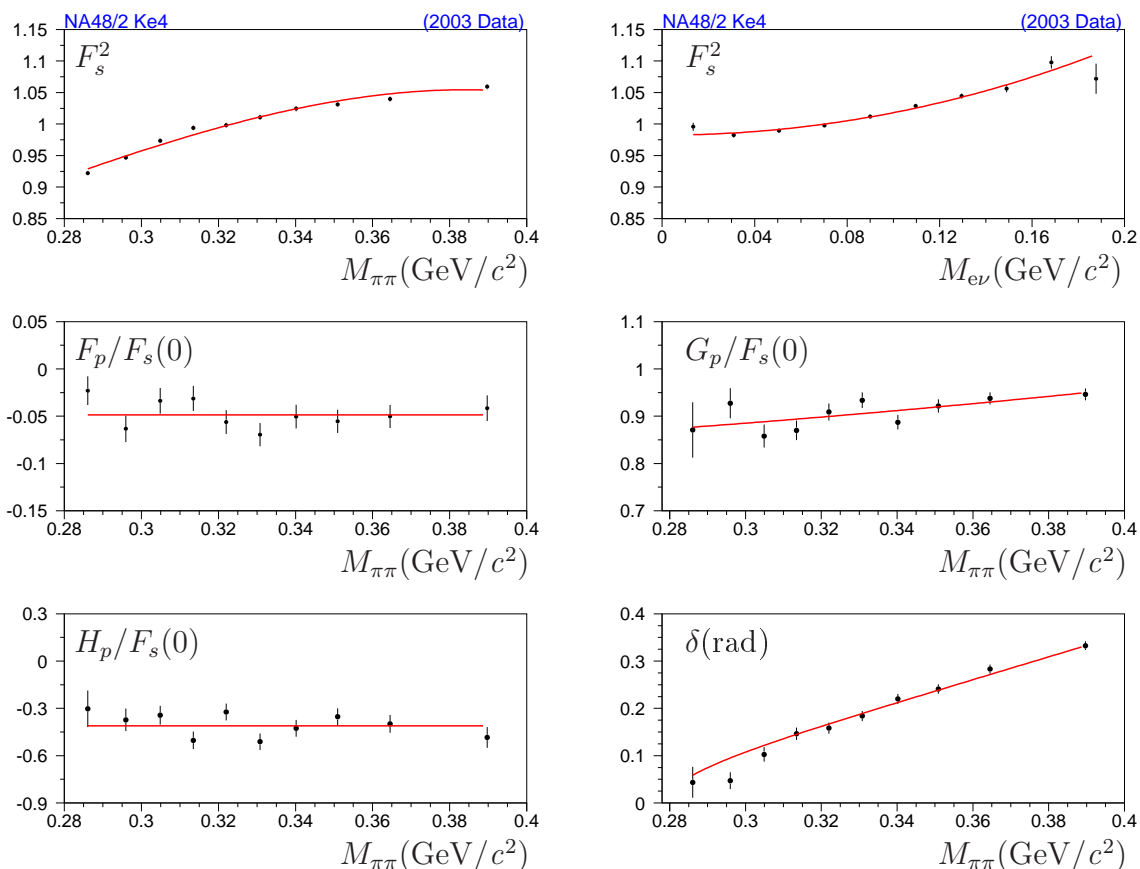


Рис. 32: Изменение формфакторов и фазового сдвига с $M_{\pi\pi}$. Верхний ряд: F_s^2 проецированный на оси $M_{\pi\pi}$, предполагая отсутствия S_e зависимости и на оси $M_{e\nu}$. Средний ряд: $F_p/F_s(0)$ и $G_p/F_s(0)$. Нижний ряд: $H_p/F_s(0)$ и фазовой сдвиг δ .

На Рис. 33 приведены распределения данных по переменным Кабиббо—Максимовича вместе с гистограммами, полученными из МК симуляции с использованием измеренных значений формфакторов. Экспериментальные и МК данные находятся в отличном согласии.

На втором этапе [99–101] было найдено 1 108 941 K_{e4} кандидатов (712 288 K^+ и 396 653 K^-). Фон в этой выборке оценивается в 10540 событий или на 0.95 % уровне. Для нормировочного канала $K_{3\pi}$ было реконструировано 18.82×10^6 (12.09×10^6 K^+ и 6.73×10^6 K^-) распадов с несущественным фоном.

Для определения относительной вероятности использовалось взвешенное среднее 16 значений, измеренных в восьми независимых наборах данных для двух зарядов каонов. Веса определялись в зависимости от статистики (сигнал, фон и нормировка), триггерной и геометрической эффективности. Для

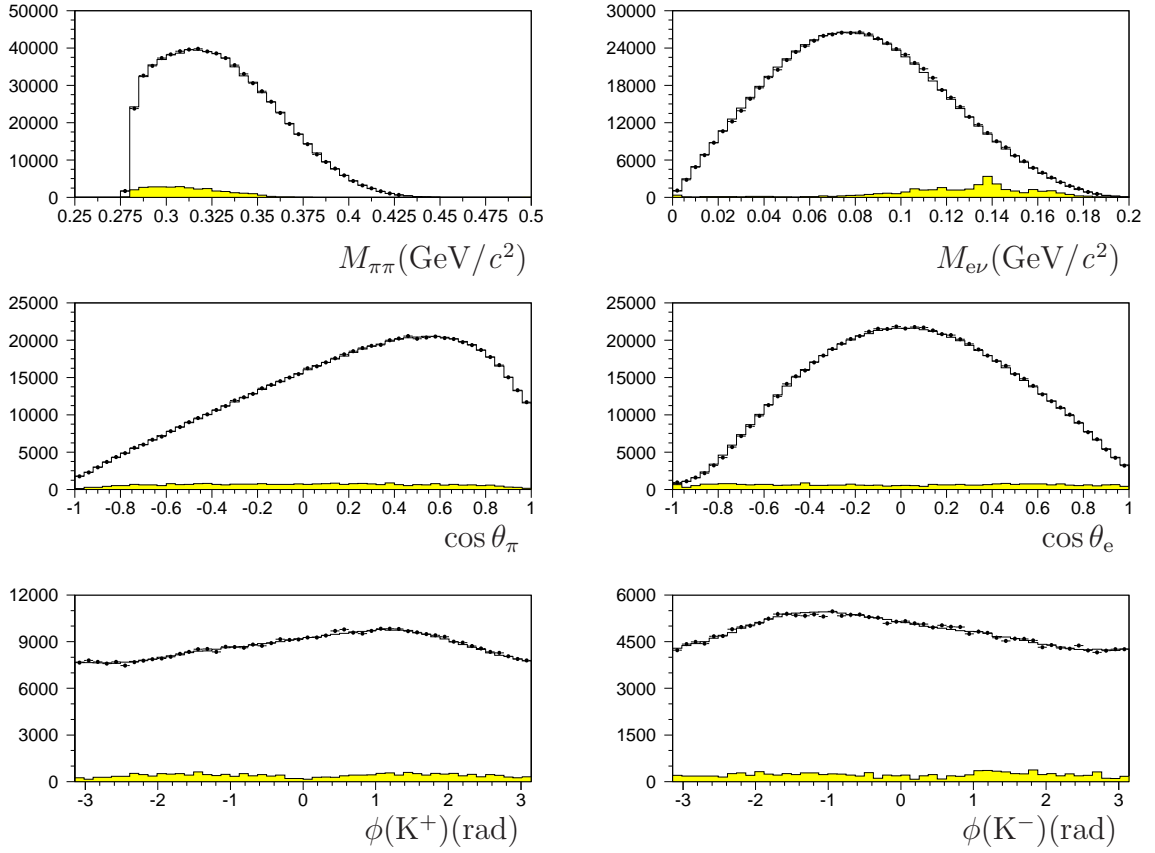


Рис. 33: Распределение событий по переменным Кабиббо—Максимовича. Распределения по переменной ϕ показаны отдельно для K^+ и K^- , чтобы подчеркнуть разницу в их поведении. Данные (после вычитания фона) показаны вместе с ошибками. Результаты МК симуляции, полученные с использованием измеренных значений формфакторов, показаны в виде гистограмм. Заштрихованная область показывает умноженной на десять (чтобы сделать его видимым) вклад фоновых событий.

вычисления относительной вероятности распада K_{e4} использовалось значение $(\text{BR}(K_{3\pi}) = (5.59 \pm 0.04)\% [102])$. В результате этого измерения получили

$$\Gamma(K_{e4})/\Gamma(K_{3\pi}) = (7.615 \pm 0.008_{\text{stat}} \pm 0.028_{\text{syst}}) \times 10^{-4} \quad (6.6)$$

и

$$\text{BR}(K_{e4}) = (4.257 \pm 0.004_{\text{stat}} \pm 0.016_{\text{syst}} \pm 0.031_{\text{ext}}) \times 10^{-5}. \quad (6.7)$$

В ошибке этого результата доминирует неопределенность в относительной вероятности нормировочного канала. Отдельные результаты для $\text{BR}(K_{e4})$, полученные из статистически независимых наборов данных, показаны на Рис. 34.

Они отлично согласуются со значением, обнаруженным с использованием всего набора данных, как и со значениями, полученными отдельно для K^+ и K^-

$$\text{BR}(K_{e4}^+) = (4.255 \pm 0.008) \times 10^{-5}, \quad \text{BR}(K_{e4}^-) = (4.261 \pm 0.011) \times 10^{-5},$$

где в ошибках учтены статистические и систематические неопределенности.

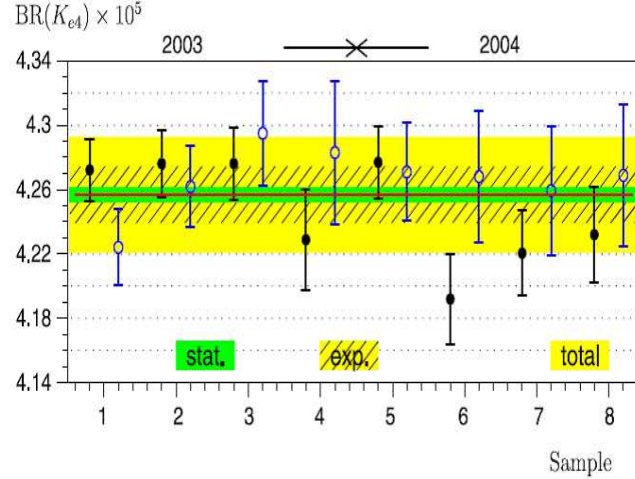


Рис. 34: Относительные вероятности K_{e4} для восьми независимых наборов данных и для двух каонных зарядов. Заштрихованная полоса показывает экспериментальную ошибку ($\sigma_{\text{expe}} = \sigma_{\text{stat}} \oplus \sigma_{\text{syst}}$). Полная ошибка (сплошная полоса) включает и внешнюю ошибку. Заполненные символы представляют результаты для K^+ , а полые — для K^- .

Частота K_{e4} распадов (в с^{-1}) описывается в пятимерном пространстве переменных Кабиббо–Максимовича [32] как

$$d\Gamma_5 = \frac{G_F^2 |V_{us}|^2}{2\hbar(4\pi)^6 m_K^5} \rho(S_\pi, S_e) J_5(S_\pi, S_e, \cos \theta_\pi, \cos \theta_e, \phi) dS_\pi dS_e d\cos \theta_\pi d\cos \theta_e d\phi, \quad (6.8)$$

где $\rho(S_\pi, S_e) = X\sigma_\pi(1 - z_e)$ — фактор фазового пространства, $X = \frac{1}{2}\lambda^{1/2}(m_K^2, S_\pi, S_e)$, $\sigma_\pi = (1 - 4m_\pi^2/S_\pi)^{1/2}$, $z_e = m_e^2/S_e$ и $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc)$. J_5 является функцией адронных F , G , R , H формфакторов.

Электромагнитные взаимодействия модифицируют дифференциальную вероятность (6.8) из-за излучения виртуальных и реальных фотонов. Учет этих эффектов проводился в два этапа. Сначала делалась коррекция, учитывающая

кулоновское взаимодействие заряженных частиц:

$$C(S_{ij}) = \prod_{i \neq j} \frac{\omega_{ij}}{e^{\omega_{ij}} - 1}$$

где $\omega_{ij} = 2\pi\alpha Q_i Q_j / \beta_{ij}$, α — постоянная тонкой структуры, $Q_i Q_j = \mp 1$ для противоположно (одинаково) заряженных частиц и β_{ij} — их относительная скорость (в единицах c). Для учета излучения реальных фотонов был использован пакет PHOTOS 2.15 [62].

На первом этапе нашего исследования были измерены относительные значения адронных формфакторов (6.5) [98], нормированные на f_s :

$$\begin{aligned} F_s/f_s &= 1 + f'_s/f_s q^2 + f''_s/f_s q^4 + f'_e/f_s S_e/4m_\pi^2, \\ F_p/f_s &= f_p/f_s, \\ G_p/f_s &= g_p/f_s + g'_p/f_s q^2, \\ H_p/f_s &= h_p/f_s. \end{aligned} \tag{6.9}$$

Интегрируя $d\Gamma_5$ (6.8) по фазовому пространству, используя измеренные значения формфакторов и вынося постоянные $|V_{us}|$ и f_s за интеграл, для относительной вероятности K_{e4} получаем:

$$\text{BR}(K_{e4}) = \tau_{K^\pm} \cdot (|V_{us}| \cdot f_s)^2 \cdot \int d\Gamma_5 / (|V_{us}| \cdot f_s)^2, \tag{6.10}$$

где τ_{K^\pm} — среднее время жизни K^\pm (в секундах). Отсюда, после вычисления интеграла, с учетом полученного значения $\text{BR}(K_{e4})$ (6.7) и мирового среднего для времени жизни каона $(1.2380 \pm 0.0021) \times 10^{-8}$ с, получаем:

$$|V_{us}| \cdot f_s = 1.285 \pm 0.001_{\text{stat}} \pm 0.004_{\text{syst}} \pm 0.005_{\text{ext}} \tag{6.11}$$

$$f_s = 5.705 \pm 0.003_{\text{stat}} \pm 0.017_{\text{syst}} \pm 0.031_{\text{ext}}, \tag{6.12}$$

(было использовано, $|V_{us}| = 0.2252 \pm 0.0009$ [102]).

Зная f_s , можно определить абсолютные значения формфакторов, которые приведены в Табл. 3. Более подробную информацию можно найти в [103].

Таблица 3: Абсолютные значения формфакторов (заданные в (6.9)).

f_s	=	$5.705 \pm 0.003_{\text{stat}} \pm 0.017_{\text{syst}} \pm 0.031_{\text{ext}}$
f_s	=	$5.705 \pm 0.035_{\text{norm}}$
f'_s	=	$0.867 \pm 0.040_{\text{stat}} \pm 0.029_{\text{syst}} \pm 0.005_{\text{norm}}$
f''_s	=	$-0.416 \pm 0.040_{\text{stat}} \pm 0.034_{\text{syst}} \pm 0.003_{\text{norm}}$
f'_e	=	$0.388 \pm 0.034_{\text{stat}} \pm 0.040_{\text{syst}} \pm 0.002_{\text{norm}}$
f'_p	=	$-0.274 \pm 0.017_{\text{stat}} \pm 0.023_{\text{syst}} \pm 0.002_{\text{norm}}$
g_p	=	$4.952 \pm 0.057_{\text{stat}} \pm 0.057_{\text{syst}} \pm 0.031_{\text{norm}}$
g'_p	=	$0.508 \pm 0.097_{\text{stat}} \pm 0.074_{\text{syst}} \pm 0.003_{\text{norm}}$
h_p	=	$-2.271 \pm 0.086_{\text{stat}} \pm 0.046_{\text{syst}} \pm 0.014_{\text{norm}}$

Надо отметить, что точность измерения (0.8 %) относительной вероятности представляет ~ 3 -кратное улучшение по сравнению с мировым средним $\text{BR}(K_{e4}) = (4.09 \pm 0.10) \times 10^{-5}$, основанным на двух предыдущих измерениях [104, 105]. Точность измерения 0.6 % формфактора $F_s(q^2 = 0, S_e = 0)$ представляет ~ 2 и 4-кратное улучшение соответственно по сравнению со значениями $f_s = 5.75 \pm 0.08$ [105] и $f_s = 5.59 \pm 0.14$ [104], найденными в предыдущих измерениях. Отношение вероятностей $\Gamma(K_{e4})/\Gamma(K_{3\pi})$ измерено с точностью 0.4 %, что ~ 5 раз меньше неопределенности в мировом среднем этой величины $(7.31 \pm 0.16) \times 10^{-4}$.

Впервые достигнута точность измерений, сопоставимая с точностью теоретических предсказаний. Это вносит существенный вклад в определение низкоэнергетических констант киральной теории возмущений и позволяет провести строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей.

7 Исследование распадов $K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$

В этом разделе приведены результаты поиска распадов $K_s^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и измерения относительных вероятностей и параметров матричных элементов распадов вида $K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$.

7.1 Распад $K_s^0 \rightarrow \pi e^+ e^-$

До наших измерений распад $K_s^0 \rightarrow \pi e^+ e^-$ не наблюдался. Эксперимент для его поиска был проведен на ускорителе SPS с использованием детектора NA48/1 [106]. Набор данных проходил в интенсивном K_S пучке. При их обработке была применена техника "анализа вслепую". С этой целью в пространстве кинематических параметров были определены две области — сигнальная и контрольная. Они сохранялись закрытыми во время развития методов подавления фона. После открытия контрольной области, в которой ожидается наблюдение только фоновых событий, проверяется, в какой степени оценка числа фоновых событий соответствует действительности. После того, как достигнуто хорошее согласие между числом предсказанных и наблюдаемых событий, открывается сигнальная область, в которой могут быть сигнальные и фоновые события. При селекции сигнальных событий $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ требовалось наличие двух реконструированных треков заряженных частиц с противоположными знаками зарядов и хотя бы двух неассоциированных с ними кластеров в LКг. Для заряженных частиц требовалось выполнение условия $0.95 < E/p < 1.05$, т.е. чтобы частицы были электронами. Сигнальная и контрольная области определялись условиями:

- $|m_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| < 2.5 \times \sigma_{m_{\gamma\gamma}}$
- $|m_{ee\gamma\gamma} - M_K| < 2.5 \times \sigma_{m_{ee\gamma\gamma}}$

и

- $3 \times \sigma_{m_{\gamma\gamma}} < |m_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| < 6 \times \sigma_{m_{\gamma\gamma}}$
- $3 \times \sigma_{m_{ee\gamma\gamma}} < |m_{ee\gamma\gamma} - M_K| < 6 \times \sigma_{m_{ee\gamma\gamma}}$

соответственно.

После открытия сигнальной области, в ней наблюдались семь событий при ожидаемом фоне $0.15_{-0.04}^{+0.10}$ (Рис. 35), что соответствует сигналу $6.85_{-1.8}^{+3.8}$. Вероятность того, что этот сигнал — результат флуктуации фона $\sim 10^{-10}$. Это дало нам основание интерпретировать сигнал как первое наблюдение распада $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

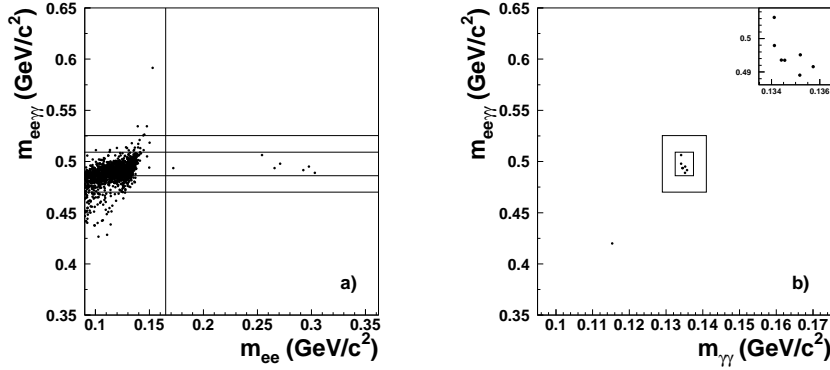


Рис. 35: Распределения прошедших полную селекцию событий в плоскостях $m_{ee\gamma\gamma}$, m_{ee} (a) и $m_{ee\gamma\gamma}$, $m_{\gamma\gamma}$ (b). Показаны 3σ и 6σ области.

Для оценки относительной вероятности этого распада в качестве нормировочного канала было использовано $\sim 8.6 \times 10^6$ $K_S \rightarrow \pi^0 \pi_D^0$ распадов. Относительная вероятность распада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ равна:

$$\begin{aligned} Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-, m_{ee} > 0.165 \text{ GeV}/c^2) \\ = (3.0_{-1.2}^{+1.5}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})) \times 10^{-9} \end{aligned}$$

Были определены также значение параметра a_S (2.19)

$$|a_S| = (1.06_{-0.21}^{+0.26}(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}))$$

Измерение a_S позволяет предсказать значение относительной вероятности распада $BR(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ как функцию $Im(\lambda_t)$ с точностью до знака a_S (см. у-ние 2.22). Эффект этой неопределенности можно увидеть на Рис. 36. Альтернативно, как показано на Рис. 36 можно выразить $BR(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ как функцию a_S , используя мировое среднее $Im(\lambda_t) = (1.30 \pm 0.12) \times 10^{-4}$, полу-

ченное из исследования распадов B - мезонов [107]. Тогда для относительной вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ находим:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CPV}} \simeq (17.2_{\text{indirect}} \pm 9.4_{\text{interference}} + 4.7_{\text{direct}}) \times 10^{-12}.$$

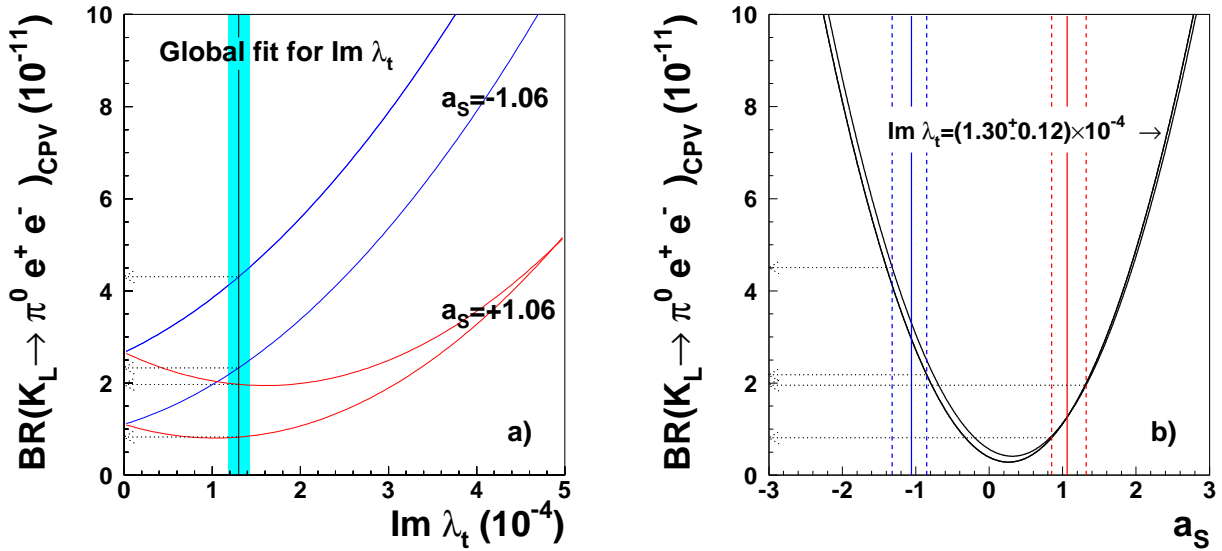


Рис. 36: Относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ как функцию $\text{Im}(\lambda_t)$ (a), и как функцию параметра a_S (b).

7.2 Распад $K_s^0 \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$

Для этого измерения использовались те же данные, что и в предыдущем параграфе. При реконструкции распада $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ требовалось восстановление треков двух заряженных частиц с противоположными знаками зарядов и наличие хотя бы двух дополнительных кластеров в LKr [108]. Для идентификации мюонов треки заряженных частиц экстраполировались до мюонной системы и требовалось наличие сигнала в MUV для обоих треков.

При поиске этого распада, как и в предыдущем случае, в плоскости, определенной $(m_{\gamma\gamma}, m_{\mu\mu\pi})$, были заданы контрольная и сигнальная области

- *сигнальная область:*

$$|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| \leq 2.5 \sigma_{m_{\gamma\gamma}} \text{ и } |m_{\mu\mu\pi} - m_K| \leq 2.5 \sigma_{m_{\mu\mu\pi}};$$

- *контрольная область:*

$$3\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \leq |m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| \leq 6\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \text{ и } 3\sigma_{m_{\mu\mu\pi}} \leq |m_{\mu\mu\pi} - m_K| \leq 6\sigma_{m_{\mu\mu\pi}}.$$

Эти области сохранялись закрытыми до установления всех элементов селекции.

После наложения всех требований реконструкции событий сигнальная и контрольная области были открыты, причем в сигнальной области наблюдалось шесть событий при ожидаемом фоне $0.22^{+0.18}_{-0.11}$ событий (см. Рис. 37).

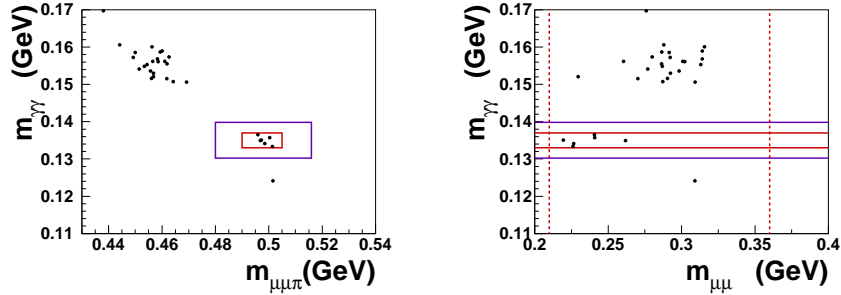


Рис. 37: Распределение событий, прошедших полную селекцию: (а) в плоскости $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\mu\mu\pi}$ и (б) в плоскости $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\mu\mu}$.

Поток K_S мезонов был оценен при помощи 32 миллиона полностью реконструированных $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов. Для относительной вероятности $K_S \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ получили:

$$B(K_S \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-) = [2.9^{+1.5}_{-1.2}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-9}. \quad (7.1)$$

В рамках модели векторной доминантности можно определить параметр $|a_S|$ (2.20):

$$|a_S|_{\mu\mu} = 1.54^{+0.40}_{-0.32} \pm 0.06.$$

Это значение хорошо согласуется со значением, полученным при исследовании распада $K_S \rightarrow \pi^0e^+e^-$. Области допустимых значений параметров a_S и b_S можно определить из совместного анализа $B(K_S \rightarrow \pi^0e^+e^-)$ и $B(K_S \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-)$, используя уравнения 2.17 и 2.18

$$a_S = -1.6^{+2.1}_{-1.8}, \quad b_S = 10.8^{+5.4}_{-7.7} \quad (7.2)$$

$$a_S = 1.9^{+1.6}_{-2.4}, \quad b_S = -11.3^{+8.8}_{-4.5}. \quad (7.3)$$

На Рис. 38 показаны контуры в плоскости (a_S, b_S) , соответствующие уровню достоверности 68 %.

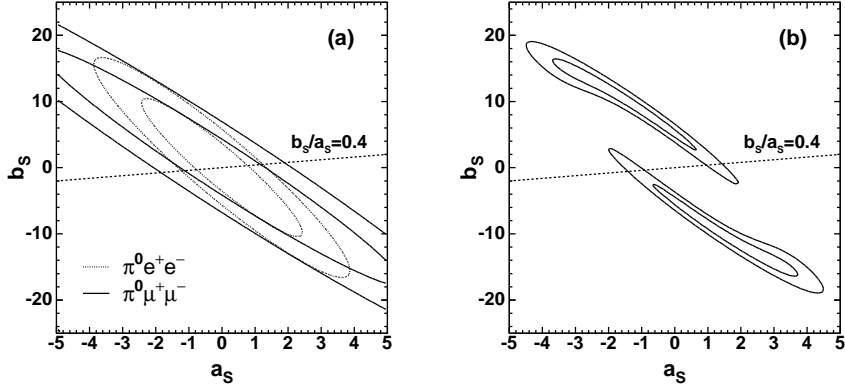


Рис. 38: (а) Допустимые значения a_S и b_S , определенные из независимого анализа распадов $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$; (б) разрешенные области значений a_S и b_S , полученные из совместного анализа распадов $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

Комбинируя CPV и CPC компонент (См. Секц. 2.3), можно оценить полную относительную вероятность $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ распада на 19×10^{-12} или 13×10^{-12} в зависимости от знака интерференционного члена амплитуд прямого и непрямого (смешивание) CP нарушения. Эти значения согласуются с экспериментальной верхней границы $B(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 3.8 \times 10^{-10}$ (90% CL) [41].

7.3 Распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$

Первое наблюдение $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ распада было сделано более тридцати лет назад в CERN [109]. Позже появились еще две измерения [110] и E865 [111]. Последнее из них было основано на 10300 кандидатах с фоном на уровне 1.2 %, что позволило провести детальный анализ формфакторов матричного элемента и проверку NLO вычислений ChPT [112]

Представленные здесь результаты прецизионного исследования распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ основаны на данных, набранных экспериментом NA48/2 в одно-временных пучках K^\pm -мезонов с энергией 60 GeV в 2003–2004 гг. [113]. Относительная вероятность $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ измерялась по отношению к нормировочному каналу $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$, где $\pi_D^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ — Далиц распад π^0 -мезона. Исследуемые и нормировочные распады содержат идентичные заряженные частицы

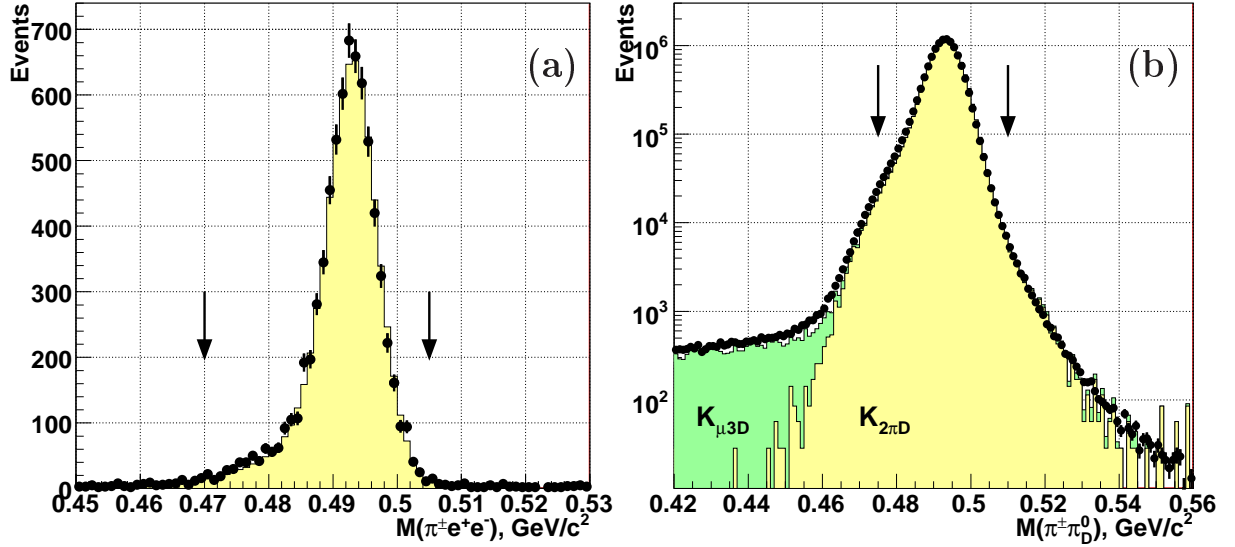


Рис. 39: (a) Реконструированный спектр инвариантной массы $\pi^\pm e^+ e^-$: данные (точки) и МК симуляции (заполненная область). Левый хвост в этом распределении определяется радиационными поправками. (b) Реконструированный спектр инвариантной массы $\pi^\pm \pi_D^0$: данные (точки) и МК симуляции сигнала от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ и фона из $K^\pm \rightarrow \pi_D^0 \mu^\pm \nu$ (заполненные области). Сигнальные области отмечены стрелками.

в конечном состоянии. Это приводит к сокращению систематических погрешностей, связанных с идентификацией частиц.

В процессе реконструкции событий требовалось наличие треков трех заряженных частиц с общим зарядом $Q = \pm 1$, исходящих из общей вершины внутри распадного объема, с топологией, совместимой с $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ распадов. Для идентификации частиц использовалось отношение E/p , причем требовалось выполнение условия $E/p < 0.85$ для пионов и $E/p > 0.95$ для электронов. Чтобы подавить основной источник фона ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$) и фон за счет других распадов, таких как π_D^0 и $\pi_{DD}^0 \rightarrow 4e^\pm$, требовалось, чтобы инвариантная масса пары $e^+ e^-$ была выше массы π^0 : $z = (M_{ee}/M_K)^2 > 0.08$, что соответствует $M_{ee} > 140 \text{ MeV}/c^2$. Это условие приводит к потере $\sim 30\%$ сигнальных событий. Чтобы учесть корректно вклад радиационных распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- \gamma$, при выделении сигнальных событий, не налагалось никаких дополнительных условий на сигналы в электромагнитном калориметре. Для реконструкции распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ нормировочного канала требовалось наличие хотя бы одного кластера, не связанного с треками заряженных частиц (кандидата в фотоны), а также и чтобы эффективная масса $M_{ee\gamma}$ была близка к массе π^0 .

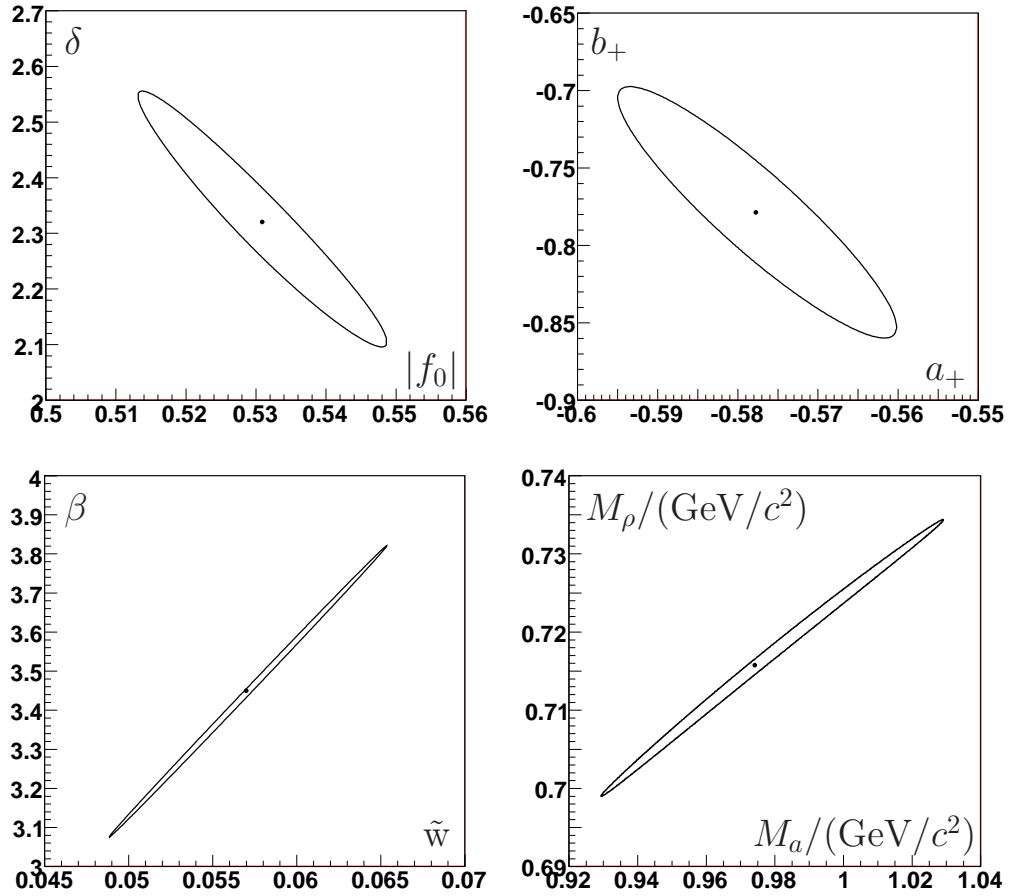


Рис. 40: 68 % уровни достоверности для параметров четырех моделей. Учтены только статистические и связанные с вычетом фона ошибки.

Распределение реконструированной инвариантной массы $\pi^\pm e^+ e^-$ представлено на Рис. 39 (a). Было выделено $N_{\pi ee} = 7253$ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\gamma)$ кандидатов, из которых 4613 (2640) K^+ (K^-)-распадов. Фон в этой выборке оценивается на уровне 1 %. На той же фигуре представлен и спектр реконструированной инвариантной массы $\pi^\pm e^+ e^- \gamma$ (b). В нормировочном канале было выделено $N_K = 1.212 \times 10^7$ кандидатов в распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ с примесью фоновых событий на уровне 0.15 %.

Измеренные значения модельно-независимой относительной вероятности $BR_{mi}(z > 0.08)$, вместе с параметрами исследуемых моделей (см. Секц. 2.3) и соответствующие относительные вероятности в полной области значений переменной z приведены в Табл. 4.

Контурсы на 68 % уровне достоверности для параметров исследуемых моделей представлены на Рис. 40. Корреляционные коэффициенты между па-

Таблица 4: Модельно-независимые $\text{BR}_{\text{mi}}(z > 0.08)$ и результаты фита параметров моделей.

$\text{BR}_{\text{mi}} \times 10^7 =$	$2.28 \pm 0.03_{\text{stat.}} \pm 0.04_{\text{syst.}} \pm 0.06_{\text{ext.}}$	$=$	2.28 ± 0.08
Модель (1)			
$ f_0 =$	$0.531 \pm 0.012_{\text{stat.}} \pm 0.008_{\text{syst.}} \pm 0.007_{\text{ext.}}$	$=$	0.531 ± 0.016
$\delta =$	$2.32 \pm 0.15_{\text{stat.}} \pm 0.09_{\text{syst.}}$	$=$	2.32 ± 0.18
$\text{BR}_1 \times 10^7 =$	$3.05 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.05_{\text{syst.}} \pm 0.08_{\text{ext.}}$	$=$	3.05 ± 0.10
Модель (2)			
$a_+ =$	$-0.578 \pm 0.012_{\text{stat.}} \pm 0.008_{\text{syst.}} \pm 0.007_{\text{ext.}}$	$=$	-0.578 ± 0.016
$b_+ =$	$-0.779 \pm 0.053_{\text{stat.}} \pm 0.036_{\text{syst.}} \pm 0.017_{\text{ext.}}$	$=$	-0.779 ± 0.066
$\text{BR}_2 \times 10^7 =$	$3.14 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.05_{\text{syst.}} \pm 0.08_{\text{ext.}}$	$=$	3.14 ± 0.10
Модель (3)			
$\tilde{w} =$	$0.057 \pm 0.005_{\text{stat.}} \pm 0.004_{\text{syst.}} \pm 0.001_{\text{ext.}}$	$=$	0.057 ± 0.007
$\beta =$	$3.45 \pm 0.24_{\text{stat.}} \pm 0.17_{\text{syst.}} \pm 0.05_{\text{ext.}}$	$=$	3.45 ± 0.30
$\text{BR}_3 \times 10^7 =$	$3.13 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.05_{\text{syst.}} \pm 0.08_{\text{ext.}}$	$=$	3.13 ± 0.10
Модель (4)			
$M_a/\text{GeV}/c^2 =$	$0.974 \pm 0.030_{\text{stat.}} \pm 0.019_{\text{syst.}} \pm 0.002_{\text{ext.}}$	$=$	0.974 ± 0.035
$M_\rho/(\text{GeV}/c^2) =$	$0.716 \pm 0.011_{\text{stat.}} \pm 0.007_{\text{syst.}} \pm 0.002_{\text{ext.}}$	$=$	0.716 ± 0.014
$\text{BR}_4 \times 10^7 =$	$3.18 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.05_{\text{syst.}} \pm 0.08_{\text{ext.}}$	$=$	3.18 ± 0.10

параметрами моделей имеют значения: $\rho(|f_0|, \delta) = -0.962$, $\rho(a_+, b_+) = -0.913$, $\rho(\tilde{w}, \beta) = 0.999$ и $\rho(M_a, M_\rho) = 0.998$.

Каждая из четырех моделей дает удовлетворительное описание данных (Рис. 41). Имеющаяся статистика не позволяет сделать вывод о том, какая из обсуждаемых моделей лучше. Полученное в нашем анализе значение наклона линейного формфактора находится в хорошем согласии со значениями, полученными из $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ [110, 111] и $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ [114] данных и подтверждает расходимость с моделью мезонной доминантности [115]. Значения $|f_0|$, a_+ и b_+ находятся в хорошем согласии с предыдущим измерением [111]. Результаты для \tilde{w} и β достаточно хорошо согласуются с результатами фита [37] данных [111].

Относительная вероятность в полном кинематическом интервале (включая $z < 0.08$), вычисленная как среднее значений, полученных в рамках моделей (1) и (4), равна:

$$\text{BR} = (3.11 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.05_{\text{syst.}} \pm 0.08_{\text{ext.}} \pm 0.07_{\text{model}}) \times 10^{-7} = (3.11 \pm 0.12) \times 10^{-7}.$$

Полученное значение находится в хорошем согласии с предыдущими измерени-

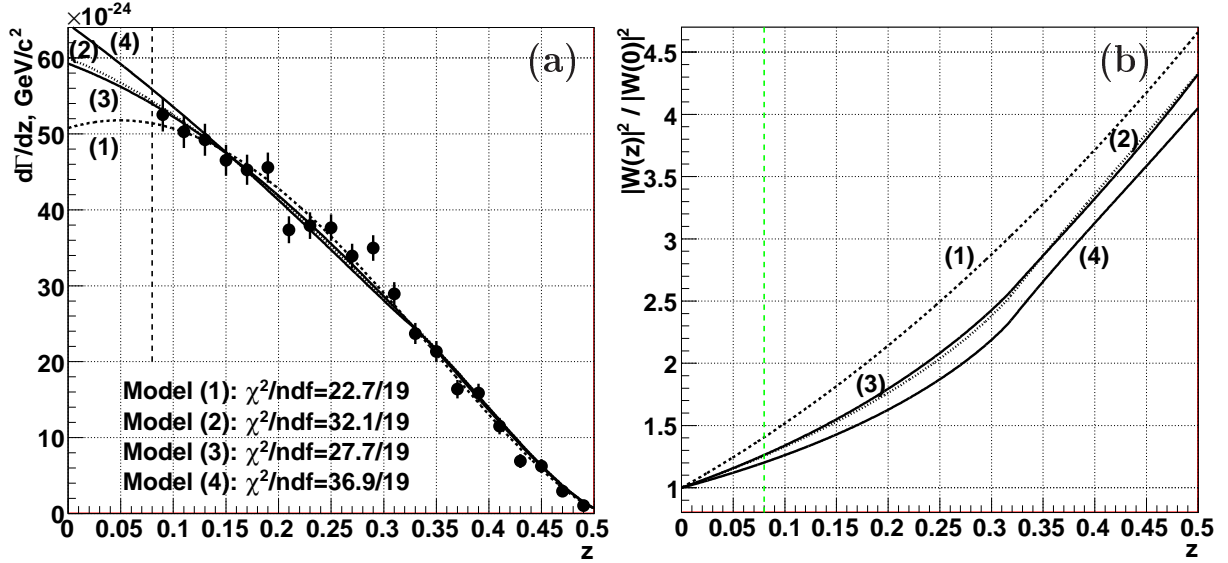


Рис. 41: (a) $d\Gamma_{\pi ee}/dz$ и результаты аппроксимации данных четырьмя моделями. (b) Квадрат формфактора $|W(z)|^2$, нормированный условием $|W(0)| = 1$.

ями [109–111].

Было проведено измерение относительных вероятностей отдельно для K^+ и K^- распадов. Получены следующие значения в полном кинематическом диапазоне:

$$\text{BR}^+ = (2.99 \pm 0.05_{\text{stat.}}) \times 10^{-7}, \quad \text{BR}^- = (3.13 \pm 0.08_{\text{stat.}}) \times 10^{-7}.$$

Это позволило провести первое измерение CP-нарушающей асимметрии вероятностей K^+ и K^- распадов

$$\Delta(K_{\pi ee}^{\pm}) = (\text{BR}^+ - \text{BR}^-) / (\text{BR}^+ + \text{BR}^-) = (-2.2 \pm 1.5_{\text{stat.}} \pm 0.6_{\text{syst.}}) \times 10^{-2}.$$

Отсюда получаем консервативную границу для зарядовой асимметрии $|\Delta(K_{\pi ee}^{\pm})| < 2.1 \times 10^{-2}$ на 90% уровне достоверности.

Заключение

Экспериментальное исследование полуплептонных распадов каонов предоставляет исключительно богатые возможности для прецизионной проверки предсказаний СМ, поиска новой физики, а также позволяет наложить существенные ограничения на параметры возможных расширений СМ. В диссертации приведены основные аргументы и сформулированы нерешенные проблемы, мотивирующие проведение представленных исследований.

Была разработана обширная программа изучения каонных распадов на Серпуховском ускорителе с детектором HYPERON. Проведена оптимизация детектора, построен электромагнитный калориметр и исследованы его характеристики. После частичной реализации запланированных исследований на установке HYPERON эта программа была полностью реализована на ускорителе SPS в CERN на экспериментальном комплексе NA48. Для достижения поставленных целей был разработан новый метод идентификации частиц в эксперименте NA48/2 с использованием нейронных сетей, который позволил успешно выделить K_{e4} распады из фона без применения дополнительного детектора переходного излучения стоимостью 1 мил. долларов. Этот результат сыграл ключевую роль для утверждения и успешной реализации эксперимента NA48/2.

Разработана новая методика прецизионного измерения полуплептонных распадов каонов. Самые существенные элементы этой методики являются высокая эффективность распознавания частиц и корректный учет радиационных поправок.

Измерены с наилучшей точностью параметры матричных элементов полуплептонных распадов $K_{\ell 3}$. Исследован возможный вклад скалярных и тензорных взаимодействий. Измеренные значения соответствующих формфакторов сопоставимы с нулем и соответственно получены самые жесткие ограничения на их вклад в слабые процессы. Эти результаты внесли существенный вклад в разработку теоретических моделей адронных взаимодействий при малых переданных импульсах.

Проведено измерение относительных вероятностей $K_{\ell 3}$ распадов, причем их

значения отличались на уровне до 3σ от опубликованных в PDG2004. В результате этих измерений были пересмотрены значения относительных вероятностей всех основных мод каонных распадов и современные значения PDG в значительной мере определяются результатами наших экспериментов. Определены значения элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и показано, что условие унитарности для элементов первой строки выполняется, что решило давно стоявшую проблему.

Измерена относительная вероятность радиационного распада $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu \gamma$. Это измерение устранило существенную расхожимость между экспериментом и теорией и заставило коллаборацию КТЕV пересмотреть свой результат. Новые данные КТЕV подтвердили наше измерение.

Измерено отношение $\Gamma_{K2\pi}/\Gamma_{Ke3}$ и определена относительная вероятность CP-нарушающего распада $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и значение CP-нарушающего параметра $|\eta_{+-}|$. Этот результат относится к числу трех наиболее точных измерений данного параметра.

Измерено отношение ширин распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu$ и $K_L \rightarrow \pi e \nu$. Результат находится в согласии с предсказаниями Стандартной модели. Проведено самое точное измерение относительной вероятности распада $Br(K_S \rightarrow \pi e \nu)$.

Проведено исследование K_{e4} распадов. Измерена относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$ и значения формфакторов \bar{f}_s , \bar{f}_p , λ_g и \bar{h} его матричного элемента. Определено значение параметра L_3 кирального Лагранжиана с точностью, превышающей точности теоретических оценок, полученных аппроксимированием данных предыдущих измерений. Исследованы формфакторы адронного матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^- e^\pm \nu(\bar{\nu}_e)$ в десяти независимых интервалах по инвариантной массе $\pi\pi$. Измерена также относительная вероятность этого распада. Точность измерения всех параметров повышена в несколько раз (от 2 до 5). Впервые достигнута точность измерений, сопоставимая с точностью теоретических предсказаний. Это вносит существенный вклад в определение низкоэнергетических констант киральной теории возмущений и позволяет провести строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей.

Впервые наблюдались редкие распады $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Определены относительные вероятности этих распадов. На рекордной статистике измерена в полном кинематическом диапазоне относительная вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-(\gamma)$. Формфактор W был параметризован согласно предсказаниям нескольких моделей и были получены наиболее точные значения соответствующих параметров теории. Впервые была исследована возможная CP-нарушающая разница ширин K^+ и K^- распадов и поставлена соответствующая верхняя граница на 90 % уровне достоверности.

Представленные в диссертации исследования можно обобщить как проведение прецизионных измерений параметров матричных элементов и относительных вероятностей полулептонных распадов нейтральных и заряженных каонов. Полученные результаты относятся к точнейшим измерениям исследуемых величин. Они позволили провести прецизионную проверку предсказаний Стандартной модели, поиск физики вне СМ и определение ряда параметров феноменологических моделей сильных взаимодействий. Семнадцать из полученных результатов вошли в мировые таблицы PDG. В ближайшие годы не планируются новые измерения полулептонных распадов.

В заключение надо отметить, что исследования редких процессов, в том числе очень редких распадов каонов, предлагают альтернативный подход к поискам физики вне СМ, наряду с экспериментами при сверхвысоких энергиях, который не только их дополняет, но и открывает доступ к областям параметрического пространства моделей, обобщающих СМ, которые недоступны для экспериментов на ЛНС. Поэтому проведение исследований распадов каонов остается одним из самых актуальных направлений современной физики элементарных частиц.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

- L01. G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*
*Characteristics Of Lead Glass Hodoscopic Electromagnetic Calorimeter With Aperture Of 2-M**2*
Instrum. Exp. Tech. **30**, 808 (1987)
- L02 V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*
Algorithm of multitrack event recognition for HYPERON facility
JINR Commun., P10-85-705, Dubna, 1985.
- L03 V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*
A programme for geometrical reconstruction of multitrack events in the spectrometer HYPERON
JINR, 1-10-86-302, Dubna, 1986
- L04 L. Litov,
Investigation of K^+ meson decays
In: Proc. 3rd JINR Young Sci. Sem. in Exp. Phys., Dubna, 1987, P15-87-288
(Dubna, 1987) p.10
- L05 G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*
*Coordinate Resolution Of A Hodoscopic Electromagnetic Calorimeter Of 2-M**2 Aperture With Active Converter And Drift Chambers*
Instrum. Exp. Tech. **33**, 305 (1990)
- L06 S.L. Bagdasarov, ... L. Litov *et al.*
Mathematical support for data-processing of events, registered on the spectrometer HYPERON
JINR, 3-10-90-82, Dubna, 1990.
- L07 V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*
The registration efficiency of the spectrometer HYPERON in experiments on

- inclusive creation of strange pseudoscalar and vector mesons*
JINR Commun., P1-90-230, Dubna, March 1990, 16pp.
- L08 S. A. Akimenko, ... L. Litov *et al.*
Measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ form-factors
Phys. Lett. B **259**, 225 (1991)
- L09 G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*
Reconstruction of the coordinate and energy of the electromagnetic shower in the lead glass hodoscope calorimeter at different entrance angles of 5-GeV positrons
Nucl. Instrum. Meth. A **311**, 472 (1992)
- L10 A. Asmolov, ... L. Litov *et al.*
Spectrometric complex HYPERON for investigation of K-decays
Instrum. Exp. Tech. **37**, 271 (1994)
- L11 V. Y. Batusov, ... L. Litov *et al.* [HYPERON Collaboration]
Study of K meson decays with the HYPERON-2 spectrometer. (Proposal for experiment)
JINR-E1-98-193, Dubna, 1998, 9pp.
- L12 V. Batusov, ... L. Litov *et al.*
The measurement of the vector form-factor slope λ for the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ decay
JINR, P1-99-293, Dubna, Dec. 1999, 8pp.
- L13 V.Yu. Batusov, ... L. Litov *et al.*
Preliminary results of investigation of semileptonic decay $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ in experiment 'Serpukhov-167'
JINR, P1-2001-140, Dubna, Aug. 2001, 13pp.
- L14 L. Litov [for the NA48 Collaboration]
Particle identification in the NA48 experiment using neural networks
Nucl. Instrum. Meth. A **502**, 495 (2003)

-
- L15 J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48/1 Collaboration]
Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$
Phys. Lett. B **576**, 43 (2003) [arXiv:hep-ex/0309075]
- L16. J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of the branching ratio and form factors for the decay $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$
Phys. Lett. B **595**, 75 (2004) [arXiv:hep-ex/0405010]
- L17. J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48/1 Collaboration]
Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$
Phys. Lett. B **599**, 197 (2004) [arXiv:hep-ex/0409011]
- L18. A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of the branching ratio of the decay $K_L \rightarrow \pi^{+-} e^{-+} \nu$ and extraction of the CKM parameter $|V_{us}|$
Phys. Lett. B **602**, 41 (2004) [arXiv:hep-ex/0410059]
- L19. A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of K_{e3}^0 form factors
Phys. Lett. B **604**, 1 (2004) [arXiv:hep-ex/0410065]
- L20. A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of the radiative K_{e3} branching ratio
Phys. Lett. B **605**, 247 (2005) [arXiv:hep-ex/0411069]
- L21. L. Litov [for the NA48 Collaboration]
Recent NA48 results on semi-leptonic and rare kaon decays. Measurement of $V(us)$
In: Beijing 2004, ICHEP 2004, vol.2, pp.817–820 (hep-ex/0501048)
Talk given at 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China, 16-22 Aug 2004
- L22. A. Lai, ... L.Litov et al.
Measurement of $K^0(\mu 3)$ form factors

-
- Phys. Lett. B **647** (2007) 341-350
- L23. A. Lai, ... L.Litov et al.
Measurement of the ratio $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)$ and extraction of the CP violation parameter $|\eta_{+-}|$
Phys. Lett. B **645** (2007) 26-35
arXiv:hep-ex/0611052
- L24. J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Determination of the relative decay rate $K(S) \rightarrow \pi e \nu / K(L) \rightarrow \pi e \nu$
Phys. Lett. B **653** (2007) 145-150
- L25. J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Measurement 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) 329-340,
Erratum-ibid. C **52** (2007) 1021-1023.
- L26. J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
New high statistics measurement of $K(e4)$ decay form factors and $\pi\pi$ scattering phase shifts
Eur. Phys. J. C **54** (2008) 411-423.
- L27. J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Precise test of low energy QCD from $K(e4)$ decay properties
Eur. Phys. J. C **70** (2010) 635.
- L28. J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
New measurement of the charged kaon semileptonic $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($Ke4$) decay Branching Ratio and Hadronic Form Factors
Phys. Lett. B **715** (2012) 105-115.
- L29. J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Precise measurement of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ decay
Phys. Lett. B **677** (2009) 246-254.

L30 D. Madigozhin,..., L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)

Recent NA48/2 and NA62 results

Aug 4, 2014. 4 pp. Conference: C14-03-22, p.369-374 Proceedings

e-Print: arXiv:1408.0585 [hep-ex]

L31 J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)

Addendum to New measurement of the charged kaon semileptonic $K^\pm \rightarrow$

$\pi^+\pi^-e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($Ke4$) decay Branching Ratio and Hadronic Form Factors

Phys. Lett. B **740** (2015) 364.

Научная метрика

- Общее число публикаций по материалам диссертации - **31**
- Публикации в журналах с импакт фактором - **21**
 - Instr. Exp. Tech. - **3**
 - Nucl. Instr. Meth. A - **2**
 - Phys. Lett. B - **13**
 - Eur. Phys. J. - **3**
- Сообщения ОИЯИ - **7**
- Материалы международных конференций - **3**
- Независимые цитирования - **608**
- Аспиранты, защитившиеся по теме диссертации - **4**
- Результаты, включенные в мировые таблицы PDG - **17**
- Научные награды
 - Первая премия ОИЯИ за лучшее предложение эксперимента - 1986

- Вторая премия ОИЯИ за “Измерение Кез формфакторов” - 2005
- Государственная премия Республики Болгарии **Питагор** - для лучшего руководителя аспирантов - 2010
- Государственная премия Республики Болгарии **Питагор** - за исключительные достижения в области естественных наук - 2013

Личный вклад автора

Личный вклад автора в получении представленных результатов заключается в следующем:

Организация и проведение экспериментов

1. Эксперимент ГИПЕРОН

- Разработка физической программы исследования каонных распадов на установке ГИПЕРОН.
- Разработка конфигурации и выбор необходимого оборудования эксперимента ГИПЕРОН для реализации программы исследования каонных распадов.
- Разработка схемы триггера для набора данных по изучению каонных распадов и создание аппаратуры для его реализации.
- Существенное участие в создании и эксплуатации электромагнитного калориметра SHD -1.
- Разработка алгоритма реконструкции многотрековых событий и программного обеспечения для моделирования отклика установки.
- Ведущая роль в организации набора данных и создании программного обеспечения для анализа данных и получения физических результатов по исследованию каонных распадов.

2. Цикл экспериментов NA48, NA48/1, NA48/2

- Разработка нового метода идентификации частиц в эксперименте NA48/2 с использованием нейронных сетей.
- Разработка алгоритмов для анализа данных и моделирования отклика установки.

- Разработка методики учета радиационных поправок в полупертоновых распадах.
- Участие во всех сеансах набора данных по изучению распадов заряженных каонов.
- Создание программ и ответственность за экспресс-анализ данных во время их набора.

Физические результаты

1. Измерение K_{l3} формфакторов

- Инициирование и руководство измерением форм-факторов $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ распада в эксперименте ГИПЕРОН, набор и анализ данных.
- Инициирование проведения исследования форм-факторов K_{l3} распадов нейтральных каонов в эксперименте NA48.
- Ведущая роль на всех этапах работы по исследованию K_{l3} распадов.
- Разработка методики корректного учета радиационных поправок, сыгравшей ключевую роль в получении всех результатов по изучению K_{l3} распадов.
- Анализ данных и моделирование отклика установок.

2. Измерение относительных вероятностей распадов K_{e3}

- Инициирование и руководство на всех этапах работами по измерению относительных вероятностей K_{l3} распадов заряженных и нейтральных каонов.
- Разработка оригинальной методики измерения относительных вероятностей K_{e3} распадов нейтральных каонов.
- Разработка методики учета радиационных поправок и измерения радиационных K_{e3} распадов.

- Разработка методики определения элемента V_{us} матрицы CKM .
- Инициирование и ведущий вклад в измерение относительной вероятности радиационного $K_{e3\gamma}$ распада.
- Существенный вклад в измерение отношений $\Gamma_{K2\pi}/\Gamma_{Ke3}$ и $\Gamma(K_S \rightarrow \pi e \nu)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)$.

3. Измерение относительной вероятности и формфакторов распадов $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu(\bar{\nu}_e)$

- Разработка методики распознавания типа частиц при помощи нейронной сети, которая позволила измерить формфакторы и относительные вероятности $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu(\bar{\nu}_e)$ распадов.
- Обучение нейронной сети на экспериментальных данных и ответственность за ее применение в анализе данных.

4. Исследование распадов $K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$

- Руководство одним из двух анализов по поиску распада $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$.
- Участие в анализ данных для наблюдения распада $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.
- Инициирование измерения параметров матричного элемента и относительную вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-(\gamma)$ и руководство одним из двух анализов.
- Разработка методики учета радиационных поправок в распаде $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-(\gamma)$.

Благодарности

Исследования в области физики элементарных частиц являются результатом труда больших коллективов. Даже самая блестящая идея не может быть реализована одним человеком. Исследования, представленные в диссертации, проводились с использованием исключительно сложного оборудования. Набор данных занимает длительные периоды времени и в нем принимает участие много людей. Большая часть результатов публикуется только после того, как хотя бы два независимых анализа привели к совместимым результатам. Без усердной и исключительно эффективной работы членов коллабораций HYPERON и NA48 получение представленных в диссертации результатов не было бы возможным. Для меня большая честь быть частью этих коллективов. Поэтому мои благодарности в первую очередь направлены всем членам коллабораций HYPERON и NA48.

Команда моих аспирантов и дипломников сыграла ключевую роль в реализации всех моих идей. Их энтузиазм и непоколебимый оптимизм давали мне энергию и мотивацию для работы. Я хочу поблагодарить Цветана Чешкова, Стояна Стойнева, Венелина Кожухарова, Евелину Маринову, Милену Дюлендарову-Мишеву и Мирену Ивову. Работая над исследованием распадов каонов, я всегда мог рассчитывать на поддержку всех членов группы физики элементарных частиц Софийского Университета. Даже когда работали по другим экспериментам, они всегда были готовы включиться в поддержку команды, занимающейся каонной физикой. Я очень благодарен Бориславу Павлову, Пейчо Петкову, Антону Димитрову, Василу Вергилову, Мартину Макариеву и Николаю Дарменову.

Мои коллеги и друзья из коллаборации HYPERON ввели меня в мир физики элементарных частиц и первыми поддержали предложение для исследования каонных распадов. Я в долгу перед ними всеми. Высказываю свою благодарность Юлиану Арамовичу Будагову, Владимиру Борисовичу Флягину, Николаю Руссаковичу, Наде Русаковичу, Саше Курилину, Юрию Кульчицкому, Володе Виноградову, Виладии Маниеву, Ираклию Минашвили, Сергею Малюкову,

Сергею Сергееву, Гоги Битцадзе, Антону Володко, Юрию Харжееву, Сергею Акименко, В.И. Белоусову, А.М Блику и В. Романовскому.

Все эти годы я чувствовал постоянную поддержку болгарской части команды коллаборации HYPERON — Ангела Йорданова, Румена Ценова и Георгия Велева. Вместе мы сформировали ядро группы физики элементарных частиц Софийского Университета.

Мы присоединились к эксперименту NA48 как часть дубненской группы. Это сотрудничество оказалось исключительно плодотворным. Володя Кекелидзе сыграл ключевую роль во введение нашей группы в этот новый для нас эксперимент. Дружеская атмосфера, созданная Юрием Потребениковым, Евгением Гудзовским, Петром Христовым, Димой Мадигожиним и Наташей Молоковой оказалась существенной для успеха нашей совместной работы. Я очень благодарен им всем.

Говоря о Дубне, нельзя не отметить дирекцию ОИЯИ, оказывающую постоянную поддержку всех моих инициатив. Я благодарен Цветану Вылову, Алексею Сасикяну, Владимиру Георгиевичу Кадышевскому и Виктору Анатольевичу Матвееву.

Большое значение для меня имели многочисленные конструктивные дискуссии с коллегами из коллаборации NA48. Среди них, хотел бы высказать специальные благодарности Augusto Ceccucci, Italo Mannelli, Don Cundy, Hainrich Wahl, Rainer Wanke, Lawrenz Wildham, A. Bizzeti, Marchela Scarpa, Michele Veltri, K. Eppard, Konrad Kleinknecht, Lucia Masetti, Andreas Winhard, Ann Dabrowski, Tereza Fonseka, Mayda Velasko, Luidgy DiLella, Niles Doble, Marko Sozzi, Roberta Arcidiacono, Ivan Mikulec, Ricardo Fantechi, B. Peyaud, B. Vallage, H. Dibon и Manfred Jeitler.

Постоянные контакты и частые дискуссии с теоретиками помогли мне глубже вникнуть в проблемы, искать и находить подходящие решения и получить большинство результатов, включенных в диссертацию. Здесь я хотел бы поблагодарить Nicola Cabibbo, Jurg Gasser, H. Leutwyler, Gerchard Ecker, Antonio Pich, G. Colangelo, Gino Isidori, V. Cirigliano, H. Neufeld, J. Stern, N. Paver, B. Kubis, G. D'Ambrosio, М. Чижова, А. Белькова и В. Н. Первушина.

И в конце, самые важные люди в моей жизни — моя семья. Мои дети Михаела и Петр, и моя супруга Невена провели много ночей и выходных одни, потому что я участвовал в сменах по набору данных или проводил их анализ по ночам. Они меняли города, школы, друзья и рабочие места, следуя за моим желанием проводить всегда новые и интересные исследования. Было бы невозможным достичь даже маленькой части всех этих результатов без их постоянной поддержки, без теплой атмосферы вокруг меня, и самое главное, — без их веры в меня. Просто не знаю, как можно за все это поблагодарить...

Список литературы

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [3] A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1969), p. 367.
- [4] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. **B 716** (2012) 1.
- [5] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. **B 716** (2012) 30.
- [6] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [7] P.W. Higgs, Broken symmetries, Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [8] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [9] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [10] M. Kobayashi, T. Maskawa (Kyoto U.), "CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction Prog. Th. Phys **49** (1973) 652.
- [11] G. Ecker, Quantum Chromodynamics, hep-ph/0604165, 2006.
- [12] A. Pich, Aspects of Quantum Chromodynamics, hep-ph/0001118, 2000.
- [13] Heinz Pagels, Departures from chiral symmetry: a review, Phys. Rept. **16** (1975)219.
Steven Weinberg, Phenomenological lagrangians, Physica A96 (1979)327.
J. Gasser and A. Zepeda, Approaching the chiral limit in qcd, Nucl. Phys. B174 (1980)445.
J. Gasser and H. Leutwyler, Chiral perturbation theory to one loop, Annals Phys. 158 (1984)142.
J. Gasser and H. Leutwyler, Chiral perturbation theory: expansions in the mass of the strange quark, Nucl. Phys. B250 (1985)465.

-
- [14] P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [15] T.W.B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.
- [16] A. Pich, The Standard Model of Electroweak Interactions, arXiv:1201.0537[hep=ph]
- [17] D. B. Chitwood *et al.* [MuLan Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 032001 [arXiv:0704.1981 [hep-ex]].
- [18] E. Blucher *et al.*, *Status of the Cabibbo angle*, arXiv:hep-ph/0512039.
- [19] A. Sirlin, Nucl. Phys. B **196**, 83 (1982).
- [20] V. Bernard, M. Oertel, E. Passemar and J. Stern, arXiv:0707.4194 [hep-ph]; Phys. Lett. B **638**, 480 (2006) [arXiv:hep-ph/0603202].
- [21] V. Bernard, M. Oertel, E. Passemar and J. Stern in preparation; E. Passemar, Kaon International Conference (KAON 2007), PoS(KAON)012 (2007) [arXiv:0708.1235 [hep-ph]]
- [22] F. Leber *et al.*, Phys. Lett. B **369** (1996) 69.
- [23] M. G. Doncel, Phys. Lett. B **32** (1970) 623.
- [24] J. Bijnens, G. Ecker and J. Gasser, Nucl. Phys. B **396** (1993) 81 [arXiv:hep-ph/9209261].
- [25] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. D **64** (2001) 112004 [arXiv:hep-ex/0106062].
- [26] G. Colangelo, J. Gasser, and H. Leutwyler, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5008.
- [27] E.L. Koller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 328,
R.W. Birge *et al.*, Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 35, Phys. Rev. **139** (1965) B1600,
D. Ljung and D. Cline, Phys. Rev. D **8** (1973) 1307,
Geneva-Saclay Collaboration, M. Bourquin *et al.*, Phys. Lett. B **36** (1971) 615,
ibidem B **36** (1971) 619,
V.N. Bolotov *et al.*, Yad. Fiz. (Sov. J. Nucl. Phys.) **44** (1986) 108.

-
- [28] Geneva-Saclay Collaboration, L. Rosselet et al., Phys. Rev. D **15** (1977) 574.
- [29] S. Pislak *et al.* [BNL-E865 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 221801 [arXiv:hep-ex/0106071]; Phys. Rev. D **67** (2003) 072004 [arXiv:hep-ex/0301040].
- [30] BNL E631, A.S. Carroll et al., Phys. Lett. **96B** (1980) 407.
- [31] FNAL E731, G. Makoff et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1591.
- [32] N. Cabibbo and A. Maksymowicz, Phys.Rev. **137**1965, B438; Phys. Rev. **168**,1968,1926.
- [33] A. Pais and S. Treiman, Phys.Rev. **168**, 1968, 1858.
- [34] G. Ecker, A. Pich and E. de Rafael, Nucl. Phys. **B291** (1987) 692.
- [35] A.Z. Dubničková *et al.*, Phys. Part. Nucl. Lett. **5** (2008) 76 [hep-ph/0611175].
- [36] G. D’Ambrosio, G. Ecker, G. Isidori and J. Portoles, “The decays $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ beyond leading order in the chiral expansion,” Journal of High Energy Physics **08** (1998) 004. [arXiv:hep-ph/9808289].
- [37] S. Friot, D. Greynat and E. de Rafael, Phys. Lett. **B595** (2004) 301.
- [38] G. Buchalla, G. D’Ambrosio and G. Isidori, Nuclear Physics **B672** (2003) 387. “Extracting short-distance physics from $K(L,S) \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ decays,” arXiv:hep-ph/0308008.
- [39] G. Isidori, C. Smith and R. Unterdorfer, “The rare decay $K_L \rightarrow \pi^0 \mu \mu$ within the SM,” hep-ph/0404127.
- [40] A. Lai *et al.*, Physics Letters **B536** (2002) 229.
- [41] A. Alavi-Harati *et al.*, Physical Review Letters **83** (1999) 917.
- [42] K. Nakamura *et al.* (PDG), J. Phys. **G37** (2010) 075021.

- [43] A. Asmolov, ... L. Litov *et al.*
Spectrometric complex HYPERON for investigation of K-decays
Instrum. Exp. Tech. **37**, 271 (1994)
- [44] V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*
A programme for geometrical reconstruction of multitrack events in the spectrometer HYPERON
JINR, 1-10-86-302, Dubna, 1986
- [45] V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*
Algorithm of multitrack event recognition for HYPERON facility
JINR Commun., P10-85-705, Dubna, 1985.
- [46] S.L. Bagdasarov, ... L. Litov *et al.*
Mathematical support for data-processing of events, registered on the spectrometer HYPERON
JINR, 3-10-90-82, Dubna, 1990.
- [47] G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*
*Characteristics Of Lead Glass Hodoscopic Electromagnetic Calorimeter With Aperture Of 2-M**2*
Instrum. Exp. Tech. **30**, 808 (1987)
- [48] G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*
*Coordinate Resolution Of A Hodoscopic Electromagnetic Calorimeter Of 2-M**2 Aperture With Active Converter And Drift Chambers*
Instrum. Exp. Tech. **33**, 305 (1990)
- [49] G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*
Reconstruction of the coordinate and energy of the electromagnetic shower in the lead glass hodoscope calorimeter at different entrance angles of 5-GeV positrons"
Nucl. Instrum. Meth. A **311**, 472 (1992)

- [50] L. Litov,
Investigation of K^+ meson decays
In: Proc. 3rd JINR Young Sci. Sem. in Exp. Phys., Dubna, 1987, P15-87-288
(Dubna, 1987) p.10
- [51] V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*
The registration efficiency of the spectrometer HYPERON in experiments on inclusive creation of strange pseudoscalar and vector mesons
JINR Commun., P1-90-230, Dubna, March 1990, 16pp.
- [52] V. Y. Batusov, ... L. Litov *et al.* [HYPERON Collaboration]
Study of K meson decays with the HYPERON-2 spectrometer. (Proposal for experiment)
JINR-E1-98-193, Dubna, 1998, 9pp.
- [53] V. Batusov, ... L. Litov *et al.*
The measurement of the vector form-factor slope λ for the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ decay
JINR, P1-99-293, Dubna, Dec. 1999, 8pp.
- [54] V.Yu. Batusov, ... L. Litov *et al.*
Preliminary results of investigation of semileptonic decay $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ in experiment 'Serpukhov-167'
JINR, P1-2001-140, Dubna, Aug. 2001, 13pp.
- [55] V. Fanti *et al.* (NA48), Phys. Lett. **B465** (1999) 335.
A. Lai *et al.* (NA48), Eur. Phys. J. **C22** (2001) 231.
J.R. Batley *et al.* (NA48), Phys. Lett. **B544** (2002) 97.
- [56] V. Fanti *et al.* (NA48), Nucl. Instrum. Methods **A574** (2007) 433.
- [57] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert and G. Charpak,
"MICROMEAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments," Nucl. Instrum. Meth. A **376** (1996) 29.

-
- [58] L. Litov [for the NA48 Collaboration]
Particle identification in the NA48 experiment using neural networks
Nucl. Instrum. Meth. A **502**, 495 (2003)
- [59] M.V. Chizhov, Phys. Lett. B381 (1996) 359
- [60] A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of K_{e3}^0 form factors
Phys. Lett. B **604**, 1 (2004) [arXiv:hep-ex/0410065]
- [61] GEANT detector description and simulation tool, CERN program library long writeup W5013 (1994).
- [62] E.Barberio and Z.Was, CERN-TH.7033/93 G. Nanava and Z. Was, Eur. Phys. J., 51, 2007, 569,
P. Golonka and Z. Was, Eur. Phys. J., 45, 2006, 97.
- [63] E.S.Ginsberg, Phys. Rev. 171 (1968)1675, Errata: Phys. Rev. 174 (1968)2169,
Phys. Rev. 187 (1969)2280
- [64] A. Lai, ... L.Litov *et al.*
Measurement of $K^0(\mu 3)$ form factors
Phys. Lett. B **647** (2007) 341-350
- [65] T. Andre, hep-ph/0406006 and Nucl. Phys. B142, 58, 2005.
- [66] O.P. Yushchenko *et al.* (ISTRA+ Coll.), Phs.Lett.B589, 111,2004.
- [67] O.P. Yushchenko *et al.* (ISTRA+ Coll.), Phys. Lett. B581,3, 2004.
- [68] T. Alexopoulos *et al.* (KTeV Coll.), Phys. Rev. D70, 092007, 2004.
- [69] F. Ambrosino *et al.* (KLOE Coll.), Phys. Lett. B636, 166, 2006.
- [70] H. Stainer *et al.*, *Phys. Lett.* **B36** (1971) 521.
- [71] S. A. Akimenko, ... L. Litov *et al.*
Measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ form-factors
Phys. Lett. B **259**, 225 (1991)

-
- [72] S. Shimizu et al., Phys. Lett. B495, 33, 2000.
- [73] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [74] A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of the branching ratio of the decay $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu$ and extraction of the CKM parameter $|V_{us}|$
Phys. Lett. B **602**, 41 (2004) [arXiv:hep-ex/0410059]
- [75] T. Alexopoulos et al., Phys. Rev. D **70** (2004), 092006, hep-ex/0406002
- [76] J.R. Batley, ... L. Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Measurement 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) 329–340, Erratum-ibid. C **52** (2007) 1021–1023.
- [77] J. Bijnens, G. Colangelo, G. Ecker and J. Gasser [arXiv:hep-ph/9411311]; 2nd DAPHNE Physics Handbook (1994) 315-389
- [78] W.-M. Yao et al., *Review of Particle Physics*, J. Phys. **G33** (2006) 1.
- [79] K. Horie *et al.*, Phys. Lett. B **513** (2001) 311
- [80] A. Sher et al, *Phys. Rev. Lett.* **91** 261802 (2003).
- [81] V. Cirigliano, H. Neufeld and H. Pichl, Eur. Phys. J. C **35**, 53 (2004)
- [82] L. Litov [for the NA48 Collaboration]
Recent NA48 results on semileptonic and rare kaon decays. Measurement of $V(us)$
arXiv:hep-ex/0501048
Talk given at 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China, 16-22 Aug 2004
- [83] A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of the radiative K_{e3} branching ratio
Phys. Lett. B **605**, 247 (2005) [arXiv:hep-ex/0411069]

-
- [84] H. W. Fearing, E. Fischbach and J. Smith, Phys. Rev. D **2** (1970) 542.
- [85] J. Gasser, B. Kubis, N. Paver and M. Verbini, "Radiative $Ke3$ decays revisited Eur.Phys. J., C40:205-227,2005, arxiv:hep-ph/0412130
- [86] T. Alexopoulos et al., KTeV Collaboration, "Measurements of the branching fractions and decay distributions for $K(L) \rightarrow \pi^{+-} \mu^+ \nu$ gamma and $K(L) \rightarrow \pi^{+-} e^+ \nu$ gamma Phys. Rev. D71:012001 (2005).
- [87] A. Lai, ... L.Litov et al.
Measurement of the ratio $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)$ and extraction of the CP violation parameter $|\eta_{+-}|$
Phys. Lett. B **645** (2007) 26–35
arXiv:hep-ex/0611052
- [88] E. J. Ramberg et al., E731 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 70, 2525 (1993)
- [89] A. Alavi-Harati et al., KTeV Collaboration, Phys. Rev. Lett. 86, 761 (2001)
- [90] E. Abouzaid et al., KTeV Collaboration, Phys. Rev. D74:032004 (2006)
- [91] T. Alexopoulos et al., KTeV Collaboration, Phys. Rev. D70:092006 (2004)
- [92] F. Ambrosino et al., KLOE Collaboration, Phys. Lett. B 632, 43 (2006)
- [93] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Determination of the relative decay rate $K(S) \rightarrow \pi e \nu / K(L) \rightarrow \pi e \nu$
Phys. Lett. B **653** (2007) 145–150
- [94] M. Antonelli et al., "An Evaluation of $|V_{us}|$ and precise tests of the Standard Model from world data on leptonic and semileptonic kaon decays Eur.Phys.J. C69 (2010) 399-424
- [95] J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration]
Measurement of the branching ratio and form factors for the decay $K_L \rightarrow \pi^{+-} \pi^0 e^{-+} \nu_e (\bar{\nu}_e)$
Phys. Lett. B **595**, 75 (2004) [arXiv:hep-ex/0405010

-
- [96] J. Bijnens, G. Ecker, J. Gasser, Nucl. Phys. **B396** (1993) 81.
- [97] D. Espriu, E. de Rafael, and J. Taron, Nucl. Phys. B345 (1990) 22,
J. Bijnens, C. Bruno, and E. de Rafael, Nucl. Phys. B390 (1993) 501.
- [98] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
New high statistics measurement of $K(e4)$ decay form factors and $\pi\pi$ scattering phase shifts
Eur. Phys. J. C **54** (2008) 411–423.
- [99] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Precise test of low energy QCD from $K(e4)$ decay properties
Eur. Phys. J. C **70** (2010) 635.
- [100] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
New measurement of the charged kaon semileptonic $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($Ke4$) decay Branching Ratio and Hadronic Form Factors
Phys. Lett. B **715** (2012) 105–115.
- [101] D. Madigozhin,..., L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Recent NA48/2 and NA62 results
Aug 4, 2014. 4 pp. Conference: C14-03-22, p.369-374 Proceedings
e-Print: arXiv:1408.0585 [hep-ex]
- [102] J. Beringer, *et al.*, PDG, Phys. Rev. D 86 (2012) 010001.
- [103] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Addendum to New measurement of the charged kaon semileptonic $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($Ke4$) decay Branching Ratio and Hadronic Form Factors
Phys. Lett. B **740** (2015) 364.
- [104] L. Rosselet *et al.*, Phys. Rev. D151977574.
- [105] S. Pislak *et al.*, Phys. Rev. D672003072004.

-
- [106] J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48/1 Collaboration]
Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$
Phys. Lett. B **576**, 43 (2003) [arXiv:hep-ex/0309075]
- [107] S. H. Kettell, L. G. Landsberg, and H. Nguyen, hep-ph/0212321.
- [108] J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48/1 Collaboration]
Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$
Phys. Lett. B **599**, 197 (2004) [arXiv:hep-ex/0409011]
- [109] P. Bloch *et al.*, Phys. Lett. **B56** (1975) 201.
- [110] C. Alliegro *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 278.
- [111] R. Appel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4482.
- [112] G. D'Ambrosio *et al.*, JHEP **9808** (1998) 4.
- [113] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration)
Precise measurement of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ decay
Phys. Lett. B **677** (2009) 246–254.
- [114] H. Ma *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2580.
- [115] P. Lichard, Phys. Rev. **D60** (1999) 053007.
- [116] C.H. Chen, C.Q. Geng and I.L. Ho, Phys. Rev. **D67** (2003) 074029.
- [117] L.S. Littenberg and R. Shrock, Phys. Lett. **B491** (2000) 285.
- [118] C. Bruno and J. Prades, Z. Phys. **C57** (1993) 585.
- [119] J. Prades, PoS(KAON)022 (2007).

Список иллюстративных материалов

- **Рисунок 1.** Меняющие заряд взаимодействия заряженных токов, идущие через обмен W^\pm бозона. (стр. 21)
- **Рисунок 2.** Пучковый спектрометр. (стр. 34)
- **Рисунок 3.** Спектрометр вторичных частиц. (стр. 35)
- **Рисунок 4.** Одновременное формирование K_S и K_L пучков в эксперименте NA48 (стр. 38)
- **Рисунок 5.** Формирование K_S пучка в эксперименте NA48. (стр. 40)
- **Рисунок 6.** Формирование заряженных пучков на установке NA48/2. (стр. 40)
- **Рисунок 7.** Схема экспериментальной установки NA48. (стр. 41)
- **Рисунок 8.** E/p для мюонов и пионов. (стр. 44)
- **Рисунок 9.** E/p для электронов. (стр. 45)
- **Рисунок 10.** Отклик NN для электронов и пионов. (стр. 45)
- **Рисунок 11.** Распределение K_{e4} Монте-Карло и экспериментальных событий по значения выхода NN для кандидата в электрон и переменной $1/R$. Значение выхода нейронной сети и $1/R$ (стр. 46)
- **Рисунок 12.** Фон до и после применения NN; Фактор подавления как функция переменной $1/R$. (стр. 47)
- **Рисунок 13.** Распределение отношения выделенной в LKг энергии E к измеренному в спектрометре импульсу p . (стр. 49)
- **Рисунок 14.** Контуры уровня достоверности в плоскости $(|f_S/f_+(0)|, |f_T/f_+(0)|)$ при $\lambda_+ = 0.0284$. Внешний контур соответствует 99% у.д., а самый внутренний контур — 50% у.д.. Учтены только статистические ошибки. (стр. 51)

- **Рисунок 15.** 1 σ -контурные плотности в плоскости $\lambda'_+ - \lambda''_+$, показывающие результаты квадратичной параметризации векторного формфактора для распадов $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$, полученных в эксперименте NA48, вместе с результатами [66, 68, 69]. Точками представлены значения коэффициентов λ'_+ и λ''_+ в разложении в ряд Тейлора полюсного формфактора. Результаты ISTRA+ умножены на фактор $(m_{\pi^+}/m_{\pi^0})^2$. (стр. 53)
- **Рисунок 16.** Результаты полюсной параметризации формфакторов вместе с результатами [68] и [69], для $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$ распадов. Результаты для $K_{e 3}^0$ представлены вертикальными полосами в плоскости $m_V - m_S$; контуры для распада $K_{\mu 3}^0$ соответствуют 68% у.д.. (стр. 54)
- **Рисунок 17.** Распределение по недостающей массы m_V^2 для реконструированных и Монте-Карло событий для (а) $K_{e 3}$ и (б) $K_{\mu 3}$ кандидатов. Недостающая масса определена с использованием информации только о заряженном лептоне и π^0 . Вклад дополнительных фотонов не учитывался. Стрелками указаны границы, в которых выделяются сигнальные события. (стр. 59)
- **Рисунок 18.** Результаты для $\mathcal{R}_{K_{e 3}/K_{2\pi}}$ и $\mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{2\pi}}$, сопоставленные с соответствующими результатами PDG 2006, [78]. (стр. 60)
- **Рисунок 19.** $\mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{e 3}}$ результат, сопоставленный с результатом эксперимента КЕК-246 [79], соответствующие PDG2006 значения [78] и предсказания Eq. (5.8), со значениями λ_+ и λ_0 , приведенными в PDG 2006 [78] для распада K^\pm (желтая полоса). (стр. 60)
- **Рисунок 20.** $|V_{us}|f_+^{K\pi}(0)$. Предсказания СМ, полученные с использованием соответствующих значений $f_+^{K\pi}(0)$ из [81]. (стр. 62)
- **Рисунок 21.** Теоретические и экспериментальные результаты для распада $K_{e 3}$. (стр. 63)
- **Рисунок 22.** Распределение по инвариантной массе $m_{\pi\pi}$ двух пионов, полученное после наложения всех обрезаний для селекции распада $\pi^+\pi^-$.

(стр. 64)

- **Рисунок 23.** Сравнение результатов для $\Gamma_{K2\pi}/\Gamma_{Ke3}$ (слева) и $|\eta_{+-}|$ (справа). (стр. 66)
- **Рисунок 24.** Сравнение результатов для $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)$. (стр. 66)
- **Рисунок 25.** Распределение по продольной координате точки распада каона Z_v для событий, выделенных как $K_{L,S} \rightarrow \pi e \nu$ распады (крестики), сравненные с предсказаниями Монте-Карло (K_L желтая и K_S зеленая линии). (стр. 67)
- **Рисунок 26.** Изменение средних значений относительных вероятностей основных мод распадов K_L . (стр. 69)
- **Рисунок 27.** Изменение средних значений вероятностей основных мод распадов K^\pm . (стр. 69)
- **Рисунок 28.** Результаты фита $|V_{ud}|$ и $|V_{us}|/|V_{ud}|$ [94]. (стр. 69)
- **Рисунок 29.** Вклад в фоне от $K_{3\pi}$ распадов как функция E/p (после обрезания $\chi_{3\pi}^2 > 16$) (слева) и $1/\chi_{3\pi}^2$ (справа). На рисунке справа - кривая внизу показывает оставшийся фон от распадов K_{e3} и $K_{3\pi}$; кривая в середине — сигнальные события после вычитания фона и кривая вверх — все события. (стр. 71)
- **Рисунок 30.** Относительная вероятность K_{e4} из [30], [31] и NA48. (стр. 71)
- **Рисунок 31.** Распределения событий по переменным Кабиббо—Максимовича: $M_{\pi\pi}$ (вверх слева), $M_{e\nu}$ (вверх справа), $\cos\theta_\pi$ (середина слева), $\cos\theta_e$ (середина справа) и ϕ (внизу) вместе с аппроксимирующими гистограммами. (стр. 72)
- **Рисунок 32.** Изменение формфакторов и фазового смещения с $M_{\pi\pi}$. Верхний ряд: F_s^2 проектированный на оси $M_{\pi\pi}$, предполагая отсутствия S_e за-

висимости и на оси $M_{e\nu}$. Средний ряд: $F_p/F_s(0)$ и $G_p/F_s(0)$. Нижний ряд: $H_p/F_s(0)$ и фазовой сдвиг δ . (стр. 75)

- **Рисунок 33.** Распределение событий по переменным Кабиббо— Максимовича. Распределения по переменной ϕ показаны отдельно для K^+ и K^- , чтобы подчеркнуть разницу в их поведении. Данные (после вычитания фона) показаны вместе с ошибками. Результаты МК симуляции, полученные с использованием измеренных значений формфакторов, показаны в виде гистограмм. Заштрихованная область показывает умноженной на десять (чтобы сделать его видимым) вклад фоновых событий. (стр. 76)
- **Рисунок 34.** Относительные вероятности K_{e4} для восьми независимых наборов данных и для двух каоонных зарядов. Заштрихованная полоса показывает экспериментальную ошибку ($\sigma_{\text{expe}} = \sigma_{\text{stat}} \oplus \sigma_{\text{sys}}$). Полная ошибка (сплошная полоса) включает и внешнюю ошибку. Заполненные символы представляют результаты для K^+ , а полые — для K^- . (стр. 77)
- **Рисунок 35.** Распределения прошедших полную селекцию событий в плоскостях $m_{ee\gamma\gamma}$, m_{ee} (а) и $m_{ee\gamma\gamma}$, $m_{\gamma\gamma}$ (б). Показаны 3σ и 6σ области. (стр. 81)
- **Рисунок 36.** Относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ как функцию $Im(\lambda_t)$ (а), и как функцию параметра a_S (б). (стр. 82)
- **Рисунок 37.** Распределение событий, прошедших полную селекцию: (а) в плоскости $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\mu\mu\pi}$ и (б) в плоскости $m_{\gamma\gamma}$, $m_{\mu\mu}$. (стр. 83)
- **Рисунок 38.** (а) Допустимые значения a_S и b_S , определенные из независимого анализа распадов $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$; (б) разрешенные области значений a_S и b_S , полученные из совместного анализа распадов $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. (стр. 84)
- **Рисунок 39.** (а) Реконструированный спектр инвариантной массы $\pi^\pm e^+ e^-$: данные (точки) и МК симуляции (заполненная область). Левый хвост в

этом распределении определяются радиационными поправками. (b) Реконструированной спектр инвариантной массы $\pi^\pm\pi_D^0$: данные (точки) и МК симуляции сигнала от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi_D^0$ и фона из $K^\pm \rightarrow \pi_D^0\mu^\pm\nu$ (заполненные области). Сигнальные области отмечены стрелками. (стр. 85)

- **Рисунок 40.** 68 % уровни достоверности для параметров четырех моделей. Учтены только статистические и связанные с вычетом фона ошибки. (стр. 86)
- **Рисунок 41.** (a) $d\Gamma_{\pi ee}/dz$ и результаты аппроксимации данных четырьмя моделями. (b) Квадрат формфактора $|W(z)|^2$, нормированный условием $|W(0)| = 1$. (стр. 88)
- **Таблица 1** Результаты фита для двух гипотез: о $V - A$ взаимодействии (линейная и квадратичная параметризации) и при наличии дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий. (стр. 50)
- **Таблица 2** Значения λ_+ , $|f_s/f_+(0)|$ и $|f_t/f_+(0)|$ в K_{e3} распаде. (стр. 55)
- **Таблица 3** Абсолютные значения формфакторов (заданные в (6.9)). (стр. 79)
- **Таблица 4** Модельно-независимые $BR_{mi}(z > 0.08)$ и результаты фита параметров моделей. (стр. 88)

Список сокращений

AKL	сцинтилляционные вето-детекторы установки NA48
SM	Стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий
CKM	(матрица) Кабиббо–Кобаяши–Маскавы
CPV	CP-нарушающая (компонента)
CPС	CP-сохраняющая (компонента)
ChPT	киральная теория возмущений (chiral perturbation theory)
DCH	дипольный магнитный спектрометр в составе установки NA48
DE	прямое излучение
НАС	адронный калориметр в составе установки NA48
ИЕРНУ	Институт физики высоких энергий – Вена, Австрия
НОД	сцинтилляционный годоскоп в составе установки NA48
IB	тормозное излучение
K_{e3}	распады $K \rightarrow \pi e \nu_e$
K_{l3}	распады $K \rightarrow \pi l \nu_l$ с $l = e, \mu$
K_{e4}	распады $K \rightarrow \pi \pi e \nu_e$
КХД	квантовая хромодинамика
LHC	большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider)
LKr	электромагнитный калориметр на жидком криптоне
МК	Монте-Карло (метод)
MS12	модифицированный магнит в составе установки ГИПЕРОН
MUV	мюонная система в составе установки NA48
NLO	следующий за ведущим порядок (next-to-leading-order)
NN	нейронная сеть (neural network)
PC5,...,8	станции пропорциональных камер в составе установки ГИПЕРОН
PDG	Particle Data Group
SHD-1,2	электромагнитные калориметры из свинцового стекла
SD	структурное (прямое) излучение
SPS	супер протонный синхротрон, ЦЕРН
SPSC	программный комитет ускорителя SPS
TRD	детектор переходного излучения
VMD	модель векторной доминантности