



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2004-18
ОНФ

Г.А. Акопджанов, В.Б. Аникеев, В.А. Беззубов, И.А. Васильев,
Ю.В. Гилицкий, С.Н. Гуржиев, С.П. Денисов, А.А. Дурум,
С.А. Звягинцев, А.В. Козелов, Е.А. Козловский, В.М. Кораблчв,
В.И. Корешев, В.И. Курбаков, В.В. Липаев, В.А. Онучин, А.М. Рыбин,
Ю.М. Сапунов, М.М. Солдатов, Д.А. Стоянова, К.И. Трушин,
А.А. Щукин, В.И. Якимчук

**ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДОВОЙ АСИММЕТРИИ
ПАРАМЕТРОВ ДИАГРАММ ДАЛИТЦА
ДЛЯ РАСПАДОВ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$**

Направлено в *ЯФ* и *IPJ*

Протвино 2004

Аннотация

Акопджанов Г.А., Аникеев В.Б., Беззубов В.А. и др. Измерение зарядовой асимметрии параметров диаграмм Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$: Препринт ИФВЭ 2004–18. – Протвино, 2004. – 17 с., 15 рис., 1 табл., библиогр.: 15.

Представлены результаты измерения зарядовой асимметрии параметров g , h , k распределений событий на диаграммах Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Эксперимент проводился на пучках заряженных каонов с импульсом 35 ГэВ/с ускорителя ИФВЭ. В пределах погрешности эксперимента величины g , h , k оказались неразличимыми для распадов положительных и отрицательных каонов. В частности, для зарядовой асимметрии $A_g = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-)$ параметра наклона диаграммы Далитца получено значение $(0,2 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$.

Abstract

Akopdzhanov G., Anikeev V., Bezzubov V. et al. Measurement of Charge Asymmetry of the Dalitz Plot Parameters for $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ Decays: IHEP Preprint 2004–18. – Protvino, 2004. – p. 17, figs. 15, tables 1, refs.: 15.

Charge asymmetry of the Dalitz plot parameters g , h , k have been measured for $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays using 35 GeV/c kaon beams at the IHEP accelerator. The parameters obtained for K^+ and K^- decays appeared to be equal within errors quoted. In particular the charge asymmetry $A_g = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-)$ of the Dalitz plot slope is equal to $(0.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$.

Введение

Обнаружение прямого нарушения CP-симметрии в распадах нейтральных каонов [1–3] дает основание для поиска этого эффекта в распадах заряженных K -мезонов. Он может, например, проявляться как зарядовая асимметрия параметров диаграммы Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, которые представляют собой коэффициенты в разложении квадрата модуля матричного элемента по инвариантным переменным u и v [4]:

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

Теоретические оценки зарядовой асимметрии параметра наклона диаграммы Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ весьма неопределенны и находятся в пределах от 10^{-6} до 10^{-3} [5–8]. Анализ имеющихся экспериментальных данных [4,9] для этих распадов приводит к оценке $\Delta g = g^+ - g^- = 0,074 \pm 0,013$. Вряд ли можно ожидать нарушение CP-инвариантности на таком уровне, и указанное различие g^+ и g^- , скорее всего, связано с недооценкой систематических погрешностей экспериментов, в каждом из которых исследовались распады каонов только одного знака.

Исследование распадов $K \rightarrow 3\pi$ одновременно для K^{+-} и K^{-} -мезонов проводилось в работах [10,11,12]. В эксперименте [10] изучались распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, и для зарядовой асимметрии параметра наклона $A_g = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-)$ найдена величина $-0,0070 \pm 0,0053$. Измеренное в работе [11] значение A_g для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ оказалось равным $0,0019 \pm 0,0123$. Предварительный анализ части статистики нашего эксперимента [12] позволил получить для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ оценку $A_g = -0,0003$ со статистической ошибкой $0,0025$ и систематической погрешностью меньше $0,0015$.

В настоящей работе сообщаются окончательные результаты эксперимента по определению зарядовых асимметрий параметров диаграмм Далитца.

1. Описание установки КМН

Эксперимент проводился на установке КМН-ИФВЭ [13], схема которой показана на рис. 1. Для изучения распадов K^\pm -мезонов использовались пучки адронов с импульсом 35 ГэВ/с, образованные протонами с энергией 70 ГэВ на внешней алюминиевой мишени

диаметром 7 мм и длиной 300 мм. Для мониторингирования интенсивности пучка и измерения траектории пучковых частиц использовались сцинтилляционные счетчики S1–S4 и годоскопы ВН1–ВН4. Средний поток адронов в канале составлял $4 \cdot 10^6$ за сброс протонов на мишень длительностью 1,7 с.

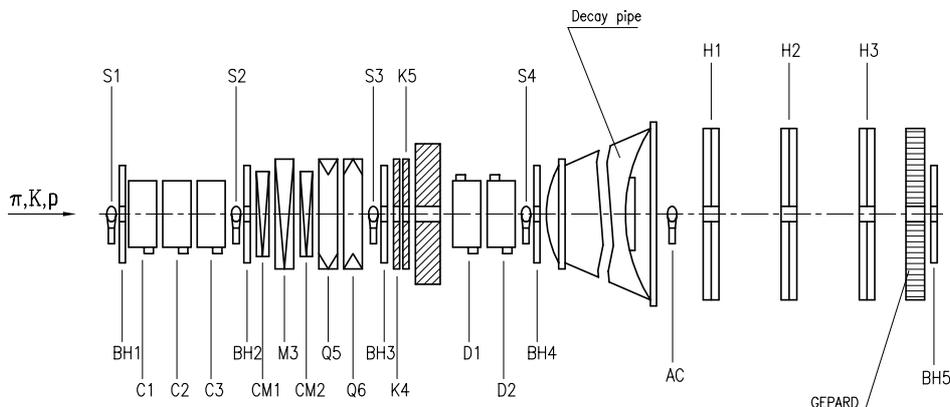


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (М — магниты; Q — квадрупольные линзы; CM — корректирующие магниты; K — коллиматоры; S — сцинтилляционные счетчики; C, D — пороговые и дифференциальные черенковские счетчики; ВН — пучковые годоскопы; АС — счетчик антисовпадений; Н — сцинтилляционные годоскопы).

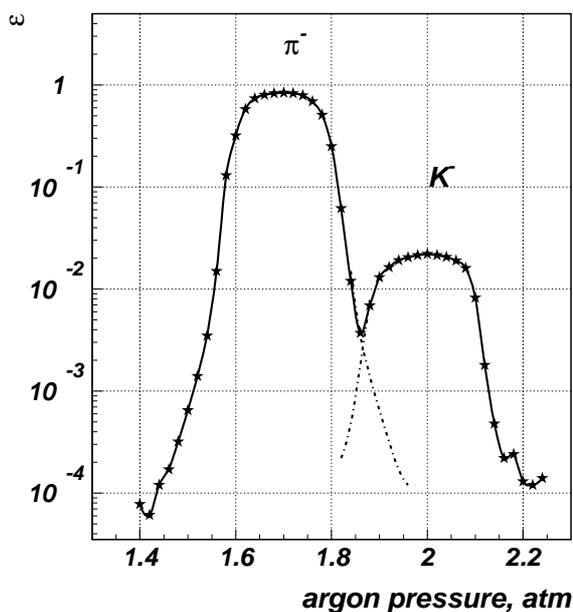


Рис. 2. Эффективность счета отрицательных частиц дифференциальными черенковскими счетчиками в зависимости от давления аргона.

K -мезоны идентифицировались с помощью трех пороговых С1–С3 и двух дифференциальных D1, D2 газовых черенковских счетчиков. Примесь других частиц под пиком K -мезонов была значительно меньше 1% (рис. 2). Пороговые счетчики использовались

также для выделения электронов в пучке частиц с импульсом 10 ГэВ/с при калибровке электромагнитного калориметра ГЕПАРД.

За годоскопом ВН4 располагалась распадная труба длиной 58,5 м, в которой распадалось около 20% каонов. Фланцы распадной трубы имели тонкие майларовые окна на пути пучка. Выходной фланец, имеющий диаметр 3,6 м, сделан из нержавеющей стали толщиной 4 мм или $0,23 X_0$. Вероятность конверсии γ -кванта высокой энергии в e^+e^- -пару в таком фланце равна 0,16.

Нераспавшиеся каоны регистрировались сцинтиляционным счетчиком антисовпадений АС. Для точного измерения положения пучка, прошедшего через всю установку, за калориметром установлен пучковый годоскоп ВН5, работавший в счетном режиме, что позволяло регистрировать все попавшие в него частицы.

Продукты распада каонов регистрировались тремя сцинтиляционными годоскопами Н1–Н3 [14] и калориметром ГЕПАРД. Каждый годоскоп (рис. 3) состоял из двух плоскостей в форме восьмиугольника с расстоянием между сторонами 3,58 м, позволявших измерять X - и Y -координаты частиц. Каждая плоскость была разбита на две независимые полуплоскости. Элементы годоскопа имели сечение 14×12 мм² и длину от 1,8 до 0,7 м. Для регистрации сцинтиляционного света использовались ф.э.у. типа ФЭУ–84–3.

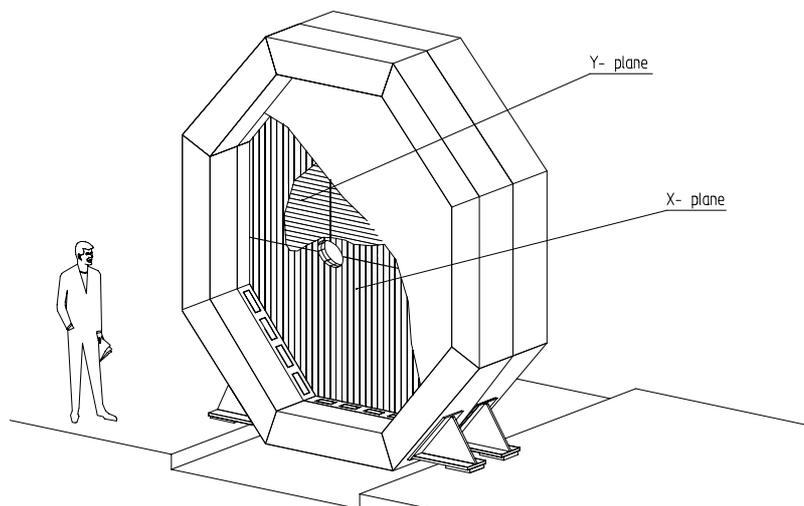


Рис. 3. Общий вид сцинтиляционного годоскопа.

Калориметр ГЕПАРД (рис. 4) состоял из 1968 ячеек размером 76×76 мм². Каждая ячейка представляла собой сэндвич из 40 слоев свинца и сцинтилятора толщиной 3 и 5 мм соответственно, что составляет ~ 21 рад. ед. Сцинтиляционный свет со всех сцинтиляторов ячейки собирался на ФЭУ–84–3 с помощью световода из переизлучателя спектра. Калибровка калориметра проводилась двумя способами: облучением каждой ячейки электронным пучком с энергией 10 ГэВ в начале набора статистики и по реконструированным событиям распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ в течение эксперимента. Результаты, полученные обоими методами, хорошо согласуются между собой. Разрешение по массе π^0 -мезона оказалось равным 12,3 МэВ (рис. 5).

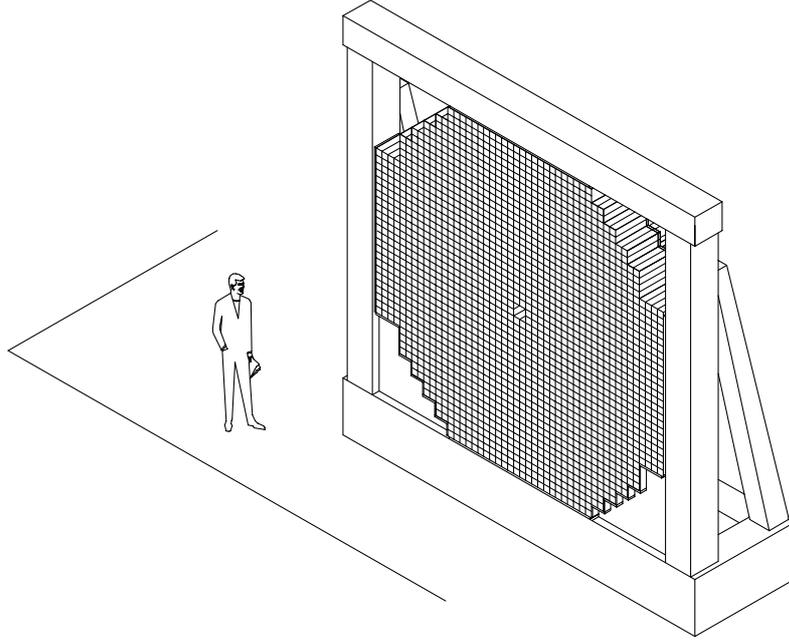


Рис. 4. Структура электромагнитного калориметра ГЕПАРД.

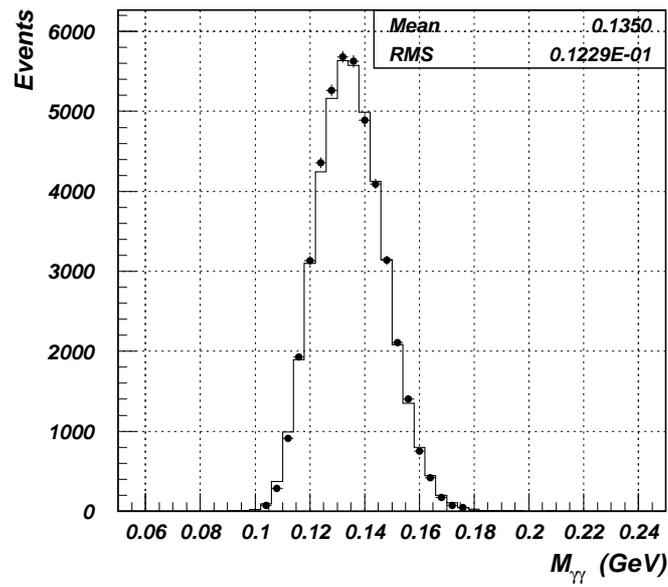


Рис. 5. Распределение событий по эффективной массе пары γ -квантов для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ (сплошная линия — моделированные события; точки — экспериментальные данные).

В триггере первого уровня использовались сигналы со сцинтилляционных и черенковских счетчиков. Он формировался в соответствии с логической формулой

$$T1 = S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot S4 \cdot (D1 + D2) \cdot \overline{C1} \cdot \overline{C2} \cdot \overline{C3} \cdot \overline{AC}.$$

Триггер второго уровня [15] основывался на анализе энерговыделения в калориметре. Для этого калориметр был разделен на 16 триггерных каналов, и для срабатывания триггера второго уровня требовалось, чтобы по крайней мере в трех триггерных каналах сигнал превышал амплитуду, соответствующую энерговыделению $\sim 0,8$ ГэВ.

Стабильность параметров пучка и детекторов тщательно контролировалась во время набора статистики. Для уменьшения систематической погрешности в определении зарядовой асимметрии параметров диаграммы Далитца знак заряда частиц пучка менялся каждые сутки. Стабильность работы установки иллюстрируется рис. 6, 7.

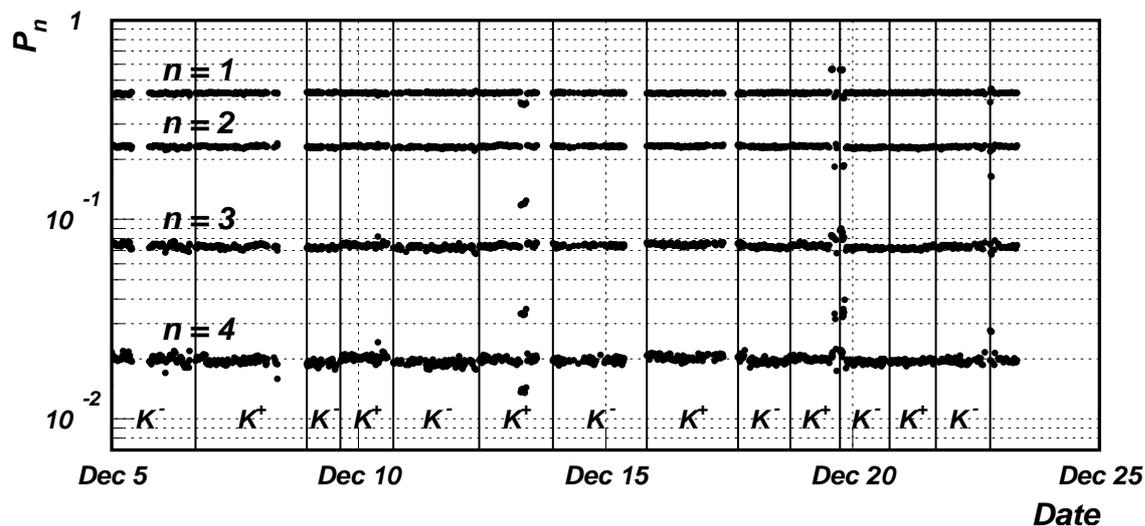


Рис. 6. Вариация вероятности P_n восстановить в событии n треков в одном из сеансов набора статистики (величины P_n усреднены по $\sim 10^5$ событий).

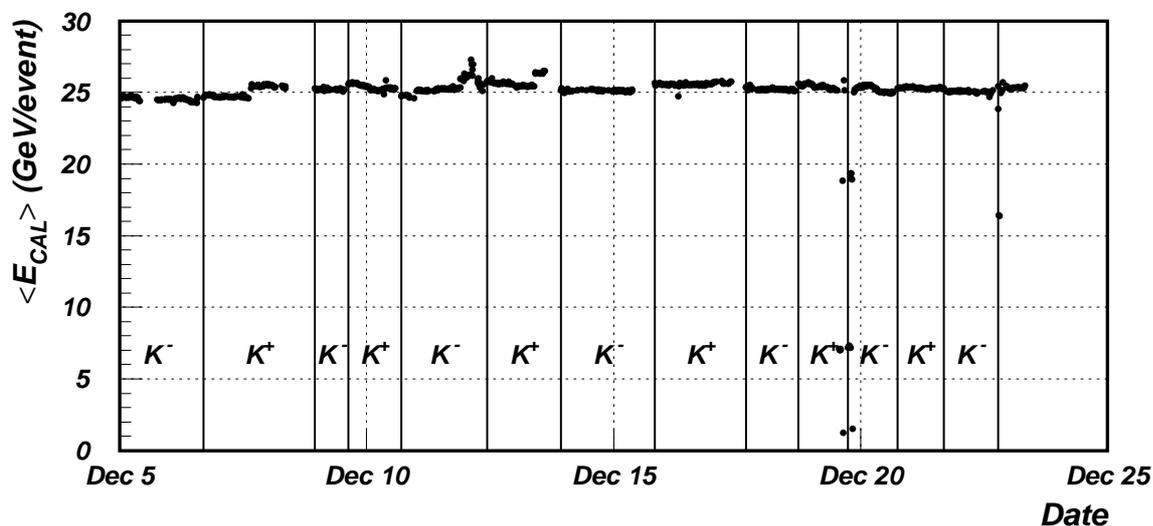


Рис. 7. Вариация средней энергии на одно событие в калориметре ГЕПАРД в одном из сеансов набора статистики (энергия усреднена по $\sim 10^5$ событий).

2. Восстановление и отбор событий $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$

Реконструкция зарегистрированных в эксперименте событий начиналась с нахождения кластеров энерговыделения в калориметре ГЕПАРД. Найденные координаты центров кластеров использовались в процедуре восстановления траекторий продуктов распада. Для подавления комбинаторного фона восстановленными считались треки, имеющие не менее трех измерений по каждой из координат X , Y в годоскопах Н1–Н3 и в калориметре ГЕПАРД. По восстановленным трекам вычислялись координаты вершины распада. В дальнейшей обработке участвовали только те события, в которых гипотеза о пересечении вторичного трека с осью пучка имела уровень достоверности более 5%, а сама вершина лежала внутри объема распадной трубы, и которые удовлетворяли одному из следующих критериев:

- в калориметре восстановлено 5 кластеров с энерговыделением более 1 ГэВ, и каждый из восстановленных треков проходил через один из них;
- в калориметре найдено 4 кластера с энерговыделением более 1 ГэВ, и один из треков не связан с этими кластерами.

Последние критерии связаны с тем, что есть заметная вероятность γ -кванту от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ конвертировать в e^+e^- -пару в выходном фланце распадной трубы (см. раздел 1), и заряженный пион может выделить в калориметре значительную энергию.

События, прошедшие такой предварительный отбор, подвергались кинематическому анализу, позволяющему разрешить неопределенности, связанные с комбинаторным фоном (например, ассоциировать один из реконструированных треков с π^\pm -мезоном), и вычислить кинематические переменные u и v .

В кинематическом анализе использовались следующие измеренные величины: энергии и координаты четырех γ -квантов, средняя энергия и параметры трека K -мезона, параметры трека π^\pm -мезона, т.е. всего 21 измеренная переменная. В качестве координат и энергий γ -квантов были выбраны параметры кластеров энерговыделения с поправками, учитывающими поперечный профиль электромагнитного ливня и неоднородность калориметра. Единственной неизвестной величиной являлась энергия π^\pm -мезона.

На значения фитируемых параметров накладывались 7 уравнений связи: 4 уравнения закона сохранения энергии-импульса, 2 уравнения для эффективной массы пары γ -квантов и дополнительное уравнение, обеспечивающее пересечение треков каона и заряженного π -мезона. Координаты вершины распада не фиксировались. Параметры определялись минимизацией функционала с ограничениями методом неопределенных множителей Лагранжа. Условием сходимости метода являлось уменьшение относительного изменения каждой из искомым величин на очередном итерационном шаге до 10^{-5} . Для каждого события проверялись все возможные комбинации, позволяющие связать один из треков с заряженным π -мезоном и распределить 4 γ -кванта по парам, соответствующим двум π^0 -мезонам. Наилучшей считалась комбинация, дающая минимальное значение χ^2 .

Распределения экспериментальных и моделированных событий по χ^2 показаны на рис. 8. События с $\chi^2 > 20$ отбраковывались, так как в этой области число экспериментальных событий систематически превышает число моделированных за счет фоновых. Моделирование регистрации распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ в установке показало, что такое “обрезание” по χ^2 сокращает статистику полезных событий всего на 28%, но значительно понижает уровень фона.

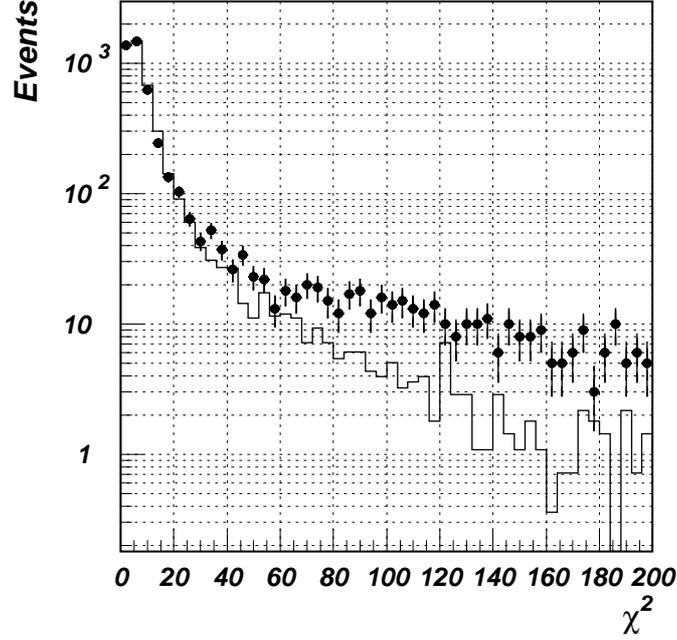


Рис. 8. Распределение событий по χ^2 для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ (точки — экспериментальные данные, гистограмма — результат моделирования).

Моделирование эксперимента осуществлялось методом Монте-Карло с помощью пакета GEANT3. Наряду с детальным описанием геометрии установки учитывались и данные, полученные в эксперименте: калибровочные коэффициенты для каждого канала электромагнитного калориметра, зависимости эффективности регистрации частиц сцинтилляционными годоскопами от их координат, корреляции между пространственными и угловыми координатами и импульсом каонов.

На рис. 9 сравниваются распределения экспериментальных и моделированных событий для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. Из рисунка следует, что программа моделирования хорошо описывает процессы, происходящие в реальной установке. Полученные в результате моделирования распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ зависимости акцептанса установки от переменных u, v и разрешения по этим переменным представлены на рис. 10 и 11.

На рис. 12 приведены распределения событий по уровню значимости $P(\chi^2)$ для 6 степеней свободы как для экспериментальных данных, так и для моделированных распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. В дальнейшем анализе использовались только события с $P(\chi^2) > 0,1$, для которых экспериментальные и расчетные значения $P(\chi^2)$ хорошо совпадают. Дополнительно, чтобы избежать неопределенностей, связанных с неидеальным выравниванием амплитуд в каждом из каналов триггера второго уровня, вычислялись энергии, соответствующие каждому из триггерных каналов. Событие принималось, если количество каналов с энергией более 1 ГэВ было более двух. Этот критерий практически не уменьшал количество событий для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, но был важен при отборе событий $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, использовавшихся для калибровки калориметра, “настройки” программы моделирования эксперимента и оценки систематических ошибок.

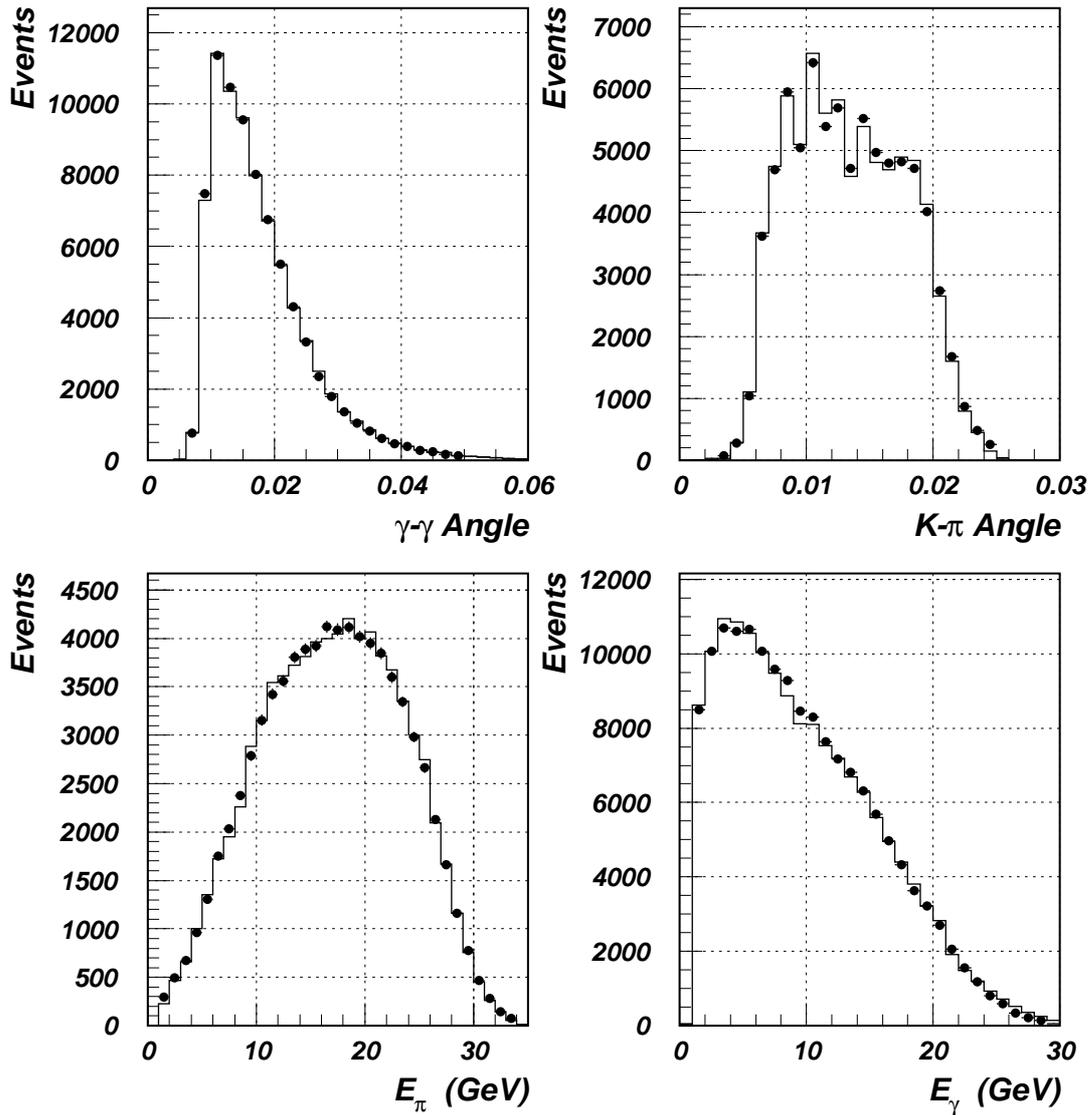


Рис. 9. Распределения событий по некоторым кинематическим переменным для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ (точки — экспериментальные данные; гистограмма — результат моделирования).

Окончательная статистика составила $N^+ = 278398$ и $N^- = 341015$ событий. В табл. 1 приведена доля событий, оставшихся после применения указанных выше критериев, от полного числа триггеров и количества событий после предыдущего этапа.

Несмотря на тщательную селекцию событий, в отобранной для физического анализа статистике распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ имеется примесь фоновых событий. Источниками фона могут являться другие моды распада каонов, взаимодействие частиц с элементами установки и наложение событий из-за ограниченного временного разрешения аппаратуры. Моделирование различных процессов взаимодействия и распадов частиц показало, что при использованных критериях отбора основными источниками фона являются распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ (0,21%) и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ (0,03%), вклад которых не зависит от знака заряда

каона и, следовательно, не может привести к ложной зарядовой асимметрии графиков Далитца. Уровень фона от других источников не превышает 0,01%.

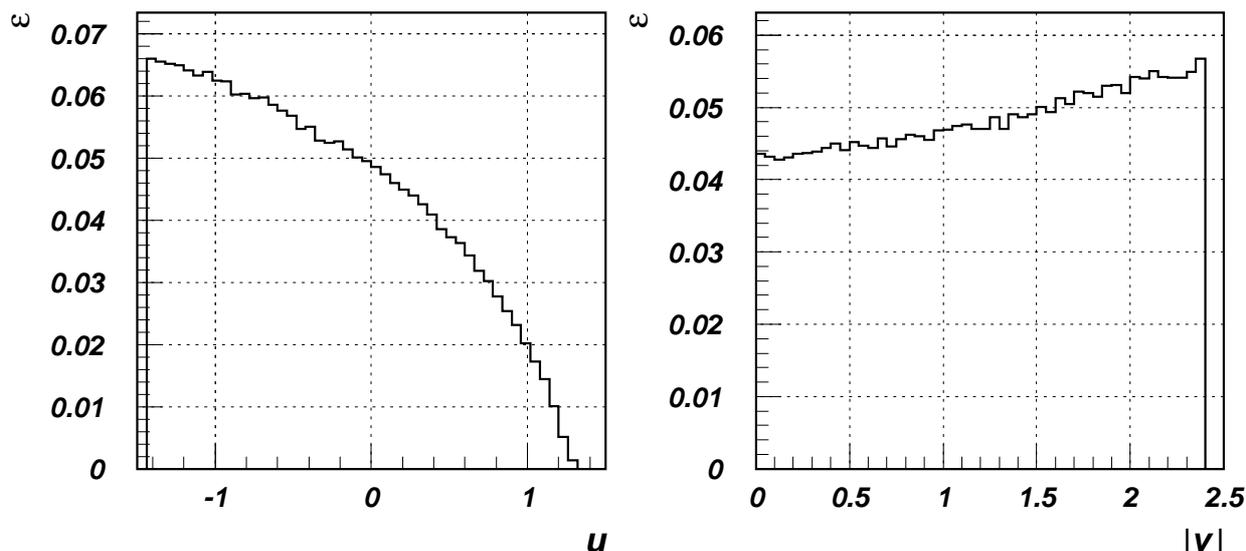


Рис. 10. Акцептанс установки в зависимости от переменных Далитца u , $|v|$.

Таблица 1.

Критерий отбора событий	% от предыд.	% от полн.
Реконструировано ≥ 1 трека в Н1–Н3	95,6	95,6
Вершина распада находится в объеме распадной трубы	68,8	65,7
Количество кластеров и треков соответствует распадам $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	6,81	4,48
Прошло кинематический фит с $\chi^2 < 20$	17,8	0,80
Уровень значимости $P(\chi^2)$ кинематического анализа $> 0,1$	73,6	0,59
Выполнено условие программного триггера второго уровня	99,8	0,59

Следует отметить, что конечное разрешение калориметра приводит к заметной ($\sim 10\%$) вероятности “перепутывания” γ -квантов, рожденных в распадах π^0 -мезонов, а неэффективность годоскопов — к возможности восстановления ложного трека ($\sim 5\%$). Однако эти эффекты учитываются при моделировании событий и не зависят от знака заряда частиц, а потому не вносят заметной погрешности в конечный результат.

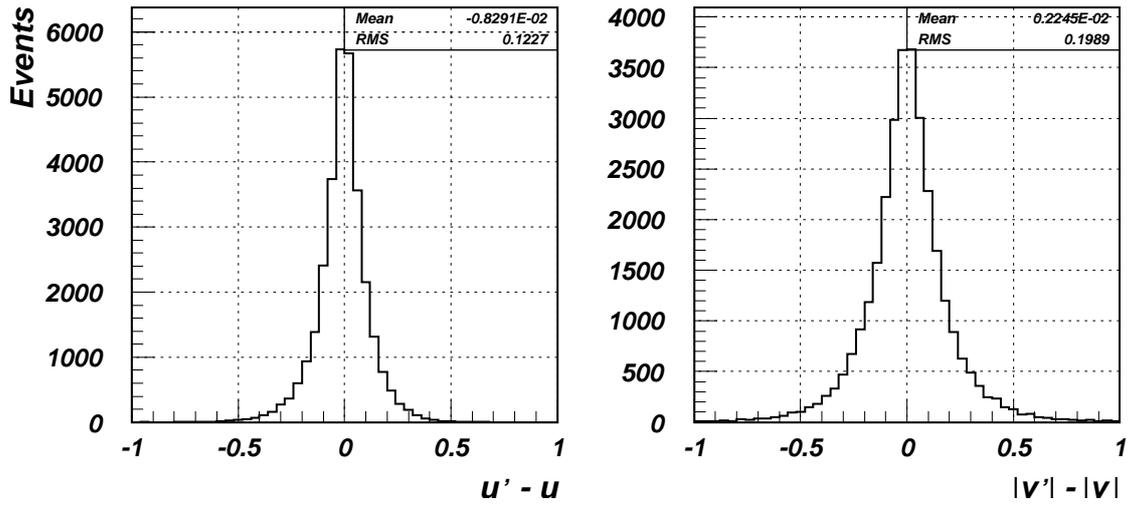


Рис. 11. Разрешение по переменным Далитца u, v .

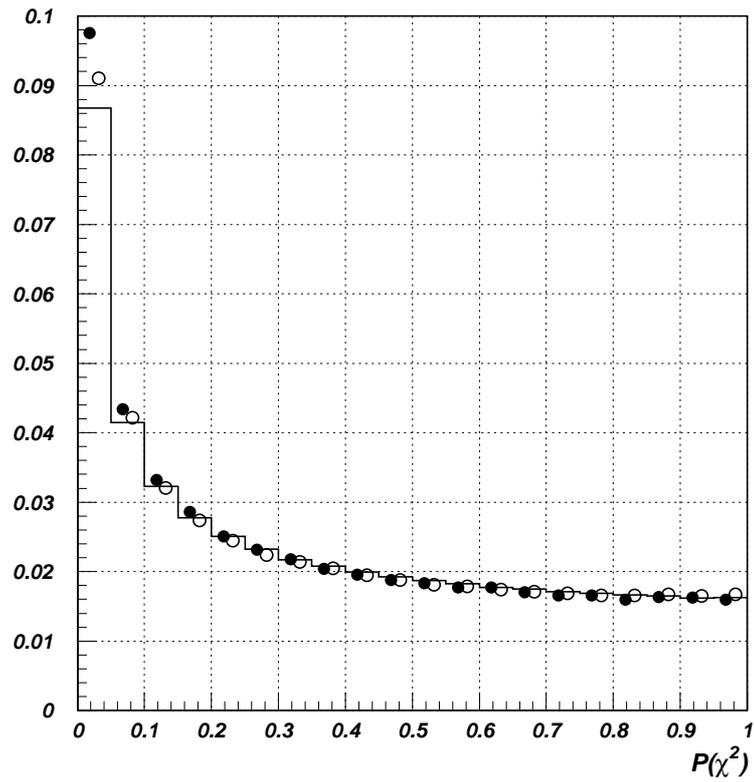


Рис. 12. Распределение событий $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ по уровню значимости χ^2 кинематического анализа (гистограмма — результат моделирования; черные точки — K^+ ; светлые точки — K^-).

3. Результаты

3.1. Оценка разности параметров диаграмм Далитца

Для определения разности параметров диаграмм Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ минимизировался функционал

$$\chi^2(\Delta g, \Delta h, \Delta k) = \sum_{i,j} \frac{(r_{ij} - 1 - \alpha_{ij}\Delta g - \beta_{ij}\Delta h - \gamma_{ij}\Delta k)^2}{\sigma_{ij}^2}, \quad (2)$$

где $r_{ij} = \frac{n_{ij}^+/N^+}{n_{ij}^-/N^-}$; $\sigma_{ij}^2 = r_{ij}^2 \cdot \left(\frac{1}{n_{ij}^+} + \frac{1}{n_{ij}^-} \right)$; n_{ij}^\pm — количество событий в бинах диаграмм Далитца с координатами u_i, v_j (рис. 13), а коэффициенты $\alpha_{ij}, \beta_{ij}, \gamma_{ij}$ определялись в соответствии с формулами (7) из Приложения на событиях, полученных методом Монте-Карло. В результате минимизации функционала (2) были получены следующие оценки $\Delta g, \Delta h$ и Δk и элементов корреляционной матрицы:

$$\begin{cases} \Delta g = -0,0009 \pm 0,0067, \\ \Delta h = -0,0007 \pm 0,0062, \\ \Delta k = -0,0014 \pm 0,0017, \end{cases} \quad \begin{pmatrix} 1,00 & 0,93 & 0,35 \\ & 1,00 & 0,32 \\ & & 1,00 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Приведенные ошибки — статистические. Величина χ^2 на одну степень свободы составляет $\chi^2/ndf = 319/(279 - 3) = 1,16$.

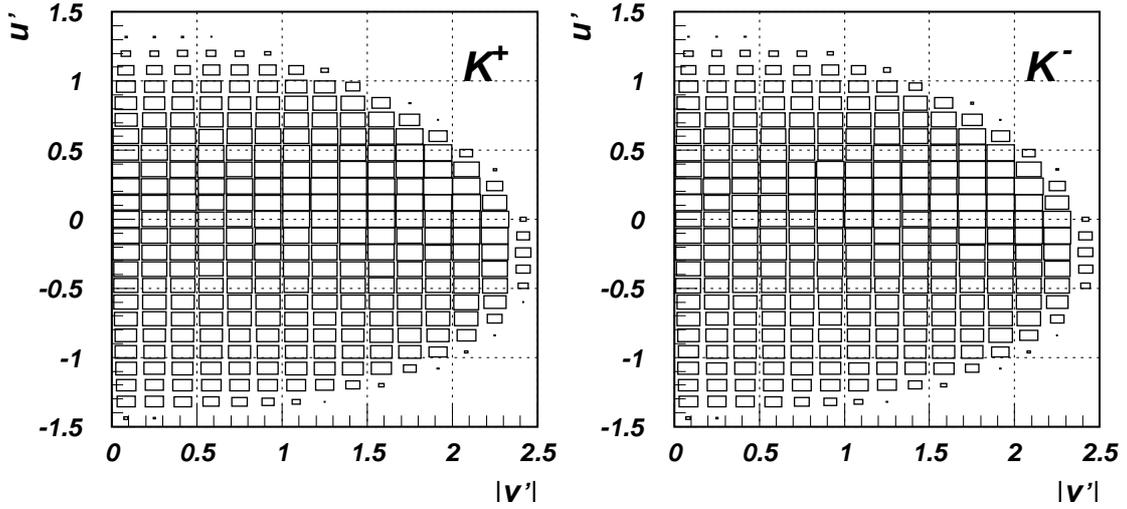


Рис. 13. Распределение событий на диаграммах Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$.

На рис. 14 показаны зависимости $r_i(u) = \frac{\sum_j n_{ij}^+/N^+}{\sum_j n_{ij}^-/N^-}$ и $r_j(u) = \frac{\sum_i n_{ij}^+/N^+}{\sum_i n_{ij}^-/N^-}$, которые представляют собой отношения нормированных распределений зарегистрированных распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ отдельно по переменным $|v|$ и u . На рис. 15 приведены зависимости $r_{ij}(u)$ для различных интервалов по $|v|$.

Так как некоторые теоретические модели связывают возможное нарушение CP-инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ только с зарядовой асимметрией параметра g , то

была также получена оценка Δg в предположении, что $\Delta h = \Delta k \equiv 0$, что не противоречит нашим результатам. Такой подход дает оценку

$$\Delta g = 0,0002 \pm 0,0024 \quad \text{при} \quad \chi^2/ndf = 319/(279 - 1) = 1,15. \quad (4)$$

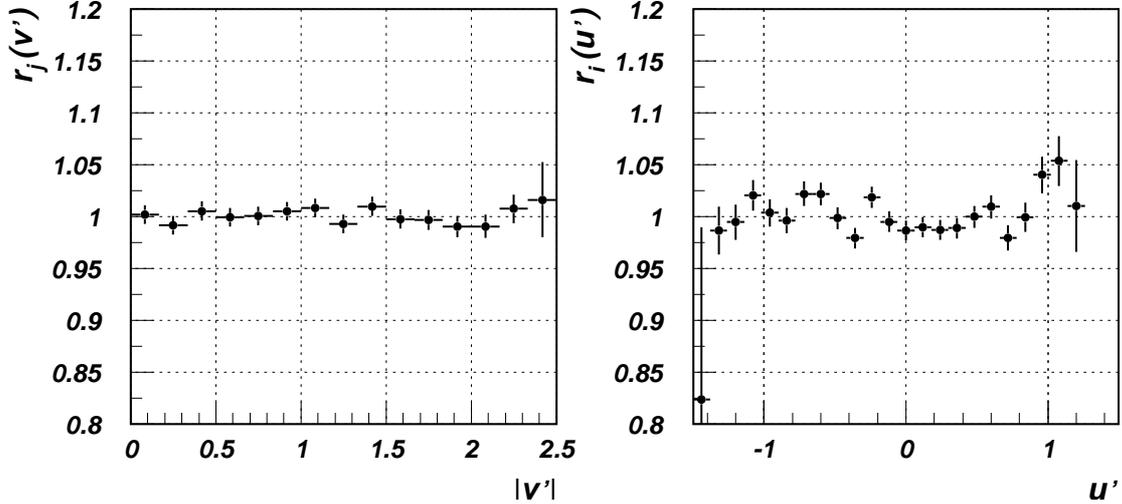


Рис. 14. Отношения нормированных распределений событий для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, спроектированные на оси $|v'|$ и u' .

В пределах статистической ошибки нашего эксперимента приведенные результаты свидетельствуют о неотличимости значений параметров g , h , k для каонов разных знаков, но это не гарантирует идентичности распределений событий на соответствующих диаграммах Далитца. Для проверки идентичности распределений событий по u , $|v|$ и $(u, |v|)$ без привязки к конкретному виду матричного элемента (1) был использован непараметрический критерий Колмогорова, который показал, что распределения по u , $|v|$ и $(u, |v|)$ совпадают с вероятностями 0,32, 0,85 и 0,55 соответственно. Для сравнения распределений по $(u, |v|)$ применялся модифицированный критерий Колмогорова из пакета *HBOOK*, работающий с событиями, сгруппированными в гистограмму.

3.2. Оценка систематических погрешностей

Хотя предпринимались все меры, чтобы обеспечить идентичность характеристик пучков положительно и отрицательно заряженных каонов, средние значения углов их входа в установку могли отличаться на $\Delta A_X = 5$ мкрад и $\Delta A_Y = 7$ мкрад, а средние энергии — на 50 МэВ. Связанные с этими неопределенностями систематические ошибки были оценены методом Монте-Карло и оказались равными:

$$\begin{aligned} \delta_A(\Delta g) &= 0,0004, & \delta_A(\Delta h) &= 0,0003, & \delta_A(\Delta k) &= 0,0001, \\ \delta_E(\Delta g) &= 0,0006, & \delta_E(\Delta h) &= 0,0004, & \delta_E(\Delta k) &= 0,0001. \end{aligned}$$

Коэффициенты α , β , γ в функционале (2) имеют ошибки, связанные с погрешностями g , h и k (см. формулы (6) и (7) в Приложении).

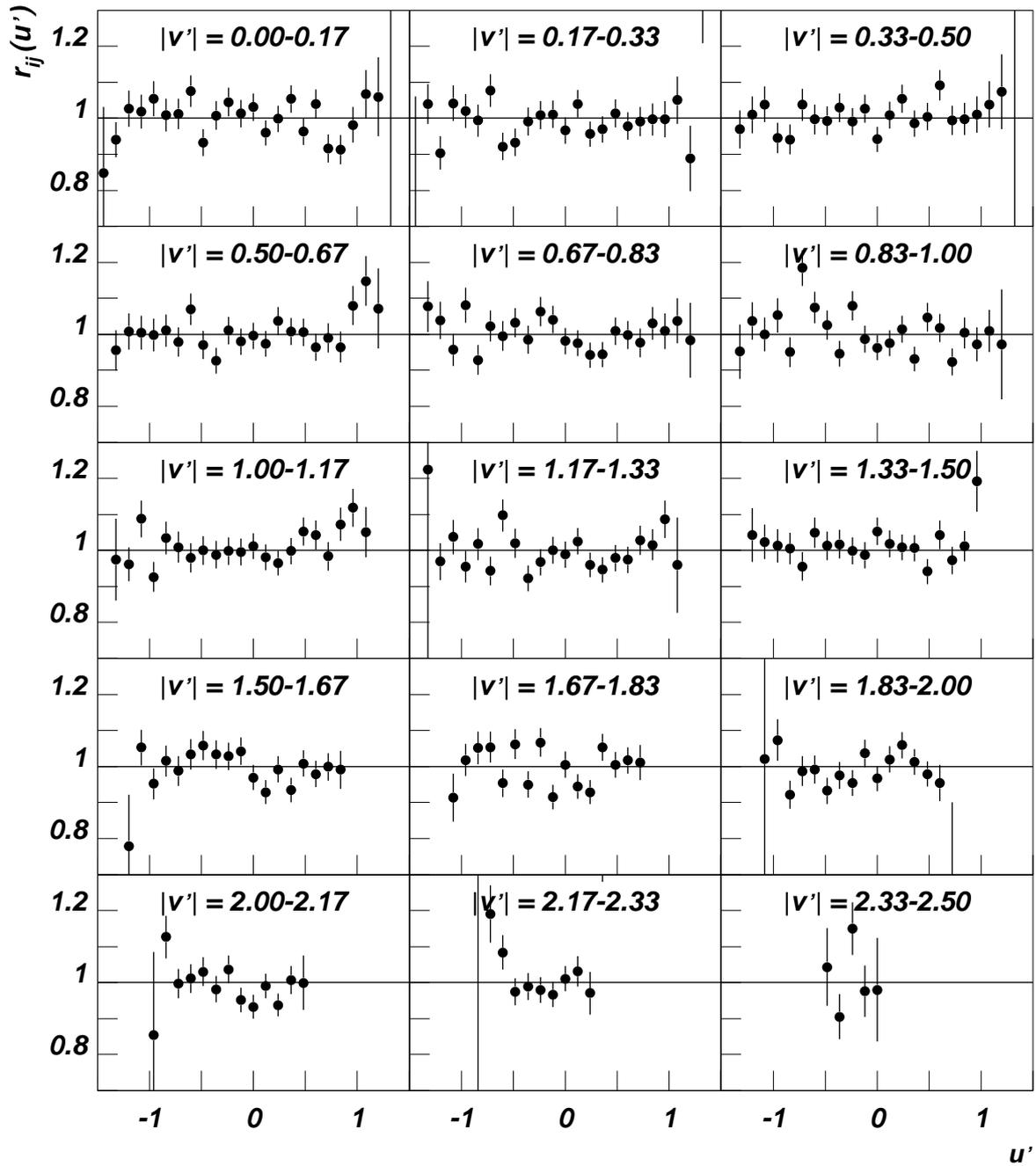


Рис. 15. Отношения нормированных распределений событий для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ в зависимости от переменной u' для различных интервалов по $|v'|$.

Для оценки влияния этих погрешностей на разности Δg , Δh и Δk применялись два способа: аналитический, использующий приближение идеального разрешения по переменным u и v (формулы (8)–(9)), и методом Монте-Карло. Оба способа дали согласующиеся результаты:

$$\begin{aligned}\frac{\delta(\Delta g)}{\Delta g} &\approx \sqrt{(0,2 \cdot \delta g)^2 + (0,6 \cdot \delta h)^2 + (1,6 \cdot \delta k)^2}, \\ \frac{\delta(\Delta h)}{\Delta h} &\approx \sqrt{(0,5 \cdot \delta g)^2 + (1,0 \cdot \delta h)^2 + (1,5 \cdot \delta k)^2}, \\ \frac{\delta(\Delta k)}{\Delta k} &\approx \sqrt{(0,4 \cdot \delta g)^2 + (0,5 \cdot \delta h)^2 + (2,9 \cdot \delta k)^2}.\end{aligned}$$

Воспользовавшись данными [4], получаем

$$\frac{\delta(\Delta g)}{\Delta g} = 0,014, \quad \frac{\delta(\Delta h)}{\Delta h} = 0,024, \quad \frac{\delta(\Delta k)}{\Delta k} = 0,019.$$

Анализировались и другие возможные источники систематической погрешности: временная нестабильность калибровки электромагнитного калориметра и эффективностей сцинтилляционных годоскопов, влияние магнитного поля Земли на пучки частиц разных полярностей, разница сечений взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с веществом, различие в составе и интенсивности положительного и отрицательного пучков. Суммарный вклад этих факторов в систематическую ошибку не превышает $1 \cdot 10^{-4}$.

Было показано, что полученные результаты стабильны относительно вариаций критериев отбора событий: минимальной энергии γ -квантов, минимальной и максимальной энергии заряженного π -мезона, уровня значимости χ^2 при кинематическом анализе и числа восстановленных треков. Они также не меняются, если из анализа данных исключаются события в бинах, расположенных на границах диаграмм Далитца. Наконец, Δg , Δh и Δk находились путем минимизации функционала для разности диаграмм Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Полученные таким способом результаты согласуются с результатами (3) и (4). Таким образом, оценки систематических погрешностей составляют:

$$\delta(\Delta g) = 7 \cdot 10^{-4}, \quad \delta(\Delta h) = 5 \cdot 10^{-4}, \quad \delta(\Delta k) = 1,4 \cdot 10^{-4}. \quad (5)$$

Они примерно на порядок величины меньше соответствующих статистических ошибок (3).

Заключение

В эксперименте на установке КМН измерены разности Δg , Δh и Δk параметров диаграмм Далитца для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Исследования проводились на пучках положительных и отрицательных адронов с импульсом 35 ГэВ/с ускорителя ИФВЭ. Частая смена полярности пучка позволила минимизировать систематические погрешности эксперимента. Анализ данных показал, что распределения событий по переменным Далитца u и v для распадов K^+ - и K^- -мезонов неотличимы, и значения Δg , Δh и Δk в пределах ошибок сравнимы с нулем (3), (5). Для разности параметров наклона Δg в предположении $\Delta h = \Delta k = 0$ найдена оценка

$$\Delta g = 0,0002 \pm 0,0024(\text{стат.}) \pm 0,0007(\text{сист.}).$$

Используя $g^+ \approx g^- = 0,652$ [4], получаем для зарядовой асимметрии A_g значение

$$A_g = \Delta g / (g^+ + g^-) = 0,0002 \pm 0,0018(\text{стат.}) \pm 0,0005(\text{сист.}).$$

Это наиболее точная оценка A_g для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$.

Благодарности

Авторы благодарны А.А. Логунову, Н.Е. Тюрину и А.М. Зайцеву за поддержку эксперимента, В.Н. Михайлину за помощь в создании и эксплуатации установки, Ю.В. Михайлову, А.Н. Сытину и В.А. Сенько за помощь в изготовлении и настройке электроники, а также сотрудникам Отделения кольцевого ускорителя и Отдела пучков, обеспечившим качественную работу ускорительного комплекса, систем вывода и каналов №8 и №23. Мы признательны И.Н. Белякову, Ю.Г. Назарову, А.Н. Ромоданову и И.В. Швабовичу за помощь в подготовке аппаратуры к сеансам на ускорителе.

Частично данная работа поддержана грантами РФФИ 02-02-17018, 02-02-17019 и грантом Президента №1305.2003.2.

Список литературы

- [1] A.J. Bevan *et al.* // Phys. Lett. B465 (1999) 355.
- [2] A. Lai *et al.* // Eur. Phys. J. C22 (2001) 231.
- [3] A. Alavi-Harati *et al.* // Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 22.
- [4] K. Hagiwara *et al.* // Phys. Rev. D66 (2002) 010001.
- [5] A.A. Belkov *et al.* // Czech. J. Phys. 53 (2003) Suppl. A, hep-ph/0311209.
- [6] G. D'Ambrosio *et al.* // Phys. Lett. B273 (1991) 497.
- [7] G. Isidori *et al.* // Nucl. Phys. B381 (1992) 522.
- [8] E. Gamiz, hep-ph/0401236 (2004).
- [9] I.V. Ajinenko *et al.* // Phys. Lett. B567 (2003) 159.
- [10] W.T. Ford *et al.* // Phys. Rev. Lett., 25(1970) 1370.
- [11] K.M. Smith *et al.* // Nucl. Phys. B91 (1975) 45.
- [12] G.A. Akopdzhanov *et al.* In: Proceedings of the First International Workshop on Frontier Science — Charm, Beauty, and CP, Frascati, 2002, Ed. by L. Benussi *et al.* (LNF, Frascati, 2002), p. 229.
- [13] В.В. Аммосов *и др.* — Препринт 98-2, ИФВЭ (Протвино, 1998).
- [14] А.В. Васильев *и др.* // ПТЭ №2 (1993) 50.
- [15] Ю.В. Гилицкий *и др.* — Препринт 93-10, ИФВЭ (Протвино, 1993).

Рукопись поступила 28 апреля 2004 г.

Вычисление разности параметров диаграммы Далитца

В соответствии с формулой (1) плотность распределения вероятности по измеренным переменным Далитца представляется в виде

$$f(u', v') = \frac{\int_D G \cdot (1 + gu + hu^2 + kv^2) dudv}{\int_D \int_{D'} G \cdot (1 + gu + hu^2 + kv^2) dudvdu'dv'},$$

где u, v — “истинные”; u', v' — измеренные переменные Далитца; $G \equiv G(u, v, u', v')$ — функция, описывающая несовершенство детектора и системы обработки данных, а интегрирование производится в границах диаграммы Далитца. Эту формулу можно переписать следующим образом:

$$f(u', v') = \frac{a + gb + hc + kd}{1 + g\bar{u} + h\bar{u}^2 + k\bar{v}^2},$$

где $a \equiv a(u', v') = \frac{1}{\varepsilon} \int_D G dudv$, $b \equiv b(u', v') = \frac{1}{\varepsilon} \int_D u \cdot G dudv$, $c \equiv c(u', v') = \frac{1}{\varepsilon} \int_D u^2 \cdot G dudv$, $d \equiv d(u', v') = \frac{1}{\varepsilon} \int_D v^2 \cdot G dudv$, $\bar{u} = \frac{1}{\varepsilon} \int_D \int_{D'} u \cdot G dudvdu'dv'$, $\bar{u}^2 = \frac{1}{\varepsilon} \int_D \int_{D'} u^2 \cdot G dudvdu'dv'$, $\bar{v}^2 = \frac{1}{\varepsilon} \int_D \int_{D'} v^2 \cdot G dudvdu'dv'$, $\varepsilon = \int_D \int_{D'} G dudvdu'dv'$. Величины \bar{u} , \bar{u}^2 и \bar{v}^2 представляют собой средние значения переменных Далитца и их квадратов, а ε — интегральную эффективность установки (с учетом эффективности реконструкции и отбора событий) в случае матричного элемента тождественно равного единице.

Введем обозначения:

$$g = (g^+ + g^-)/2, \quad h = (h^+ + h^-)/2, \quad k = (k^+ + k^-)/2,$$

$$\Delta g = g^+ - g^-, \quad \Delta h = h^+ - h^-, \quad \Delta k = k^+ - k^-.$$

Разложив отношение $\frac{f^+(u', v')}{f^-(u', v')}$ нормированных диаграмм Далитца по степеням Δg , Δh , Δk и пренебрегая квадратичными членами, получим

$$r(u', v') = \frac{f^+(u', v')}{f^-(u', v')} \approx 1 + \alpha(u', v')\Delta g + \beta(u', v')\Delta h + \gamma(u', v')\Delta k, \quad (6)$$

где

$$\alpha(u', v') = [b - a\bar{u} + h(b\bar{u}^2 - c\bar{u}) + k(b\bar{v}^2 - d\bar{u})]/D(u', v'),$$

$$\beta(u', v') = [c - a\bar{u}^2 + g(c\bar{u} - b\bar{u}^2) + k(c\bar{v}^2 - d\bar{u}^2)]/D(u', v'), \quad (7)$$

$$\gamma(u', v') = [d - a\bar{v}^2 + g(d\bar{u} - b\bar{v}^2) + h(d\bar{u}^2 - c\bar{v}^2)]/D(u', v'),$$

$$D(u', v') = (1 + g\bar{u} + h\bar{u}^2 + k\bar{v}^2) \cdot (a + gb + hc + kd).$$

В случае идеального разрешения $u' = u$, $v' = v$ и формулы (6), (7) приобретают вид

$$r_0(u, v) = 1 + \frac{A_0(u, v)\Delta g + B_0(u, v)\Delta h + C_0(u, v)\Delta k}{(1 + g\bar{u} + h\bar{u}^2 + k\bar{v}^2) \cdot (1 + gu + hu^2 + kv^2)}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} A_0(u, v) &= u - \bar{u} + h(u\bar{u}^2 - u^2\bar{u}) + k(u\bar{v}^2 - v^2\bar{u}), \\ B_0(u, v) &= u^2 - \bar{u}^2 + g(u^2\bar{u} - u\bar{u}^2) + k(u^2\bar{v}^2 - v^2\bar{u}^2), \\ C_0(u, v) &= v^2 - \bar{v}^2 + g(v^2\bar{u} - u\bar{v}^2) + h(v^2\bar{u}^2 - u^2\bar{v}^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Г.А. Акопджанов, В.Б. Аникеев, В.А. Беззубов и др.
Измерение зарядовой асимметрии параметров диаграмм Далитца для
распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТЭХ**.
Редактор Н.В. Ежела.

Подписано к печати 28.04.2004. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 2,12. Уч.-изд.л. 1,7. Тираж 130. Заказ 264.
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

