

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-95-330

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОРМФАКТОРОВ
 λ_+ И λ_0 В $K_{\mu 3}$ -РАСПАДЕ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1995

Определение параметров формфакторов λ_+ и λ_0 в $K_{\mu 3}$ -распаде

Приводятся результаты анализа ~ 3000 событий распада $K^- \rightarrow \mu^- \nu \pi^0$, полученные на установке ИСТРА-М (У-70, Протвино).

В предположении справедливости (V-A)-теории и линейного приближения формфакторов получены значения $\lambda_+ = 0,029 \pm 0,024$, $\lambda_0 = 0,062 \pm 0,024$.

Дается сравнение с некоторыми теоретическими работами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Artemov V.M. et al.

P1-95-330

Determination of Formfactors Parameters λ_+ , λ_0 in $K_{\mu 3}$ -Decay

The results of the analysis of ~ 3000 $K^- \rightarrow \mu^- \nu \pi^0$ events from ISTRA-M setup (U-70, Protvino) are described.

In the framework of the V-A theory and linear approximation of the formfactors the following values were obtained: $\lambda_+ = 0.029 \pm 0.024$, $\lambda_0 = 0.062 \pm 0.024$.

The results are compared with some theoretical predictions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

В.М.Артёмов, А.Д.Волков, Г.А.Емельяненко, Б.Ж.Залиханов, Е.В.Комиссаров,
В.С.Курбатов, В.З.Сердюк, В.В.Сидоркин, И.Н.Силин, С.В.Ященко
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.Н.Болотов, А.В.Веселовский, С.А.Волков, Е.Н.Гущин, В.С.Клименко,
С.В.Лаптев, В.Н.Марин, И.Н.Семенюк, В.Л.Шматков
Институт ядерных исследований РАН, Москва

А.В.Восканян, А.Ж.Кетикян
Ереванский физический институт

В.Ф.Константинов
Институт физики высоких энергий, Протвино

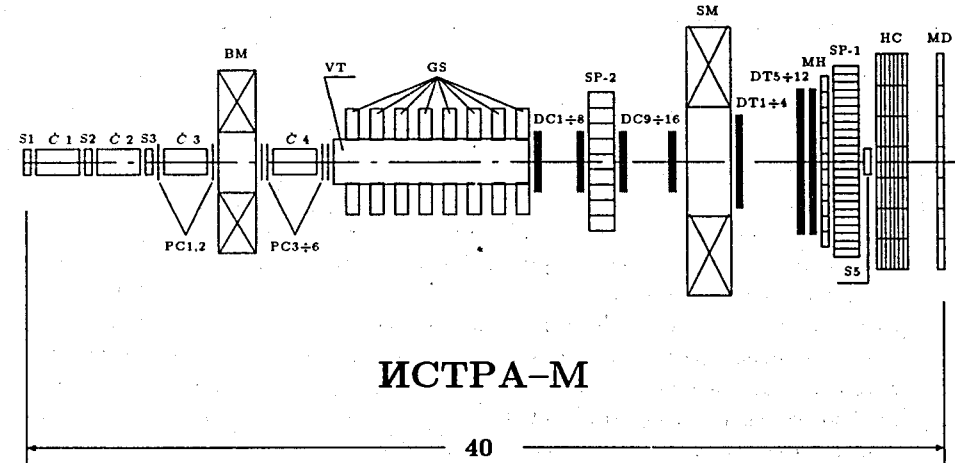


Рисунок 1. Схема установки ИСТРА-М. $S1 \div 5$ – сцинтилляционные счетчики; $C 1 \div 4$ – черенковские газовые счетчики; BM, SM – пучковый и спектрметрический магниты; $PC1 \div 6$ – пропорциональные камеры; VT – распадный объем; GS – оградная система; $DC1 \div 16$ – дрейфовые камеры; $SP1 \div 2$ – черенковские спектрометры из свинцового стекла; $DT1 \div 12$ – дрейфовые трубки; MH – матричный годоскоп; HC – адронный калориметр; MD – детектор мюонов

1 Введение

Проблема изучения полуплептонных распадов K -мезонов в течение многих лет была одной из основных в физике высоких энергий. Измерение частот распадов, спектров, заселения далитц-плота, поляризации мюонов в $K_{\mu 3}$ -распадах позволяет провести детальное сравнение с теоретическими моделями. Сравнение $K_{e 3}$ - и $K_{\mu 3}$ -распадов позволяет проверить гипотезу $\mu - e$ универсальности. Соотношения между полуплептонными распадами нейтральных и заряженных K -мезонов дают информацию об изотопической структуре взаимодействия и т.д.

В настоящей работе мы приводим результаты анализа данных по $K_{\mu 3}$ -распаду. Информация была получена на установке ИСТРА-М.

Установка ИСТРА-М — это существенно модернизированный вариант установки ИСТРА, на которой в конце 80-х годов был получен ряд интересных результатов по π^- , K^- -распадам [1]. В 1988–1992 годах установка подверглась модернизации: заменена пучковая и трековая части, поставлен спектрметрический магнит, добавлены адронный калориметр и мюонный детектор. Установка располагается на канале 4А ускорителя У-70 в Протвино. С 1992 года по настоящее время проведено три сеанса.

В данной работе анализируется ~ 3000 событий распада $K^- \rightarrow \mu^- \nu \pi^0$, полученных в апрельском сеансе 1992 года.

2 Установка

Канал 4А на У-70 — это несепарированный пучок K^- , π^- -мезонов с импульсом ~ 30 ГэВ/с, доля каонов 3–4%, интенсивность пучка $10^6 - 10^7$ частиц/сброс.

На рис. 1 показана схема установки ИСТРА-М. Пучковая частица отклонялась магнитом ВМ, ее траектория до распада в вакуумной трубе измерялась пропорциональными камерами РС 3–6. K^- -мезоны отделялись от π^- -мезонов с помощью пороговых черенковских счетчиков. Траектория и импульс вторичной частицы измерялись системой дрейфовых камер до магнита и дрейфовых трубок после него. Координата и энергия γ -квантов измерялась электромагнитным калориметром SP-1. Конструктивные особенности спектрометра, характеристики детектора и отдельных его счетчиков, способы настройки, вопросы, связанные с алгоритмами калибровки, реконструкции событий в спектрометре подробно изложены в работах [2, 3]. Далее располагался адронный калориметр. Конструкция калориметра, а также испытание калориметра на пучках мюонов, пионов и электронов описаны в работах [4, 5].

Мюон, проходящий через электромагнитный и адронный калориметры, характеризуется специфической сигнатурой: в электромагнитном калориметре практически всегда он дает отклик только в одном стекле (с поперечным размером 5.2×5.2 см²) с энергосделением < 0.7 ГэВ. Тот же мюон в адронном калориметре всегда дает малое энергосделение. Ввиду того, что адронный калориметр имеет годоскопическую структуру с секционированием по X, Y величиной 20 см, отклик на мюон дает только одна секция. Адроны же дают в адронном калориметре широкий ливень. Привлечение подобной информации с электромагнитного и адронного калориметров позволяет надежно отделять мюон от пиона: вероятность принять пион со средней энергией 10–15 ГэВ за мюон $< 2 \times 10^{-2}$.

За адронным калориметром следует 2 м железа, далее расположен мюонный детектор. Если потребовать еще и срабатывания мюонного детектора, то вероятность перепутывания $\sim 4 \times 10^{-4}$. Учитывая это обстоятельство, мы проводили идентификацию мюона только по электромагнитному и адронному калориметрам; если же потребовать и срабатывания мюонного детектора, то это приводило к уменьшению статистики, вид спектров при этом не менялся.

3 Отбор событий

Кандидаты в $K_{\mu 3}$ -распады отбирались по следующей схеме: отбирались события с 2 γ -квантами в электромагнитном калориметре, у которых заряженная частица имела сигнатуру мюона. Делался предварительный фит вершины и находилась оценка импульса мюона в лабораторной системе \rightarrow отбирались события, для которых итерационная процедура сходилась и $\chi^2/n_{df} < 5$.

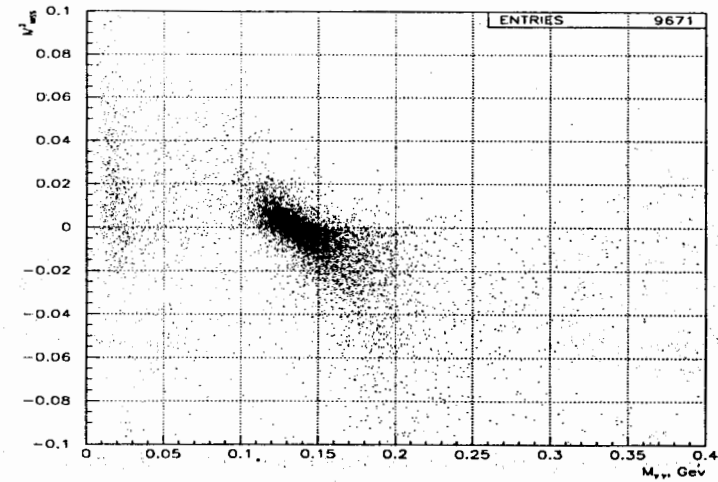
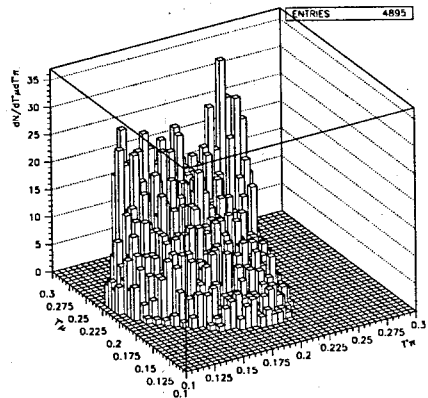


Рисунок 2. Распределение событий-кандидатов на плоскости $M_{T\gamma}$, M_{miss}^2 .

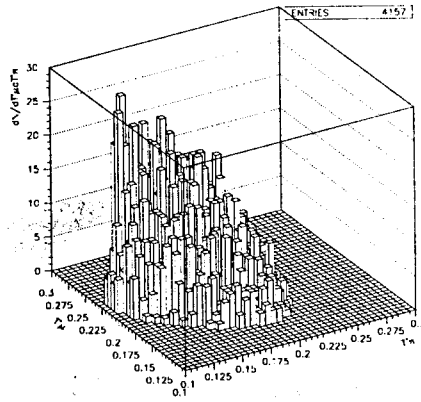
На рис. 2 показан scatter-plot для отобранных событий. Видна группировка событий в районе $M_{T\gamma} \sim m_{\pi^0}$ и $M_{miss}^2 \sim 0$.

Далее проводился кинематический фит для событий с $M_{T\gamma} \cong m_{\pi^0} \pm 40$ МэВ, $M_{miss}^2 \cong 0 \pm 0.06$ ГэВ² на гипотезу $K_{\mu 3}$ -распада (2с фит). Особенность данной работы состоит в том, что энергия γ -квантов сравнительно неплохо измерялась (в среднем $\delta E_{\gamma}/E_{\gamma} \sim 10\%$) и не было двузначностей в решениях.

На стадии кинематического анализа применялся нетрадиционный подход к системе обработки данных, в котором в минимизируемом функционале фигурируют непосредственно измеренные координаты [6]. Математический аппарат, развитый в рамках этого подхода и описанный в работах [7, 8], может быть использован при минимизации функционалов со связями не только типа равенств, но и типа неравенств. При проведении кинематического фита нами использовалась новая программа минимизации регулярных функций FUMIVI, позволяющая работать с произвольными ограничениями на область изменения параметров [9].



(а)



(б)

Рисунок 3. Распределение событий по далитц-плоскости до (а) и после (б) вычитания фона от K_{π^2} -распада

На рисунке 3 а показано распределение событий по Далитц-плоскости для событий прошедших $K_{\mu 3}$ -гипотезу ($P(\chi^2) > 1\%$). Видна концентрация довольно большого числа событий в области максимальных значений T_{μ}^* , $T_{\pi^0}^*$. Это события K_{π^2} -распадов, когда пион на пути от распадной базы до калориметров распадался по каналу $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu$ и имитировал $K_{\mu 3}$ -распад, а также события, когда π^- -мезон давал сигнатуру мюона. Для того чтобы избавиться от такого фона, мы проводили кинематический фит на K_{π^2} -гипотезу (4с фит). События, которые проходили этот фит, мы отбрасывали. На рисунке 3б показано распределение событий по далитц-плоскости для оставшихся событий.

Распад $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$ также может являться источником фона в случае, когда π^- распадается и установкой регистрируется μ^- , а также теряются два γ -кванта от распадов π^0 -мезонов. Однако моделирование показало, что такая ситуация реализуется с очень малой вероятностью, и фон от этого распада составляет $< 0.1\%$.

4 Определение параметров разложения формфакторов в $K_{\mu 3}$ -распаде

В рамках V-A теории амплитуда распада K_{l3} имеет вид [10]

$$M = (G/\sqrt{2}) \sin \theta_c \bar{u}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u_{\nu} \langle \pi^0 | V_{\alpha}^{(1)} | K \rangle. \quad (1)$$

Используя фундаментальные предположения о лоренц-инвариантности, можно записать следующее выражение для адронного тока:

$$\langle \pi^0 | V_{\alpha}^{(1)} | K \rangle \sim (k+q)_{\alpha} f_{+}(t) + (k-q)_{\alpha} f_{-}(t). \quad (2)$$

где k, q — 4-импульсы каона и пиона, а $t = (k-q)^2$ — квадрат 4-импульса, переданного лептонной паре. Плотность распределения событий по Далитц-плоскости имеет вид

$$\rho(E_{\pi}, E_{\mu}) \sim A f_{+}^2(t) + B f_{+}(t) f_{-}(t) + C f_{-}^2(t). \quad (3)$$

где A, B, C — известные функции E_{π}, E_{μ} .

В соответствии с гипотезой T-инвариантности формфакторы $f_{+}(t)$ и $f_{-}(t)$ считаются реальными. Обычно $f_{+}(t)$ используется в виде разложения по степеням t :

$$f_{+}(t) = f_{+}(0) \left[1 + \lambda_{+} \left(\frac{t}{m_{\pi}^2} \right) + \dots \right]; \quad (4)$$

при этом, как правило, ограничиваются линейным приближением. Вместо f_{-} обычно используют другой формфактор:

$$f_0(t) = f_{+}(t) + \frac{t}{M_K^2 - m_{\pi}^2} f_{-}(t), \quad (5)$$

который также представляют в виде разложения по степеням t :

$$f_0(t) = f_0(0) \left[1 + \lambda_0 \left(\frac{t}{m_{\pi}^2} \right) + \dots \right] \quad (6)$$

и ограничиваются линейными членами. Последнее эквивалентно неявному предположению о слабой зависимости от t формфактора $f_{-}(t)$. Таким образом, анализ экспериментальных данных должен давать информацию о значениях λ_{+}, λ_0 .

Другая эквивалентная параметризация — это введение отношения формфакторов

$$\xi(t) = \frac{f_{-}(t)}{f_{+}(t)}. \quad (7)$$

Используя (4) – (7), можно представить

$$\xi(t) = \frac{M_K^2 - m_{\pi}^2}{m_{\pi}^2} \left[\frac{\lambda_0 - \lambda_{+}}{1 + \lambda_{+}(t/m_{\pi}^2)} \right] \quad (8)$$

при $t = 0$

$$\xi(0) = \frac{M_K^2 - m_{\pi}^2}{m_{\pi}^2} (\lambda_0 - \lambda_{+}). \quad (9)$$

Последние две формулы позволяют проводить анализ в параметризации $\lambda_{+}, \xi(0)$.

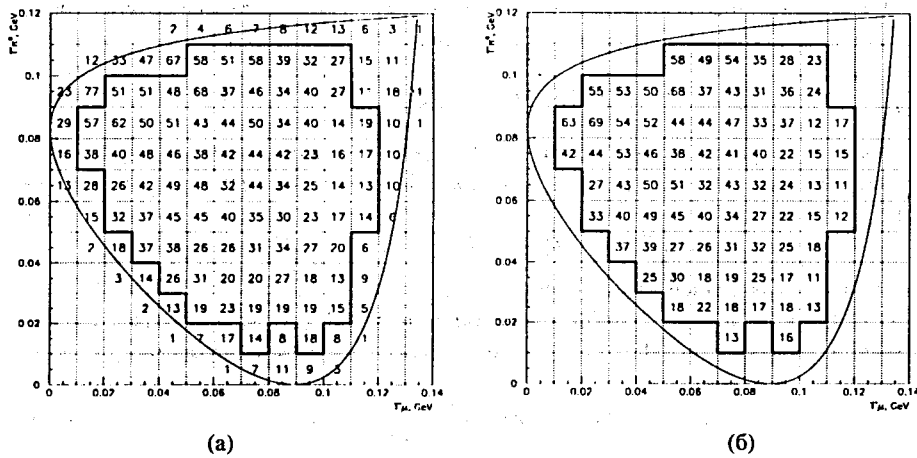


Рисунок 4. Окончательный вид далитц-плота в разбиении, использованном при анализе. а - до поправки на эффективность установки, б) - после. При фите учитывалась только область, выделенная контуром

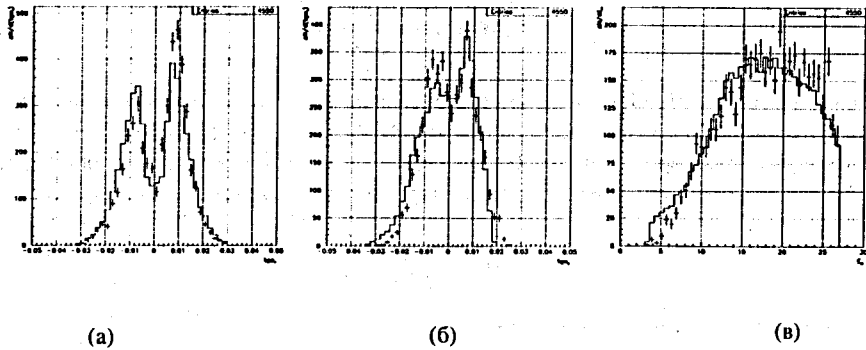


Рисунок 5. Сравнение некоторых экспериментальных распределений для распада $K_{\mu 2}$ с предсказаниями моделирования. а и б — распределения по тангенсу угла между K^- и μ^- в плоскостях X и Y соответственно. в — распределение по E_{μ} (сплошная линия соответствует смоделированным событиям)

5 Анализ плотности распределения событий по далитц-плоскости

На рисунке 4 а представлен далитц-плот для событий, прошедших все этапы отбора, в разбиении, использованном при анализе. Видно, что практически вся площадь далитц-плота хорошо статистически обеспечена. Это является следствием достаточно высокой энергии K^- -мезонов, т.к. в результате эффективности регистрации распадов мало зависела от энергии вторичных частиц в системе центра масс. Следующий необходимый шаг — корректировка этого распределения с учетом акцептанса установки.

Для расчета акцептанса было сгенерировано методом Монте-Карло ~ 500.000 событий распада $K_{\mu 3}$. Предварительно было проведено тестирование программы моделирования на распаде $K_{\mu 2}$. На рисунке 5 приведено сравнение типичных экспериментальных и смоделированных распределений. Для распада $K_{\mu 3}$ в каждой ячейке далитц-плота было найдено отношение числа "зарегистрированных" событий к числу событий сгенерированных. Полученные таким образом значения были использованы для коррекции плотности распределения экспериментальных событий по далитц-плоскости. Коррекция производилась путем деления числа событий в каждой ячейке на соответствующее значение акцептанса и последующей нормировки на общее число найденных событий. На рисунке 4б, показан скорректированный далитц-плот, использованный при фите.

В результате анализа ~ 3000 событий $K_{\mu 3}^-$ -распада с использованием линейного приближения формфакторов в параметризации λ_+ , λ_0 были получены следующие значения:

$$\lambda_+ = 0.029 \pm 0.024,$$

$$\lambda_0 = 0.062 \pm 0.024.$$

Значение χ^2 было равно 89, при числе степеней свободы $ndf = 80$.

Напомним, что PDG [11] приводит следующие значения этих величин для распада заряженных K -мезонов:

$$\lambda_+ = 0.033 \pm 0.008,$$

$$\lambda_0 = 0.004 \pm 0.007.$$

6 Заключение

Значение λ_+ , полученное нами, практически совпадает со средним мировым значением, что касается λ_0 , то оно больше данных PDG, правда, достаточно большая величина ошибки в нашем эксперименте не позволяет сделать жестких утверждений.

С другой стороны, приводимые PDG данные экспериментов по λ_0 для $K_{\mu 3}^{\pm}$ -распада сильно отличаются друг от друга, что ставит вопрос о справедливости среднего значения λ_0 . Кроме того, λ_0 , полученное из распадов $K_{\mu 3}^0$, равно $\lambda_0 = 0.025 \pm 0.006$.

Можно, таким образом, сказать, что экспериментальная ситуация с параметром λ_0 до сих пор не ясна, нужны более точные данные, с хорошим знанием установки.

Другое важное соображение, о котором говорится в работе [10], — это более детальный анализ с учетом квадратичных членов в представлении формфакторов.

В настоящее время существует довольно большое количество теоретических работ, где даются оценки формфакторов в полупертоновых распадах K -мезонов. Если использовать линейное приближение формфакторов, то практически все они дают для λ_+ значения, близкие к компиляции PDG. Что касается λ_0 , то наблюдается довольно большой разброс значений. Например, J. Gasser [12] в рамках СНРТ дает значение

$$\lambda_0 = 0.017 \pm 0.004.$$

В рамках модели, где сильные взаимодействия учтены точно с помощью системы интегральных уравнений и где соотношение Каллана-Треймана используется для регуляризации петлевых поправок, дается значение

$$\lambda_0 = 0.017 \pm 0.002.$$

В другой работе [13] в рамках кварковой модели получено практически нулевое значение λ_0 .

В модели [14] с использованием техники суперпропагаторов получено значение $\lambda_0 = 0.03$.

В заключение авторы выражают признательность дирекции ЛЯП ОИЯИ, ИФВЭ, ИЯИ, ЕрФИ за помощь в проведении работ, сотрудникам служб ускорителя ИФВЭ, СНО ОИЯИ за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N95-02-05973).

Литература

- [1] Болотов В. Н. и др. Экспериментальное изучение редких мод распада K^- : $K^- \rightarrow \pi^0 \gamma e^- \bar{\nu}$, $K^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^- \bar{\nu}$, ЯФ 44, вып 1(7), 1986(108); Изучение распада $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$, ЯФ 44, вып 1(7), 1986, 117; Экспериментальное исследование структурного излучения в распаде $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \gamma$, ЯФ 45, вып 6, 1987, 1652; Наблюдение распада $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \gamma$, Письма в ЖЭТФ, том 42, вып 9, стр 390-392; Измерение формфактора распада $K^- \rightarrow \pi^- \nu \gamma$, Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 1, стр. 8-11;

[2] В.П. Болотов, С.Н. Гинценко, Р.Н. Джилкибаев и др., Годоскопический черенковский спектрометр нового поколения. Препринт ИЯИ АН СССР. П-0428. Москва, 1985.

[3] С.П. Гинценко, Ю.М. Клубаков, В.Е. Постоев, А.Н. Торопин. Калибровка 480-канального годоскопического черенковского спектрометра установки ИСТРА-М ИЯИ Препринт ИЯИ АН СССР, П-0485. Москва, 1986.

[4] С. А. Волков, В. К. Семенов. Мюонная калибровка годоскопических счетчиков адронного калориметра установки ИСТРА. Препринт ИЯИ — 801/93. 1993

[5] В. П. Болотов, С. А. Волков, О. П. Гавришук, В. В. Исаков, В. Е. Постоев, В. К. Семенов: Годоскопический адронный калориметр с продольным секционированием. Препринт ИЯИ-802/93, Москва, 1993.

[6] A. J. Ketikian, E. V. Komissarov, V. S. Kurbatov, I. N. Silin: *Generalised Kinematical fit in event reconstruction*, Nuclear Instruments and Methods, **A314**, (1992)572

[7] A. J. Ketikian, E. V. Komissarov, V. S. Kurbatov, I. N. Silin: *New algorithm for minimizing χ^2 functionals with constraints*, Nuclear Instruments and Methods, **A314** (1992)578

[8] A. J. Ketikian, V. S. Kurbatov, I. N. Silin: *New minimization algorithm with constraints*, Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics' 92, CERN 92-07, 1992, p. 883

[9] *New method for minimizing regular functions with constraints on parameter region*, Nuclear Instruments and Methods, **A314**, (1991)316

[10] L.M. Chounet et al. Phys. Rep. **4**, no 5(1972), 199

[11] *Review of Particle Properties*, Phys. Rev., **D50** (1994)1530

[12] Proceedings of the Physics and Detectors for DAΦNE, 1991, p. 291

[13] Герасимов С.Б. ЯФ **29** (1979) 513

[14] Volkov M.K. et al, PL **B64** (1976)21

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1995 года.