

УДК 539.12

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ НЕЙТРОНАМИ НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

**Сотрудничество ЭКСЧАРМ: Дубна — Алма-Ата — Бухарест —
Минск — Москва — София — Тбилиси**

*А.Н.Алеев, В.П.Баландин, А.Н.Гапоненко, Е.А.Двалишвили,
А.И.Зинченко, И.М.Иванченко, З.М.Иванченко, М.Н.Капишин,
Н.Н.Карпенко, В.Д.Кекелидзе, З.И.Коженкова, В.В.Кореньков,
И.Г.Косарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов,
Д.Т.Мадигожин, А.Ш.Мествиришвили, Н.А.Молоканова,
А.Н.Морозов, В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, А.Г.Скрипничук,
Л.А.Слепец, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев, А.С.Чвыров,
П.З.Христов, Т.В.Христова, И.П.Юдин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.П.Бугорский

Институт физики высоких энергий, Протвино

А.А.Локтионов

*Физико-технический институт Миннауки АН Республики Казахстан,
Алма-Ата*

А.Брагадиреану, Т.Понта, Т.Преда

Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест

С.П.Баранов, М.В.Белов, М.В.Завертяев, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН РФ, Москва

В.Й.Заячки

Высший химико-технологический институт, София

И.М.Гешков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе,

Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чиладзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили

Институт физики АН Грузии, Тбилиси

А.С.Курилин, А.В.Распереза, С.В.Сушков, И.Ф.Емельянчик

*Национальный центр физики частиц и высоких энергий
при Белорусском государственном университете, Минск*

Приведены результаты исследования парного рождения ϕ -мезонов во взаимодействиях нейтронов с энергией 20—70 ГэВ с углеродной мишенью. Эксперимент выполнен с помощью установки ЭКСЧАРМ, расположенной в нейтронном канале серпуховского ускорителя. Наблюдено (124 ± 20) событий парного рождения ϕ -мезонов, рассчитанное сечение которых равно $(12,9 \pm 3,0 (\text{стат.}) \pm 1,3 (\text{сист.}))$ мкб/нуклон. Определена нижняя граница отношения сечения процессов, запрещенных правилом Окубо — Цвейга — Иизуки (ОЦИ), к полному сечению парного рождения ϕ -мезонов, которое равно 0,09 при 95% уд.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

The Double ϕ -Meson Production Investigation on the Serpukhov Accelerator

A.N.Aleev et al.

The results of the investigation of the double ϕ -meson production on the carbon target by 20—70 GeV neutrons are presented. The experiment has been carried out using the spectrometer EXCHARM, located in the neutron channel on the Serpukhov accelerator. The (124 ± 20) events were observed. The calculated cross section of the double ϕ -meson production is $(12.9 \pm 3.0 (\text{stat.}) \pm 1.3 (\text{syst.}))$. The lower limit for the ratio of the cross section of the processes, suppressed by Okubo – Zweig – Iizuka (OZI) rule, to the total double ϕ -meson production cross section, measured in this experiment, was determined to be equal to 0.09 at 95% CL.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование парного рождения ϕ -мезонов является хорошим инструментом для проверки правила Окубо — Цвейга — Иизуки (ОЦИ) [1], постулирующего значительное подавление процессов, описываемых несвязными кварковыми диаграммами. Согласно этому правилу, в частности, запрещено парное образование ϕ -мезонов во взаимодействиях, не содержащих в начальном и/или конечном состоянии дополнительных странных кварков.

Однако существуют экспериментальные данные [2—5], свидетельствующие об отклонении от правила ОЦИ в процессе парного образования ϕ -мезонов. В ряде экспериментов [3—5] анализировались эксклюзивные реакции парного рождения ϕ -мезонов в пучках π^- - и K^- -частиц, и получено достаточно большое отношение сечений ОЦИ-разрешенных и ОЦИ-запрещенных процессов, например

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \phi\phi\Lambda)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi\phi n)} \approx 5.$$

На основе тех же экспериментов получено отношение

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi\phi n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n)} \approx \frac{1}{5},$$

которое по порядку величины согласуется с отношением для ОЦИ-разрешенных реакций

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \phi\phi\Lambda)}{\sigma(K^- p \rightarrow \phi K^+ K^- \Lambda)}.$$

Существуют гипотезы, согласно которым парное рождение ϕ -мезонов является, в основном, следствием распада промежуточных состояний. В таком случае образование двух ϕ -мезонов может происходить без нарушения ОЦИ-правила. Например, в результате детального анализа парного образования ϕ -мезонов в эксперименте [6] было получено указание на существование нескольких связанных $\phi\phi$ -состояний в области масс 2,1—2,5 ГэВ/с² с шириной 100—300 МэВ/с² (например, $f(2300)$ и $f(2340)$ [20]).

Исследование процессов парного образования ϕ -мезонов в нейтронном пучке позволяет глубже понять механизм образования резонансов со скрытой странностью во взаимодействиях частиц, не содержащих странных валентных кварков.

В данной работе представлены результаты исследования инклюзивного парного образования ϕ -мезонов во взаимодействиях нейтронов с углеродной мишенью в эксперименте ЭКСЧАРМ.

ЭКСПЕРИМЕНТ ЭКСЧАРМ

Пучок нейтральных частиц (канал 5Н) образуется при взаимодействии циркулирующих в кольце ускорителя протонов с внутренней бериллиевой мишенью и формируется системой коллиматоров, расположенных вдоль оси, образующей угол $\approx 0^\circ$ к падающим протонам. Примесь заряженных частиц отсеивается отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129. Для подавления γ -квантов установлен свинцовый фильтр с дистанционно изменяемой толщиной (от 0 до 20 см по пучку). Интенсивность пучка составляет до нескольких единиц $\times 10^6$ нейтронов/с. Максимум измеренного энергетического спектра нейтронов пучка [13] расположен в районе 58 ГэВ (рис.1).

Схема основных элементов установки представлена на рис.2. Геометрические характеристики реконструированных событий, образованных в нейтрон-углеродных взаимодействиях, описываются в правой ортогональной системе координат, начало которой совпадает с геометрическим центром межполюсного зазора магнита СП40А. Ось Z направлена вдоль оси пучка, а ось Y — вверх.

В состав установки входят:

- углеродная мишень Т толщиной 1,3 г/см² по пучку;
- анализирующий магнит СП-40А с апертурой 274×49 см² и с максимальным значением поля 0,79 Тл (система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности);
- система из одиннадцати многопроволочных пропорциональных камер ПК (25 сигнальных плоскостей) [14, 15], расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом 100×60 см², за магнитом — 200×100 см²);

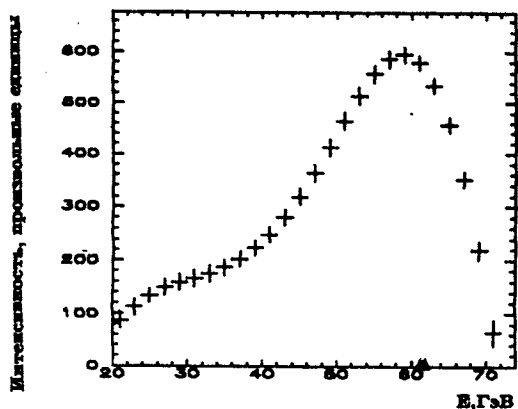


Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов пучка

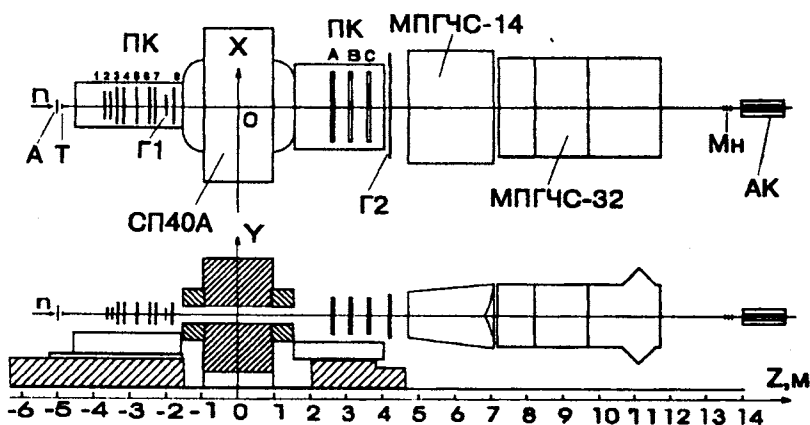


Рис. 2. Схема расположения детекторов спектрометра ЭКСЧАРМ

- годоскопы сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые для выработки сигнала, запускающего установку;
- монитор нейтронного пучка Мн;
- адронный калориметр АК, используемый для восстановления энергетического спектра нейтронов пучка;
- четырнадцатиканальный (МПГЧС-14) и тридцатидвухканальный (МПГЧС-32) пороговые газовые черенковские счетчики [16, 17], используемые для идентификации заряженных частиц; МПГЧС-14 заполнен фреоном-12, МПГЧС-32 — воздухом, оба — при атмосферном давлении. Расчетные пороги регистрации заряженных частиц для этих счетчиков приведены в табл.1.

Запуск установки осуществляется сигналами, формируемыми мажоритарной схемой совпадения от двух плоскостей пропорциональных камер до магнита, одной плос-

Таблица 1

Счетчик	Газ	Пороги регистрации, ГэВ/с			
		μ	π	K	p
МПГЧС-14	фреон-12	2,3	3,1	10,8	20,5
МПГЧС-32	воздух	4,5	6,0	21,2	40,3

кости после магнита и двух плоскостей сцинтилляционных счетчиков. Система запуска спектрометра предполагает прохождение через основные элементы установки не менее четырех заряженных частиц.

Система сбора данных выполнена, в основном, в стандарте КАМАК. Для контроля за параметрами установки и для сбора данных во время набора экспериментальной информации применяются персональные ЭВМ. Запись данных на магнитные ленты ведется с помощью устройства Exabyte-8500.

Детально спектрометр ЭКСЧАРМ описан в работе [23].

ВЫДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ

События с образованием двух ϕ -мезонов искались в реакции



в которой ϕ -мезоны выделялись по их распадам на два противоположно заряженных каона K^+ и K^- . Из $\approx 119,2 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных спектрометром ЭКСЧАРМ в одном из сеансов экспозиции, были отобраны события в соответствии со следующими требованиями:

— события содержали как минимум две положительно и две отрицательно заряженные частицы;

— минимальное расстояние между траекториями каждой из возможных пар противоположно заряженных частиц, формирующих общую вершину, — кандидатов в ϕ -мезоны, не превышало $3 \cdot \delta_b$, где $\delta_b \approx 0,15$ см — экспериментальное разрешение по этой величине;

— вершина, образованная всеми восстановленными траекториями, не выходила за пределы мишени по Z -координате более чем на $\approx 5 \cdot \delta_z$, где $\delta_z \approx 1$ см — разрешающая способность спектрометра по этой величине.

С учетом перечисленных условий было отобрано 373385 событий (1). На рис.3 (распределение а) приведены распределения кандидатов в ϕ -мезоны среди отобранных событий по величине $M_{(K^+K^-)}$ — инвариантной массе системы K^+K^- . Всего в интервале масс 1,00—1,10 ГэВ/с² содержится 712433 таких комбинаций.

Для уменьшения фона от ошибочно идентифицированных каонов в исследуемом конечном состоянии использовалась информация, полученная из МПГЧС-14 и МПГЧС-32. Для каждой заряженной частицы рассчитывались относительные вероятности ее идентификации (т.н. "вес") с определенным типом адрона — $W(i)$, где $i = \pi^\pm, K^\pm$ или p/\bar{p} . Сравнивались зарегистрированные сигналы от обоих черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что заряженные частицы соответствуют указанным

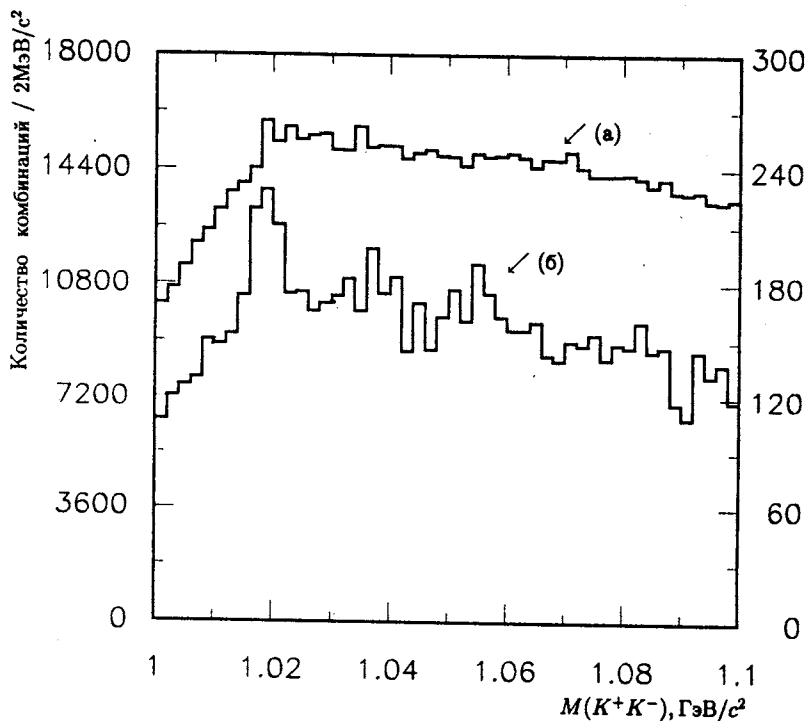


Рис. 3. Спектр эффективных масс комбинаций K^+K^- без идентификации (а) и с идентификацией (б) каонов; левая шкала относится к распределению (а), правая шкала — к распределению (б)

типам. Определяемые значения $W(i)$ нормированы таким образом, чтобы для каждой заряженной частицы $W(\pi^\pm) + W(K^\pm) + W(p/\bar{p}) = 3$. При этом величина $W(i) = 3$ означает 100% вероятность идентификации, а $W(i) = 1$ — полную неопределенность типа частицы. Причиной этой неопределенности является малый, ниже порога регистрации пиона, импульс частицы или попадание черенковского излучения от нескольких частиц одновременно в один и тот же канал черенковского счетчика. Ограничения на $W(K^\pm)$ определялись из компромиссных требований: с одной стороны — максимального подавления фона от ошибочно идентифицированных частиц, с другой — минимальной потери комбинаций, содержащих K^+K^- .

В качестве критерия идентификации K^\pm в реакции (1) было выбрано условие

$$W(K^\pm) \geq 1,4; \quad (2)$$

при этом потери K^\pm среди конечных состояний (1) не превышают 10%, а число фоновых комбинаций уменьшается на 90%.

На рис.3 (распределение б) представлен спектр $M_{(K+K^-)}$, для событий, отобранных согласно дополнительному критерию (2). На этом распределении (б) (8206 комбинаций в интервале масс 1,00—1,10 $\text{ГэВ}/c^2$) наблюдается четкий пик с центральным значением массы 1,020 $\text{ГэВ}/c^2$ от распадов ϕ -мезонов на K^+K^- .

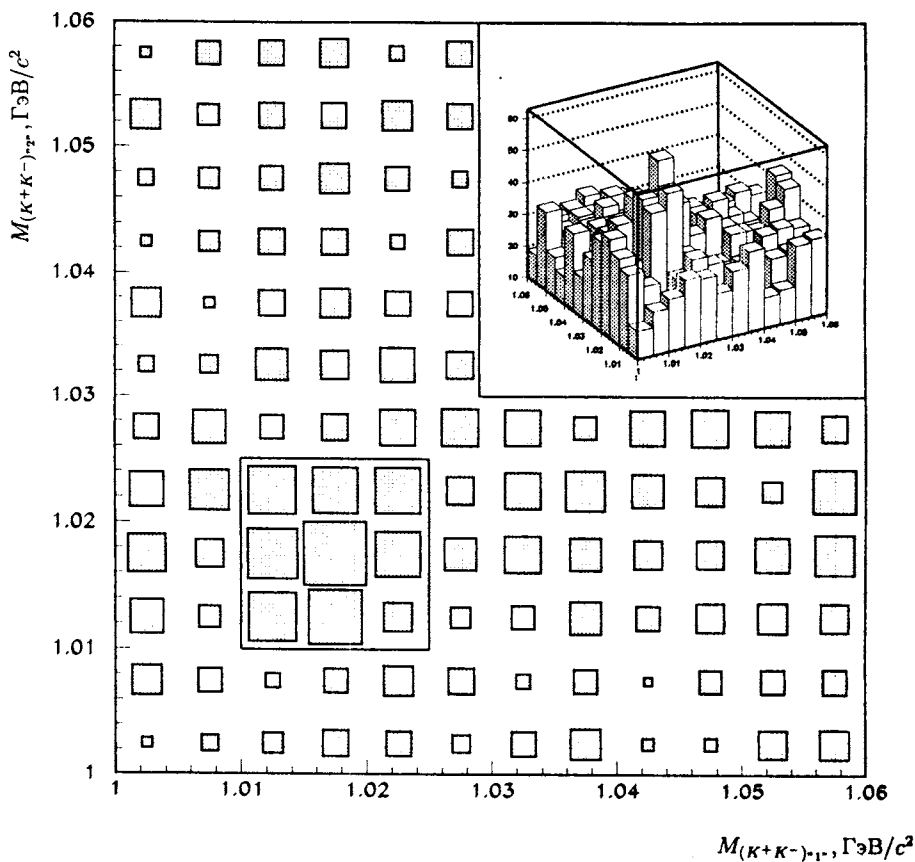


Рис. 4. Распределение по $M_{(K+K^-)_{1^*}}$ в зависимости от распределения по $M_{(K+K^-)_{2^*}}$. На врезке: призмаграмма того же распределения

Для подавления фона в спектрах по $M_{(K+K^-)}$ исключались комбинации, продольная составляющая импульса которых $P_l < 8$ ГэВ/с. При этом частицы, входящие в оставшиеся комбинации, как правило, имеют импульсы выше порога идентификации пиона, что позволяет идентифицировать их с помощью черенковских счетчиков.

С учетом вышеперечисленных ограничений в интервале масс 1,014—1,025 ГэВ/с² было отобрано 1194 комбинации, удовлетворяющие перечисленным критериям.

Для выделения событий, содержащих пару ϕ -мезонов, построено двумерное распределение $M_{(K+K^-)_{1^*}}$ и $M_{(K+K^-)_{2^*}}$ первой и второй пары — кандидатов в ϕ -мезоны (рис.4).

В области значений масс $M_{(K+K^-)_{1^*}}$ и $M_{(K+K^-)_{2^*}}$, близких к массе ϕ -мезона, наблюдается превышение над фоном, которое может быть обусловлено событиями парного образования ϕ -мезонов. При этом комбинаторный фон в области наблюдаемого сигнала не превышает 1%.

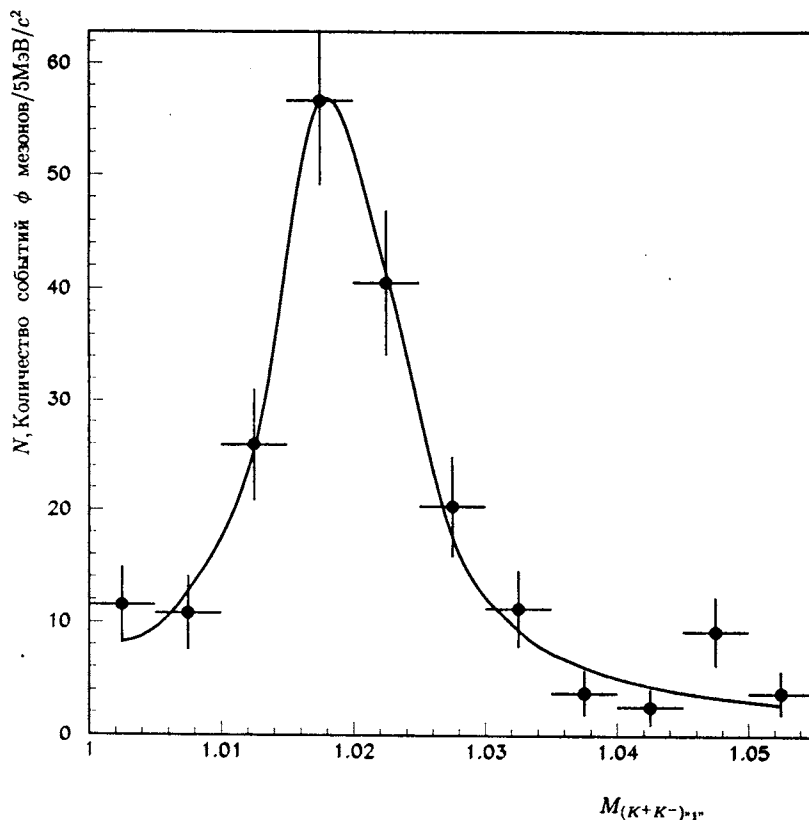


Рис. 5. Распределение по $M_{(K+K^-)_{1^2}}$ после вычитания фона под сигналом в спектре $M_{(K+K^-)_{2^2}}$

Для оценки количества событий, содержащих пару ϕ -мезонов, спектр по $M_{(K+K^-)_{1^2}}$ разбивался на равные интервалы по 5 МэВ/c², для каждого из которых строилось распределение по $M_{(K+K^-)_{2^2}}$. Количество ϕ -мезонов в каждом интервале определялось аналогично [18] путем фитирования полученных таким образом спектров суперпозицией функции Брейта — Вигнера, описывающей сигнал (с учетом определенного из разрешения Монте-Карло спектрометра по массе ϕ -мезонов $\delta = (1,7 \pm 0,3)$ МэВ/c²), и гладкой функции для описания фона.

На рис.5 представлено распределение количества ϕ -мезонов, определенных из спектров по $M_{(K+K^-)_{2^2}}$, построенных для событий, отобранных из равномерных интервалов спектра $M_{(K+K^-)_{1^2}}$.

С использованием описанной выше процедуры было определено количество событий, содержащих два ϕ -мезона,

$$N_{\phi\phi} = 124 \pm 20.$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ И СЕЧЕНИЯ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ

Сечение рождения двух ϕ -мезонов на ядре углерода определялось в соответствии со следующей формулой:

$$\sigma = \frac{N_{\phi\phi} \cdot A}{M_n \cdot \epsilon_{\text{рег}} \cdot T \cdot N \cdot Br^2}, \quad (3)$$

где $N_{\phi\phi}$ — количество событий парного образования ϕ -мезонов; A — атомный вес ядра мишени; M_n — поток нейтронов, определенный с помощью нейтронного монитора; $M_n = (1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{11}$; $\epsilon_{\text{рег}}$ — эффективность регистрации установкой событий рождения двух ϕ -мезонов; T — толщина мишени ($T = 1,3 \text{ г/см}^2$); N — число Авогадро; Br — вероятность распада ϕ -мезона на K^+K^- .

При расчете величины эффективности регистрации она представлялась в виде

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_{\text{тр}} \cdot \epsilon_{\text{рек}} \cdot \epsilon_{\text{иден}}, \quad (4)$$

где ϵ_r — геометрическая эффективность регистрации парного рождения ϕ -мезонов; $\epsilon_{\text{тр}}$ — эффективность срабатывания системы запуска установки (триггер); $\epsilon_{\text{рек}}$ — эффективность реконструкции исследуемых событий; $\epsilon_{\text{иден}}$ — эффективность системы идентификации, обусловленная применяемыми условиями отбора.

Для определения геометрической эффективности ϵ_r моделировались события реакции (1). После розыгрыша рождения и распада ϕ -мезонов регистрировались те события, в которых продукты распада от двух ϕ -мезонов — четыре заряженных каона — прошли через всю установку.

При моделировании кинематические характеристики каждого ϕ -мезона разыгрывались независимо в системе центра масс (СЦМ) налетающего нейтрона и одного из нуклонов мишени (протона или нейтрона с равной вероятностью). При этом распределение по фейнмановской переменной x_F для каждого ϕ -мезона разыгрывалось согласно выражению

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - |x_F|)^n, \quad (5)$$

а распределение поперечного импульса P_t^2 — в соответствии с

$$\frac{d\sigma}{dP_t^2} \propto \exp(-b \cdot P_t^2). \quad (6)$$

Коэффициенты n и b были определены ранее в результате анализа данных инклюзивного рождения ϕ -мезонов [18], полученных в этом же эксперименте:

$$n = 5_{+0,2}^{-0,5}, \quad b = (2,8 \pm 0,2) (\text{ГэВ/с})^{-2}. \quad (7)$$

Распределения продольных (P_L) и поперечных (P_t^2) компонент импульса ϕ -мезонов, полученные путем моделирования, согласуются с аналогичными распределениями для зарегистрированных в эксперименте событий (рис. 6), что указывает на соответствие примененной модели характеристикам рождения ϕ -мезонов в реакции (1) и, следовательно, на ее применимость для оценки ϵ_r .

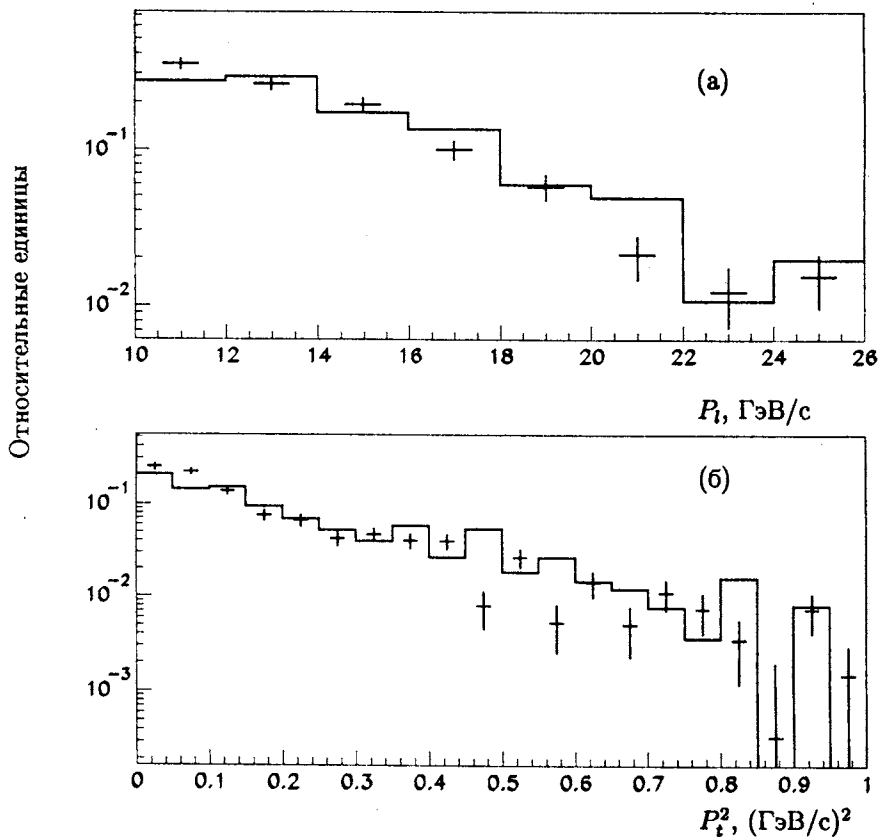


Рис. 6. Распределение продольных (а) и поперечных составляющих импульса ϕ -мезона (б). Точки с ошибками получены для экспериментальных событий, гистограмма — для моделированных событий

Для корректного учета условий триггера установки моделировалось парное образование ϕ -мезонов совместно с сопровождающими частицами. Эффективность триггера $\epsilon_{\text{тр}}$ зависит от множественности и импульсов вторичных заряженных частиц, а также от эффективности детекторов, включенных в схему запуска установки.

После независимого розыгрыша импульсов двух ϕ -мезонов в реакции (1) остаток четырехимпульса $P_{\text{ост}}$ разыгрывался между сопровождающими частицами в соответствии с моделью генерации сопровождения, в которой они рождаются во фрагментации двух струн JETSET [21]. Одна струна имеет квантовые числа нейтрона, а вторая — нуклона мишени. Распределение по множественности зарегистрированных в эксперименте заряженных частиц согласуется с соответствующим распределением, полученным для моделированных событий (рис.7). Это свидетельствует о применимости выбранной модели для расчета $\epsilon_{\text{тр}}$.

Эффективность реконструкции событий $\epsilon_{\text{рек}}$ включает в себя эффективность алгоритма реконструкции траекторий и эффективность, обусловленную применяемыми огра-

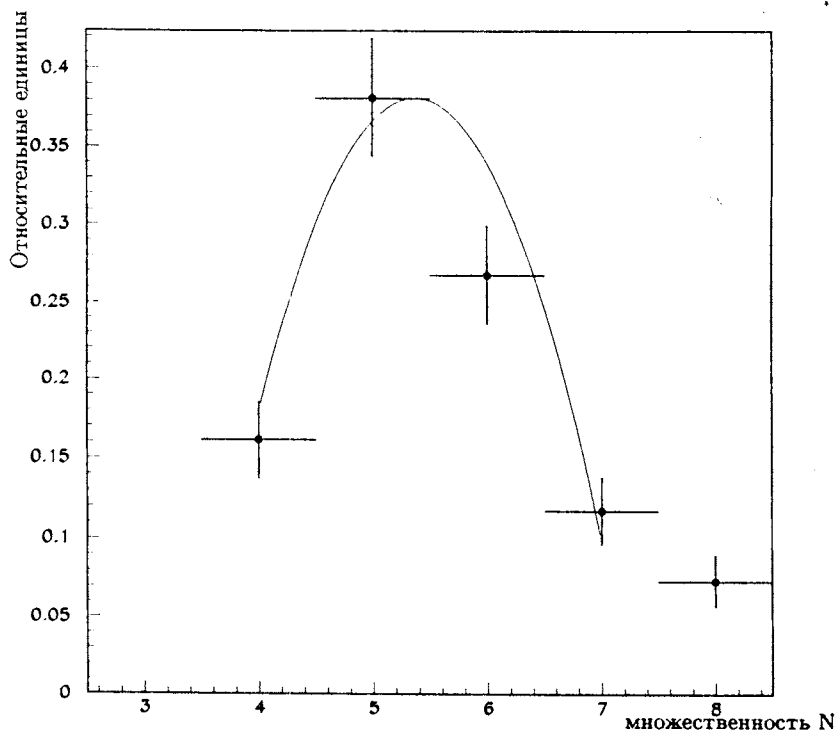


Рис. 7. Распределение по множественности зарегистрированных заряженных частиц; точки с ошибками — для экспериментальных событий, сплошная линия — для моделированных событий

ничениями при выделении конечного состояния в реакции (1). Она была определена путем применения к моделированным событиям тех же алгоритмов выделения пары $\phi\phi$ в реакции (1), что и для экспериментальных событий.

Для определения эффективности системы идентификации использовалась экспериментальная информация, на основе которой проведен анализ инклюзивного рождения ϕ -мезонов. Исследовались распределения по $M_{(K+K^-)}$ при разных условиях идентификации для разных импульсных интервалов заряженных частиц. Границы импульсных интервалов определялись значениями порогов регистрации заряженных частиц в МПГЧС-14/32 (см. табл. 1). Для каждого импульсного интервала были определены эффективности идентификации положительно и отрицательно заряженных частиц, как каонов, при условии (2). На следующем этапе анализа было построено двумерное распределение по $M_{(K+K^-)_{-1}}$ и $M_{(K+K^-)_{-2}}$ с весовыми множителями w , которые рассчитывались по формуле

$$w = \frac{1}{\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_4},$$

где ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 и ϵ_4 — рассчитанные эффективности идентификации каждого из четырех каонов. Реальное число событий, содержащих пару ϕ -мезонов, определялось на основе полученного двумерного распределения по $M_{(K+K^-)_{-1}}$ и $M_{(K+K^-)_{-2}}$ с использованием

вышеописанной процедуры. Полная эффективность идентификации рассчитывалась как отношение числа зарегистрированных событий, содержащих пару ϕ -мезонов, к реальному числу событий. Полученные значения парциальных эффективностей, а также их статистические ошибки, приведены в табл.2.

Таблица 2

Парциальная эффективность	Значение
$\epsilon_{г.}$	$0,0202 \pm 0,0002$
$\epsilon_{тр.}$	$0,620 \pm 0,005$
$\epsilon_{иден.}$	$0,0280 \pm 0,0044$
$\epsilon_{рек.}$	$0,855 \pm 0,005$

Систематические ошибки при расчете сечения, в основном, обусловлены неопределенностями при оценке эффективности.

Для определения систематической ошибки, связанной с неопределенностью значений n и b , величины этих параметров варьировались в пределах ошибок. Это приводит к изменениям ϵ в пределах 4%.

Путем варьирования средней множественности была определена связанная с ней систематическая ошибка, которая составила 5%.

Так как изменение параметров n и b изменяет импульсы генерируемых частиц, то изменяется и четырехимпульс частиц сопровождения. Поэтому ошибки, связанные с параметрами n , b и с множественностью, скоррелированы и общая систематическая ошибка ϵ вычислена, как линейная сумма указанных ошибок.

Систематическая ошибка определения эффективности идентификации заряженных частиц составляет 5%.

Систематическая ошибка, связанная с реконструкцией событий, значительно меньше, чем упомянутые выше, и не вносит существенного вклада в полную систематическую ошибку.

С учетом вышеизложенного для событий (1), содержащих два ϕ -мезона, было получено значение полной эффективности их регистрации:

$$\epsilon = (3,0 \pm 0,47(\text{стат.}) \pm 0,31(\text{сист.})) \cdot 10^{-4}.$$

В предположении линейной зависимости сечения парного рождения ϕ -мезонов от величины атомного веса мишени A было получено следующее его значение:

$$\sigma = (12,9 \pm 3,0(\text{стат.}) \pm 1,3(\text{сист.})) \text{ мкб/нуклон.}$$

Полученная величина сечения парного рождения ϕ -мезонов в пределах ошибок хорошо согласуется со значением, измеренным в эксперименте БИС-2 [19], проведенном в нейтронном пучке при близких данному эксперименту энергиях.

ПРОВЕРКА ПРАВИЛА ОЦИ

Согласно правилу ОЦИ, рождение $\phi\phi$ -пар в нейтрон-нуклонных взаимодействиях должно сопровождаться как минимум парой странных частиц. Для его проверки среди

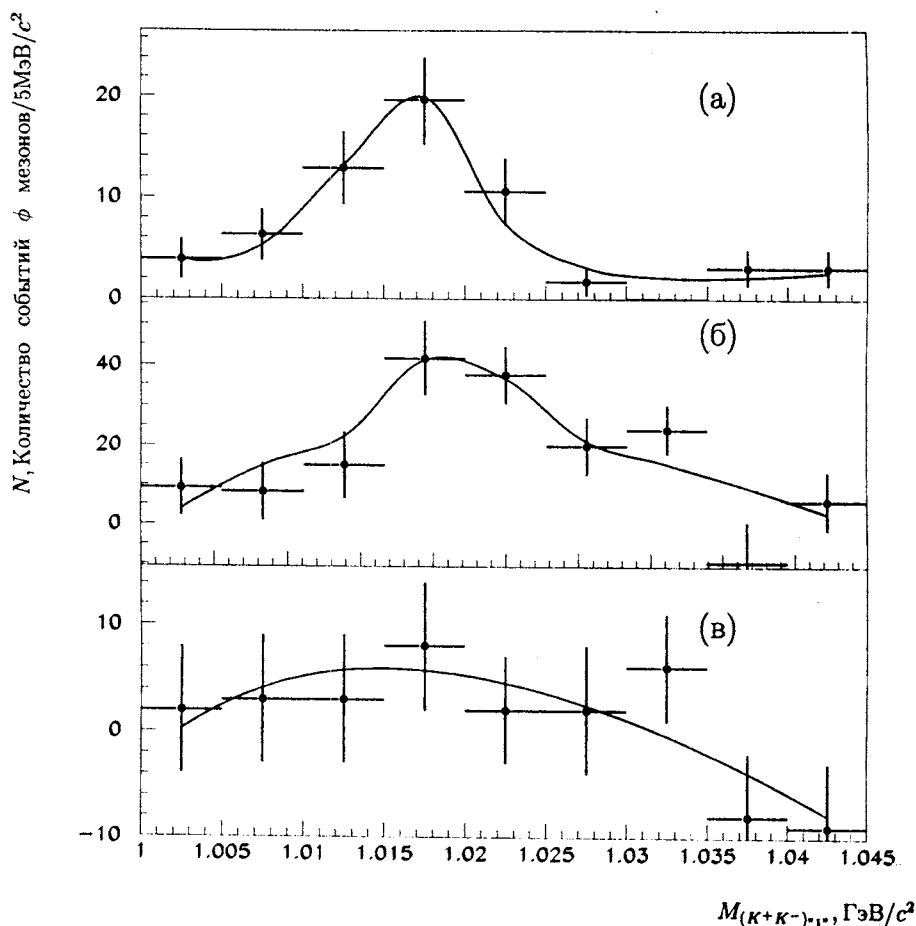


Рис. 8. Распределение инвариантных масс $M_{(K+K^-)_{n,1}}$ после вычитания фона под сигналом в спектре масс $M_{(K+K^-)_{n,2}}$, полученных для событий, кандидатов в (1): а — без сопровождающих частиц; б — с сопровождением, в котором были идентифицированы странные частицы

отобранных событий-кандидатов в (1) искалась группа событий парного образования ϕ -мезонов с ассоциативным рождением странных частиц.

Для оценки эффективности регистрации сопровождающих частиц все события (1) были разделены на две группы — с сопровождением и без него. Количество $\phi\phi$ -событий в выделенных группах определялось в результате описанной ранее процедуры. На рис.8а и б приведены распределения по $M_{(K+K^-)_{n,1}}$ для указанных групп событий. Количество событий (1) различной конфигураций (с сопровождением и без него) было определено путем моделирования в соответствии с описанными ранее условиями. Из сравнения числа экспериментальных и моделированных событий различной конфигураций (табл.3) видно, что моделирование хорошо описывает условия эксперимента, поскольку воспроизводится соотношение числа событий (1) с сопровождением и без него.

На рис.8в приведено распределение по $M_{(K^+K^-)_1}$ для группы событий кандидатов в (1), в которых среди сопровождающих частиц удалось выделить хотя бы одну из странных частиц K_s^0 , Λ^0 , K^+ или K^- , идентифицируемых в эксперименте. При этом для выделения событий $\phi\phi$, содержащих дополнительно K_s^0 или Λ^0 , кроме четырех заряженных каонов, кандидатов в пару ϕ -мезонов, дополнительно требовалось наличие нейтральной вилки (пара траекторий противоположно заряженных частиц, имеющих общую вершину в области распадного объема), у которой инвариантная масса в системе $\pi^+\pi^-$ или $p\pi^-$ отличается от табличного значения массы соответственно K_s^0 или Λ^0 не более чем на величину $3 \cdot \delta_m$ (где δ_m — значение экспериментального разрешения по инвариантной массе, равное 3,76 МэВ/с² для системы $\pi^+\pi^-$ и 1,55 МэВ/с² — для системы $p\pi^-$). Для выделения событий (1), содержащих кроме кандидатов в пары ϕ -мезонов заряженные каоны, требовалось наличие хотя бы одной дополнительной заряженной частицы, идентифицируемой как K^+ или K^- в соответствии с условием (2).

Как видно из приведенного на рис.8в распределения, не удалось выделить сигнал от двух ϕ -мезонов. Верхняя граница числа таких событий (1) со странными частицами среди сопровождения не превышает 10 с 95% у.д.

Для оценки ожидаемого числа событий (1), в которых могли бы быть идентифицированы дополнительные странные частицы K_s^0 , Λ^0 , K^+ или K^- , использовалась феноменологическая модель FRITIOF [22], которая предполагает строгое выполнение правила ОЦИ. Выбор указанной модели обусловлен тем, что импульсные спектры исследуемых частиц по продольным и поперечным составляющим, а также по множественности заряженных частиц хорошо описывают соответствующие экспериментальные распределения. Результаты такой оценки приведены также в табл.3.

Таблица 3

Наблюдаемая конфигурация событий (1)	$\phi\phi + X$		$\phi\phi$, без сопровождения	Всего
	любые X	среди X содержится K_s^0, Λ^0, K^+ или K^-		
Эксперимент	66 ± 17	< 10 95% у.д.	53 ± 15	124 ± 20
Моделирование в предположении ОЦИ	80 ± 12	$26, 0 \pm 3, 4$	44 ± 8	124 ± 10

Полученные данные позволяют сделать вывод о дефиците странных частиц в процессе образования пары ϕ -мезонов. Это является свидетельством нарушения правила ОЦИ. Рассчитанная нижняя граница отношения сечения ОЦИ запрещенных процессов к измеренному в данном эксперименте полному сечению парного рождения ϕ -мезонов составляет 0,09 на 95% у. д.

ВЫВОДЫ

В эксперименте, проведенном с помощью установки ЭКСЧАРМ, исследовано парное рождение ϕ -мезонов в нейтронном пучке при энергиях серпуховского ускорителя. Наблюденно (124 ± 20) событий парного рождения ϕ -мезонов.

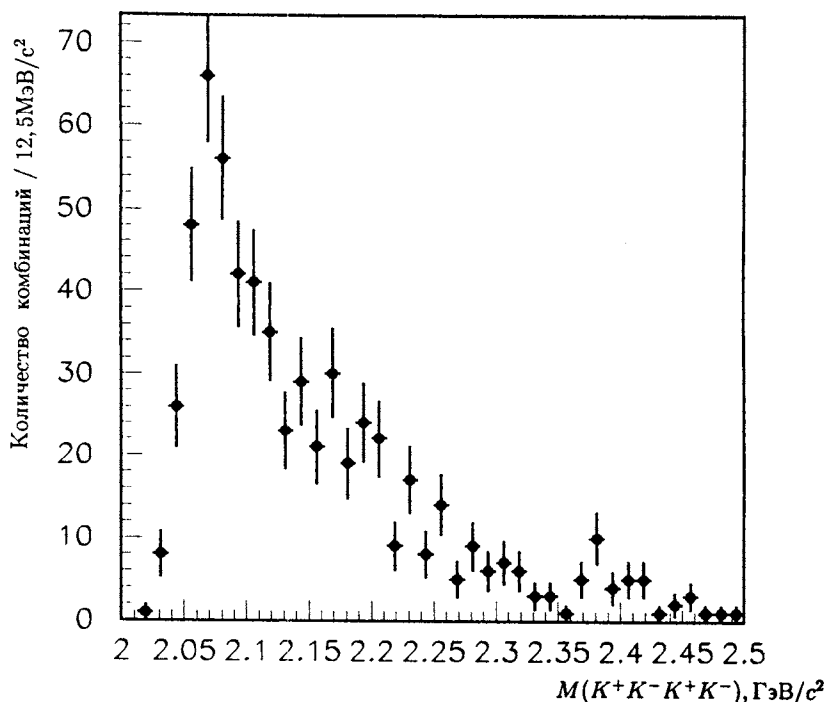


Рис. 9. Распределение инвариантных масс системы $(K^+K^-K^+K^-)$ из области сигнала $\phi\phi$

Измерено сечение парного рождения ϕ -мезонов в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии пучка нейтронов 51 ГэВ, которое равно $(12,9 \pm 3,0(\text{стат.}) \pm 1,3(\text{сист.}))$ мкб/нуклон.

Величина сечения парного рождения ϕ -мезонов в пределах ошибок хорошо согласуется со значением, полученным в эксперименте БИС-2, проведенном в нейтронном пучке при близких энергиях.

Определена нижняя граница отношения сечения ОЦИ-запрещенных процессов к измеренному в данном эксперименте полному сечению парного рождения ϕ -мезонов, которая составляет 0,09 при 95% уровне достоверности.

В спектре эффективных масс двух ϕ (рис.9) не наблюдается никаких статистически значимых сигналов. Верхняя граница для сечения образования состояний $f(2300)$ и $f(2340)$ равняется 0,79 мкб/нуклон, с 95% у.д.

Авторы благодарят А.А.Логунова, А.Н.Сисакяна, И.А.Савина, Н.Е.Тюрина и Р.Г.Позе за поддержку этих исследований, а также Т.Б.Проголову и А.Ф.Камбуряна за большой вклад в работу по исследованию параметров системы идентификации заряженных частиц установки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 96-02-18734, 98-07-90294).

Литература

1. Okubo S. — Phys. Lett., 1963, v.5, p.165;
Zweig G. — CERN, TH-412, 1964;
Iizuka J. — Progr. Theor. Phys. Suppl., 1966, 37/38 p.21.
2. Bertolotto L. et al. — Nucl. Phys., B, 56A, p.256.
3. Etkin A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, p.422;
Etkin A. et al. — phys. Rev. Lett., 1978, v.41, p.784.
4. Armstrong T.A. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.B196, p.176.
5. Armstrong T.A. et al. — Phys. Lett., 1983, v.121B, p.83.
6. Lindenbaum S.J. et al. — Nuovo Cim., 1981, v.65A, p.222.
7. Etkin A. et al. — Phys.Rev.Lett, 1982, v.49, p.1620;
Etkin A. et al. — Phys.Lett, 1985, v.165B, p.217;
Etkin A. et al. — Phys.Lett, 1988, v.201B, p.568.
8. Booth P.S.L. et al. — Nucl.Phys., 1986, v.B273., p.677;
Booth P.S.L. et al. — Nucl.Phys., 1986, v.B273., p.689.
9. Davenport T.F. et al — Phys.Rev., 1986, v.D33, p.2519.
10. Green D.R. et al. — Phys.Rev.Lett., 1986 v.56, p.1639..
11. Armstrong T.A. et al. — Phys.Lett., 1986, v.166B, p.245.
12. Armstrong T.A. et al. — Phys.Lett., 1989, v221B, p.221.
13. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-94-312, Дубна, 1994.
14. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-94-124, Дубна, 1994.
15. Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. — ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980, 17 с.
Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. — ПТЭ, 1982, N3, с.40. Алеев А.Н.,
Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. — ПТЭ, 1991, N1, с.50.
16. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-94-520, Дубна, 1994.
17. Войчишин М.Н. и др. — ПТЭ, 1985, N3, с.71.
18. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-96-437, Дубна, 1996.
19. Aleev A.N. at al. — PHE 91-02, Zeuthen, 1991.
20. Review of Particle Propertits. — Phys. Rev., 1994, D50, No.3.
21. Sjostrand T. — Comp. Phys. Comm., 1994, 82, p.74.
22. Hong Pi. — Comp. Phys. Comm., 1992, 71, p.173.
23. Алеев А.Н. и др. — ОИЯИ, P13-98-286, Дубна, 1998.