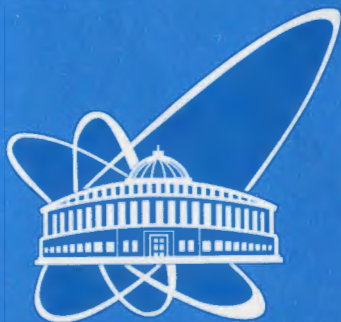


18(14) +



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

67018

167-03

P1-2003-167

Сотрудничество ЭКСЧАРМ

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ $\phi\Lambda^0$
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

346.5a + 346.6a1 + 346.2

2003

А. Н. Алеев, В. П. Баландин, Е. А. Гудзовский, Д. К. Гурьев,
Д. Д. Емельянов, А. И. Зинченко, З. М. Иванченко, И. М. Иванченко,
М. Н. Капишин, В. Д. Кекелидзе, З. И. Коженкова, В. В. Кореньков,
И. Г. Косарев, Н. А. Кузьмин, А. Л. Любимов, Д. Т. Мадигожин,
В. Г. Мазный, А. Ш. Мествиришвили, Н. А. Молоканова, А. Н. Морозов,
Р. Е. Письменный, В. Д. Позе, И. А. Поленкевич, Ю. К. Потребников,
Л. А. Слепец, В. Н. Спасков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

О. В. Булеков, С. В. Еремин, Ф. М. Сергеев, А. К. Поносов

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)*

Н. С. Амаглобели

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

И. М. Гешков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Т. С. Григалашвили

Институт физики АН Республики Грузии, Тбилиси

А. А. Локтионов

Физико-технический институт АН Республики Казахстан, Алма-Ата

Т. Понта

Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест

1 Введение

В рамках кварковой модели нарушенной $SU(3)$ -симметрии ϕ -мезон может быть представлен как член нонета векторных мезонов, состоящий из валентных кварков $s\bar{s}$ с небольшой примесью нестранных кварковых пар $q\bar{q}$, и является первым членом семейства векторных мезонов со скрытыми ароматами (ϕ , J/Ψ , Υ).

Динамика взаимодействия систем, составленных из кварков, проявляется в правиле Окубо-Цвейга-Иизуки (ОЦИ)[1]. Согласно этому правилу в сильных взаимодействиях запрещены несвязанные кварковые диаграммы и, как следствие – рождение и аннигиляция кварк-антикварковых пар, полностью входящих в состав одного адрона. В частности, если бы ϕ -мезон был чистым $s\bar{s}$ -состоянием, то он не мог бы быть образован во взаимодействиях адронов, не содержащих странных кварков в начальном состоянии или дополнительных странных частиц в конечном состоянии.

Изучение характеристик рождения ϕ может быть полезно для понимания механизмов рождения более тяжелых векторных мезонов со скрытыми ароматами J/Ψ и Υ , а также для определения закономерностей в адронных процессах, связанных с ароматами входящих в адрон кварков.

В данной работе приведены результаты исследования ассоциативного рождения ϕ -мезонов с Λ^0 -гиперонами в нейтрон-углеродных взаимодействиях, зарегистрированных при энергиях нейтронов 20 – 70 ГэВ на установке ЭКСЧАРМ. События ассоциативного рождения ϕ -мезонов с Λ^0 -гиперонами отбирались из $\sim 172 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных спектрометром в одном из сеансов экспозиции установки ЭКСЧАРМ.

2 Эксперимент ЭКСЧАРМ

Спектрометр ЭКСЧАРМ расположен в нейтронном канале 5Н серпучовского ускорителя У-70. Пучок нейтронов образуется в результате взаимодействия циркулирующих в кольце ускорителя протонов с внутренней бериллиевой мишенью и формируется системой коллиматоров, расположенных вдоль оси, образующей угол $\approx 0^\circ$ к падающим протонам. На рис.1 показан энергетический спектр нейтронов пучка, полученный [2] на основе данных измерения энергии нейтронов с помощью адронного калориметра, входящего в состав спектрометра. Энергетический спектр пучка имеет максимум в районе 58 ГэВ и ширину около 12 ГэВ.

Для уменьшения примеси γ -квантов в пучке установлен свинцовый фильтр изменяемой толщины (от 0 до 20 см по пучку). Примесь заряженных частиц отсеивается отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129, расположенным в головной части экспериментальной зоны.

Интенсивность пучка нейтронов за время цикла ускорителя составляет около $6 \cdot 10^6$ нейтронов при $5 \cdot 10^{11}$ протонов, сбрасываемых на внутреннюю мишень.

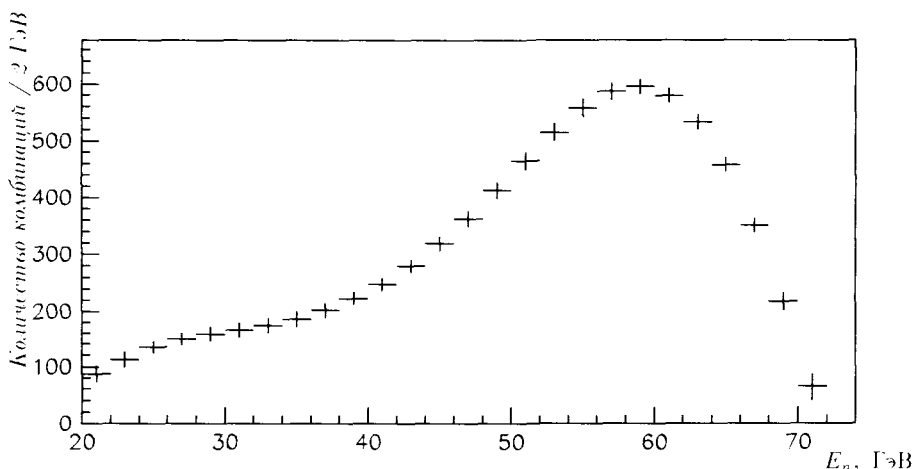


Рис. 1: Энергетический спектр нейтронного пучка

Схема расположения основных элементов действующего спектрометра ЭКСЧАРМ показана на рис.2.

В состав установки входят:

- углеродная мишень Т толщиной 1.3 г/см^2 по пучку;
- анализирующий магнит СИ-10А с апертурой $274 \times 49 \text{ см}^2$ и с максимальным значением напряженности поля 0.79 Тл ; система электропитания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности;
- система из 11 многопроволочных пропорциональных камер ПК [3, 4] (25 сигнальных плоскостей), расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом $100 \times 60 \text{ см}^2$, за магнитом – $200 \times 100 \text{ см}^2$);
- годоскопы сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые для выработки сигнала, запускающего установку (триггера);
- монитор нейтронного пучка Мн;
- адронный калориметр АК, используемый для измерения энергетического спектра нейтронов пучка;
- четырнадцатиканальный (МПГЧС-14) и тридцатидвухканальный (МПГЧС-32) пороговые газовые черенковские счетчики [5, 6], используемые для

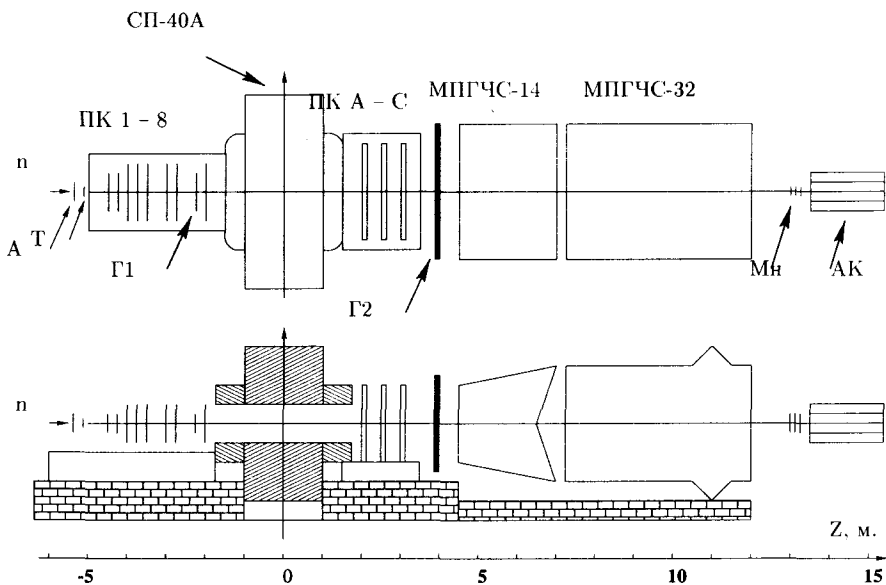


Рис. 2: Спектрометр ЭКСЧАРМ

идентификации заряженных частиц; МПГЧС-14 заполнен фреоном-12, МПГЧС-32 – воздухом, оба – при атмосферном давлении. Расчетные пороги регистрации заряженных частиц приведены в табл.1.

Таблица 1: Пороги регистрации заряженных частиц

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

Для описания спектрометра используется правая система координат с осью OZ, направленной вдоль оси пучка нейтронов, осью OY, направленной вверх вдоль направления основной компоненты магнитного поля, и началом координат, совпадающим с центром магнита СП-40А.

Запуск установки осуществляется сигналами, формирующимися мажоритарной схемой совпадения от двух годоскопических плоскостей пропорциональных камер до магнита, одной после магнита и двух годоскопов сцинтиляционных счетчиков. Система запуска спектрометра требует прохождения через основные элементы установки не менее четырех заряженных частиц.

Подробно установка ЭКС'ЧАРМ описана в работе [7].

Исследование ассоциативного рождения $\phi\Lambda^0$ было проведено двумя независимыми методами. В рамках каждого метода при расчете сечения ассоциативного рождения $\phi\Lambda^0$ были использованы разные модели рождения этой пары.

3 Отбор событий

Отбор событий с ассоциативным образованием ϕ -мезонов и Λ^0 -гиперонов осуществлялся в реакции



Λ^0 -гипероны идентифицировались по их распадам на протон и пион:



Распаду (2) соответствует топология нейтральной вилки V^0 . В качестве V^0 принималась пара разноименно заряженных частиц, минимальное расстояние между траекториями которых не превышало 0,5 см, что соответствует 3-кратной величине экспериментального разрешения по этому параметру, а вершина располагалась в распадном объеме, который начинался на расстоянии 10 см от края мишени вдоль оси Z. Это позволило подавить основной фон от взаимодействий в мишени. В результате были выделены V^0 , которые отождествлялись со странными частицами K^0 , Λ^0 , Λ^0 . Для V^0 , соответствующей Λ^0 , эффективная масса системы ($p\pi^-$) должна была находиться в пределах $\pm 4,5$ МэВ/ c^2 от табличного значения массы Λ^0 - приблизительно 3-кратного экспериментального разрешения по этой величине, которое равно $\sim 1,5$ МэВ/ c^2 .

Для выделения ϕ -мезонов рассматривался их распад на два заряженных каона:



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 как адрона определенного типа (т.н. "вес") - $W(i)$, где $i = \pi^\pm, K^\pm$ или p/\bar{p} . Для этого сравнивались зарегистрированные сигналы от обоих черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что заряженные частицы соответствуют указанным типам. Определяемые значения $W(i)$ отнормированы 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 частицы как "i", а $W(i) = 1$ - полную неопределенность типа частицы. Ограничения на черенковские веса $W(K^\pm)$ в отборе определялись из следующих требований: с одной стороны, нужно было достичь максимального подавления фона от ошибочно идентифицированных частиц, с другой - минимизировать потери комбинаций, содержащих K^+K^- .

В качестве критерия идентификации K^\pm в конечных состояниях распада ϕ было выбрано условие

$$W(K^\pm) \geq 1,3, \quad (4)$$

при этом число фоновых комбинаций уменьшается на $\sim 90\%$, а потери сигнала не превышают 10%.

Для выделения событий (1) использовались также следующие ограничения:

- минимальное расстояние между восстановленными траекториями ϕ и Λ^0 в событии не должно было превышать 0,5 см;
- вершина события, составленная из реконструированных ϕ и Λ^0 , должна была находиться в пределах ± 5 см от центра мишени вдоль оси пучка (разрешающая способность спектрометра по координате z равна ~ 1 см).

На рис.3а) и 3б) представлены распределения $M(K^+K^-)$ и $M(p\pi^-)$ соответственно для событий, выделенных с учетом перечисленных выше ограничений. Наличие четких сигналов в каждом из распределений позволяет исследовать их характеристики.

4 Основные характеристики исследуемых сигналов

Параметры сигнала в спектре $M(K^+K^-)$ были определены в результате его аппроксимации суперпозицией свертки функции Брейта-Вигнера Bw с гауссовой функцией G (для учета разрешения спектрометра) и функции, описывающей фон. Такая функция для аппроксимации имеет вид

$$F(M) = \widetilde{B\bar{W}}(M) + BG(M), \quad (5)$$

где

$$\widetilde{B\bar{W}}(M) = \int Bw(m) \cdot G(m - M) \cdot dm. \quad (6)$$

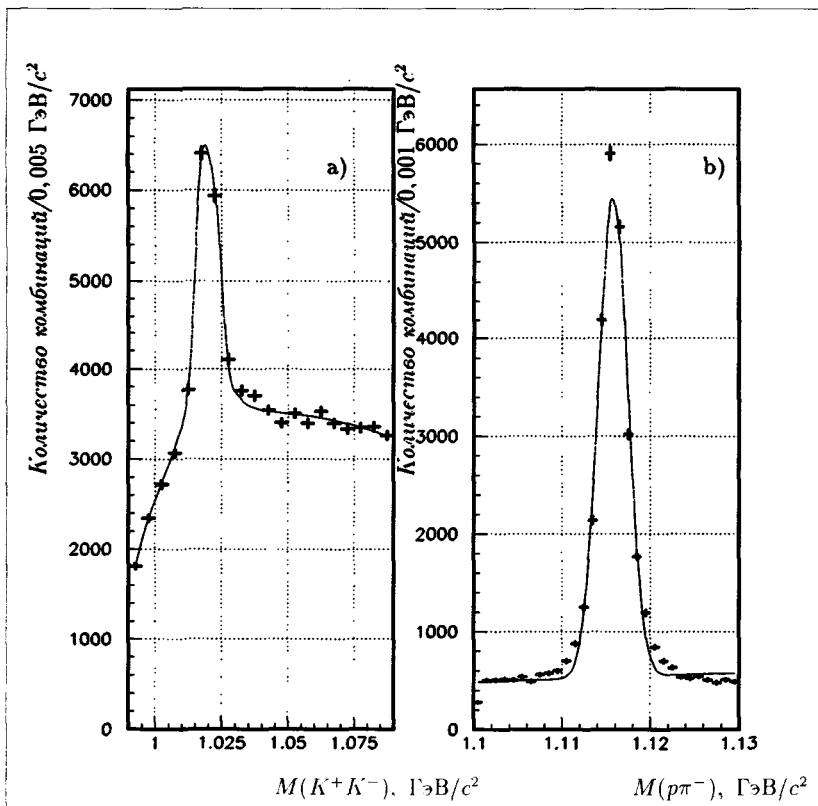


Рис. 3: Спектр эффективных масс состояний а) (K^+K^-) ; б) $(p\pi^-)$

При этом функции Брейта-Вигнера и Гаусса были соответственно параметризованы следующим образом:

$$Bw(m) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{m M_0 \Gamma}{(m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2}, \quad (7)$$

$$G(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta^2}} \cdot \exp\left(-\frac{m^2}{2\delta^2}\right), \quad (8)$$

где Γ - ширина сигнала; M_0 - среднее значение эффективной массы $M(K^+K^-)$ для сигнала; δ - значение разрешения спектрометра по массе в области массы мезона, полученное моделированием методом Монте-Карло и равное $(1,7 \pm 0,3) \text{ МэВ}/c^2$.

Фон аппроксимировался функцией

$$BG(m) = A + B\sqrt{(m^2 - M_{th}^2)} + Cm; \quad m > M_{th}, \quad (9)$$

где $M_{th} = M(K^+) + M(K^-)$, A, B, C – свободные параметры.

Результат аппроксимации спектра эффективных масс (K^+K^-) функцией (5) показан на рис.3а) сплошной линией. Функция фона хорошо описывает спектры $M(K^+K^-)$ вне сигнала.

В результате аппроксимации были определены характеристики сигнала. Измеренные значения массы и ширины ϕ -мезона представлены в табл.2.

Таблица 2: Характеристики ϕ -мезона и Λ -гиперона

	Данная работа	Particle Data Group [9]
$M(\phi), \text{ МэВ}/c^2$	$1019,6 \pm 0,9$	$1019,456 \pm 0,020$
$\Gamma(\phi), \text{ МэВ}/c^2$	$4,4 \pm 0,3$	$4,26 \pm 0,05$
$M(\Lambda^0), \text{ МэВ}/c^2$	$1115,8 \pm 0,2$	$1115,683 \pm 0,006$

Спектр эффективных масс системы ($p\pi^-$) представлен на рис.3б). В области табличного значения массы Λ^0 наблюдается сигнал, который аппроксимировался функцией Гаусса, а фон – линейной функцией. В результате аппроксимации получено значение массы Λ^0 (табл.2).

Полученные характеристики ϕ и Λ^0 в пределах погрешностей хорошо согласуются с табличными [9].

5 Оценка количества ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0

Было рассмотрено двумерное распределение эффективных масс комбинаций (K^+K^-) и ($p\pi^-$) (рис.4).

Оценка количества событий ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 получена двумя способами:

- вычислено количество комбинаций в сигнале от ϕ -мезона (N_ϕ) в последовательных интервалах эффективных масс ($p\pi^-$) с шагом $2 \text{ МэВ}/c^2$; при

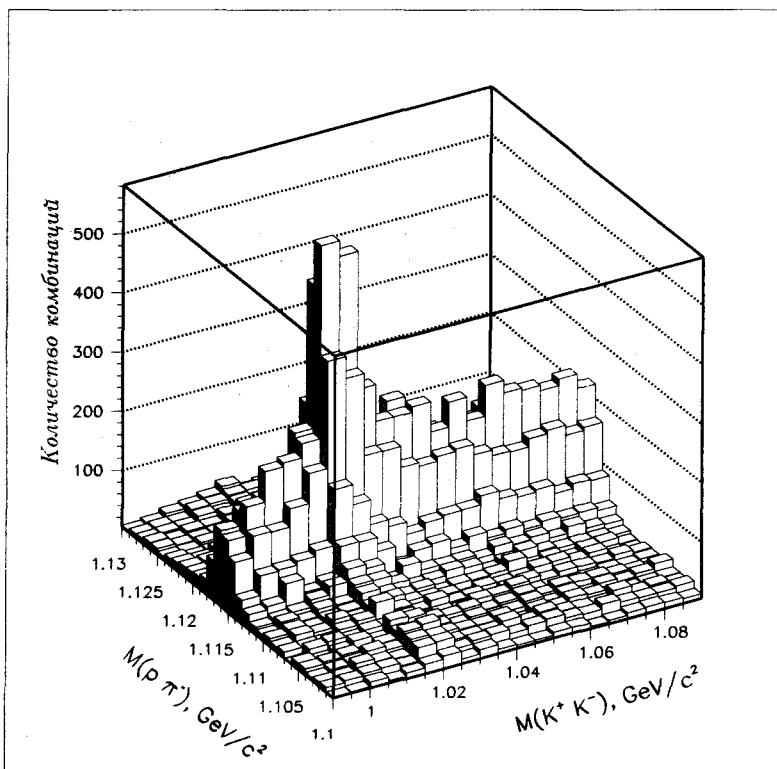


Рис. 4: Распределение эффективной массы $M(K^+K^-)$ в зависимости от эффективной массы $M(p\pi^-)$

этом было построено одномерное распределение зависимости N_ϕ от $M(p\pi^-)$, позволившее оценить количество ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 ;

- для последовательных интервалов эффективных масс (K^+K^-) с шагом $4 \text{ МэВ}/c^2$ вычислено количество комбинаций в сигнале от Λ^0 (N_Λ) и затем определено общее количество событий, содержащих ϕ и Λ^0 .

На рис.5а) представлена зависимость количества комбинаций N_ϕ от эффективной массы $(p\pi^-)$. Аппроксимация этой зависимости суперпозицией функции Гаусса и линейной функции (показана на рисунке сплошной линией) позволила вычислить сигнал от $\phi\Lambda^0$, который составил $2885 \pm 208 \phi\Lambda^0$ -событий. Пунктирной линией на рисунке показан сигнал.

На рис.5b) представлена зависимость количества комбинаций N_Λ от эф-

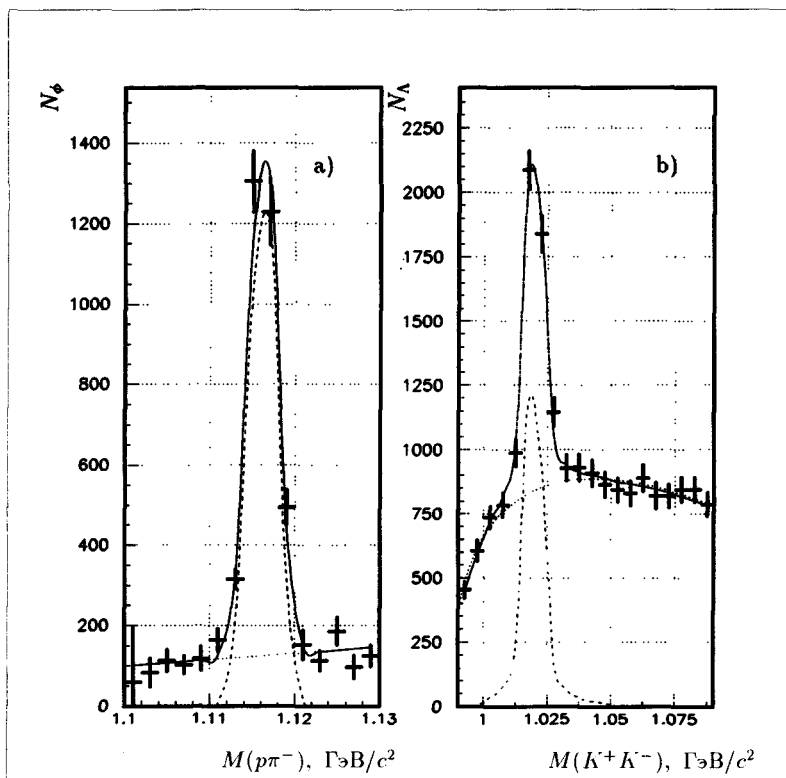


Рис. 5: а) – количество ϕ в разных интервалах эффективной массы ($p\pi^-$); б) – количество Λ^0 в разных интервалах эффективной массы (K^+K^-)

эффективной массы (K^+K^-). Аппроксимация этой зависимости функцией (5) (сплошная линия на рисунке) позволила вычислить сигнал от $\phi\Lambda^0$ (пунктирная линия на рисунке), который составил $2818 \pm 160 \phi\Lambda^0$ -событий.

Результаты вычислений количества комбинаций, полученные указанными выше способами, совпадают в пределах ошибок.

Распределения по эффективной массе ($p\pi^-$) выглядят симметричными с небольшим плоским фоном, в то время как распределения по массе (K^+K^-) представляют собой сложную суперпозицию функций, описывающих сигнал с большим фоном (функция вида (5)). Поэтому предпочтительнее начать определение параметров сигнала ассоциативного рождения с получения количества комбинаций в сигнале от Λ^0 (N_Λ) в разных интервалах эффективных масс (K^+K^-), то есть использовать второй способ определения количества комбинаций, по-

сколько даже при малой статистике в этих интервалах аппроксимация спектров суперпозицией функции Гаусса и линейной функции является вполне корректной задачей.

Таким образом, количество ассоциативно рожденных $\phi\Lambda^0$ составило 2818 ± 160 комбинаций. Комбинаторный фон в области сигнала мал.

6 Анализ импульсных спектров и распределений по множественности треков в событиях

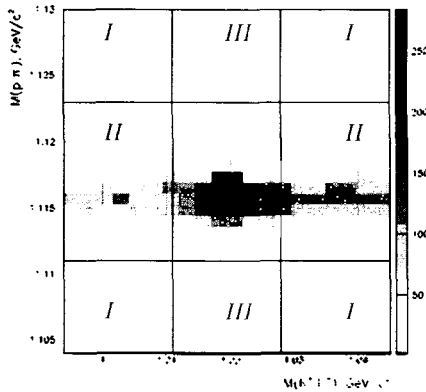


Рис. 6: Распределение эффективной массы $M(\phi\pi^-)$ в зависимости от эффективной массы $M(K^+K^-)$.

Для вычитания фона в спектрах, соответствующих ассоциативному рождению $\phi\Lambda^0$, был проведен анализ комбинаций в восьми двумерных массовых интервалах, расположенных вокруг сигнала и показанных на рис.6. Рассматривались три источника фона:

- I. некоррелированный фон (F_0) от событий, в которых $(K^+K^-)/(\phi\pi^-)$ -пары не являются продуктами распада ϕ -мезонов и Λ^0 соответственно; определяется путем усреднения числа комбинаций в четырех массовых интервалах вне области масс ϕ -мезона и Λ^0 ;
- II. коррелированный фон (F_1) от событий совместного образования Λ^0 со случайными (K^+K^-) -парами; определяется как усредненное число комбинаций в двух областях в области массы Λ^0 и вне области массы ϕ -мезона (число комбинаций в этих массовых интервалах соответствует $F_0 + F_1$);

III. коррелированный фон (F_2) от событий совместного образования ϕ -мезонов со случайными ($p\pi^-$)-парами, которые не являются продуктами распада Λ^0 ; определяется в результате усреднения числа комбинаций в двух областях вне области массы Λ^0 и в области массы ϕ -мезона (количество комбинаций в этих массовых интервалах соответствует $F_0 + F_2$).

Каждый двумерный массовый интервал вокруг сигнала в распределении эффективной массы $M(p\pi^-)$ в зависимости от эффективной массы $M(K^+K^-)$ отмечен на рис.6 цифрой, соответствующей перечисленным выше источникам фона.

В результате вычитания фона ($F_0 + F_1 + F_2$) были получены спектры продольного (P_l) и поперечного (P_t^2) импульсов ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 (гистограммы на рис.7), а также распределение событий по множественности заряженных частиц (гистограмма на рис.8).

7 Определение эффективности регистрации инклюзивного ассоциативного рождения $\phi\Lambda^0$

Для расчета эффективности регистрации рождения $\phi\Lambda^0$ моделирование выполнялось двумя способами: применялся скорректированный генератор FRITIOF и так называемая модель компаунд-частицы, основанная на двухчастичном распаде частицы с переменной массой и параметризации дифференциального сечения ее рождения по переменной Фейнмана (X_F) и квадрату поперечного импульса (P_t^2).

7.1 Скорректированная модель FRITIOF

При начальном моделировании реакции



использовался генератор FRITIOF [10]. Затем проводилась коррекция импульсных спектров ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 в соответствии с экспериментальными распределениями путем наложения на события весовой функции, зависящей от импульсов изучаемых частиц. Весовая функция (WF) имеет следующий вид:

$$WF = (1 - |X_F|)^n \cdot \exp(-b \cdot P_t^2) \cdot P_n,$$

где n и b – свободные параметры; P_n – функция, зависящая от импульса налетающего нейтрона пучка $P_l(n)$ и продольного импульса P_l соответствующей частицы.

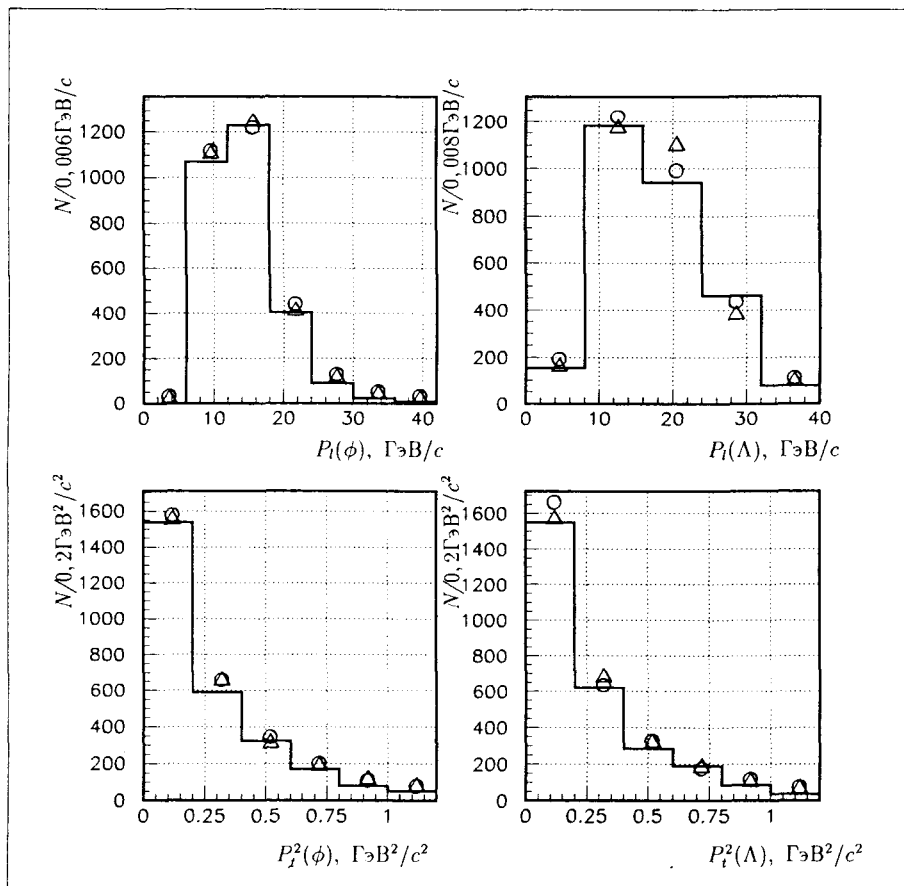
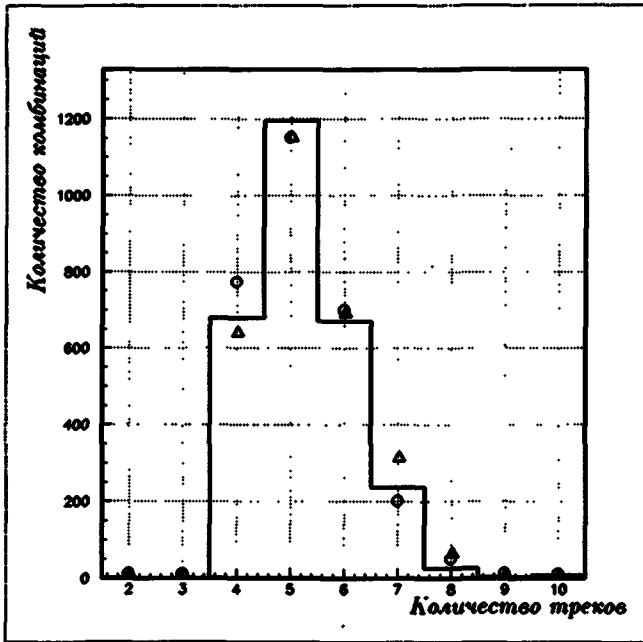


Рис. 7: Импульсные спектры ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 ; N - количество комбинаций. Гистограмма - эксперимент; \circ - скорректированная модель FRITIOF; Δ - модель компаунд-частицы



Эксперимент:
Среднее
значение = 5,211
Среднеквадратичное
отклонение = 0,969

○ Скорректированная
модель FRITIOF:
Среднее
значение = 5,154
Среднеквадратичное
отклонение = 0,949

△ Модель
компаунд-частицы:
Среднее
значение = 5,296
Среднеквадратичное
отклонение = 0,998

Рис. 8: Распределение по множественности заряженных частиц. Гистограмма – эксперимент; ○ – скорректированная модель FRITIOF; △ – модель компаунд-частицы

Для ϕ -мезона использовались следующие значения: $n = 3,25$, $b = -0,41$, $Pn = 1$; для Λ^0 -гиперона: $n = 1,00$, $b = -1,08$, $Pn = 3,35 - 17,64 \cdot p + 41,59 \cdot p^2 - 33,28 \cdot p^3$, где $p = P_1(\Lambda^0)/P_1(n)$.

При этом (см. рис. 7, 8) достигнуто хорошее согласие экспериментальных и моделированных спектров продольных и поперечных импульсов (P_1 , P_1^2) ассоциативно рожденных $\phi\Lambda^0$, а также множественности заряженных частиц. Моделированные спектры отнормированы на количество экспериментальных событий.

7.2 Модель компаунд-частицы

В рамках этой модели предполагалось, что рождение ϕ и Λ^0 происходит через эффективную компаунд-частицу B с переменным значением инвариантной массы:

$$n + N \longrightarrow B + K^0 + N + X \quad (11)$$

с последующим ее распадом

$$B \rightarrow \phi + \Lambda^0, \quad (12)$$

где X – дополнительные частицы, рождение которых разыгрывалось в рамках модели JETSET [11].

На первом этапе импульс B разыгрывался в системе центра масс налетающего нейтрона и нуклона мишени (протона или нейтрона с равной вероятностью) с учетом ограничений, накладываемых законами сохранения. При этом дифференциальное сечение рождения B параметризовалось в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dX_F \cdot dP_t^2} \propto (1 - |X_F|)^n \cdot \exp(-b \cdot P_t^2), \quad (13)$$

где n, b – свободные параметры модели (см. [12]), описывающие рождение соответствующей частицы: для реакции (11) подобраны следующие параметры рождения компаунд-частицы: $n = 2.3$, $b = 2.0$.

Проводилась коррекция импульсных спектров B , ϕ и Λ^0 , а также спектра эффективных масс $M(B)$ в соответствии с экспериментальными распределениями путем подбора вероятностей отказа от разыгранных событий. При этом минимизировался критерий χ^2 соответствия каждого из сопоставляемых моделированных и экспериментальных распределений.

Сравнение экспериментальных и моделированных спектров продольных и квадратов поперечных импульсов (P_L , P_t^2) ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 дано на рис.7; спектры продольных и поперечных импульсов компаунд-частицы, эффективных масс $M(K^+K^-p\pi^-)$ представлены на рис.9. Моделированные спектры отнормированы на количество экспериментальных событий. Было достигнуто хорошее согласие этих спектров. Для улучшения согласия распределений событий по множественности заряженных частиц подбирались вероятности отказа от разыгранных событий, позволившие совместить средние величины экспериментальной и моделированной множественностей заряженных частиц (рис.8).

7.3 Вычисление эффективности регистрации $\phi\Lambda^0$

Для определения сечения инклюзивного рождения исследуемых пар частиц была рассчитана эффективность их регистрации ϵ .

Систематическая ошибка эффективности регистрации при использовании *скорректированной модели FRITIOF* определялась путем варьирования вероятностных функций отказа от разыгранных событий. Варьирование производилось таким образом, что при сравнении экспериментальных и моделированных распределений значение χ^2 изменялось не более, чем на величину 1,07, определяемую 70% уровнем достоверности [13]. Это привело к вариациям эффективности регистрации на 10%.

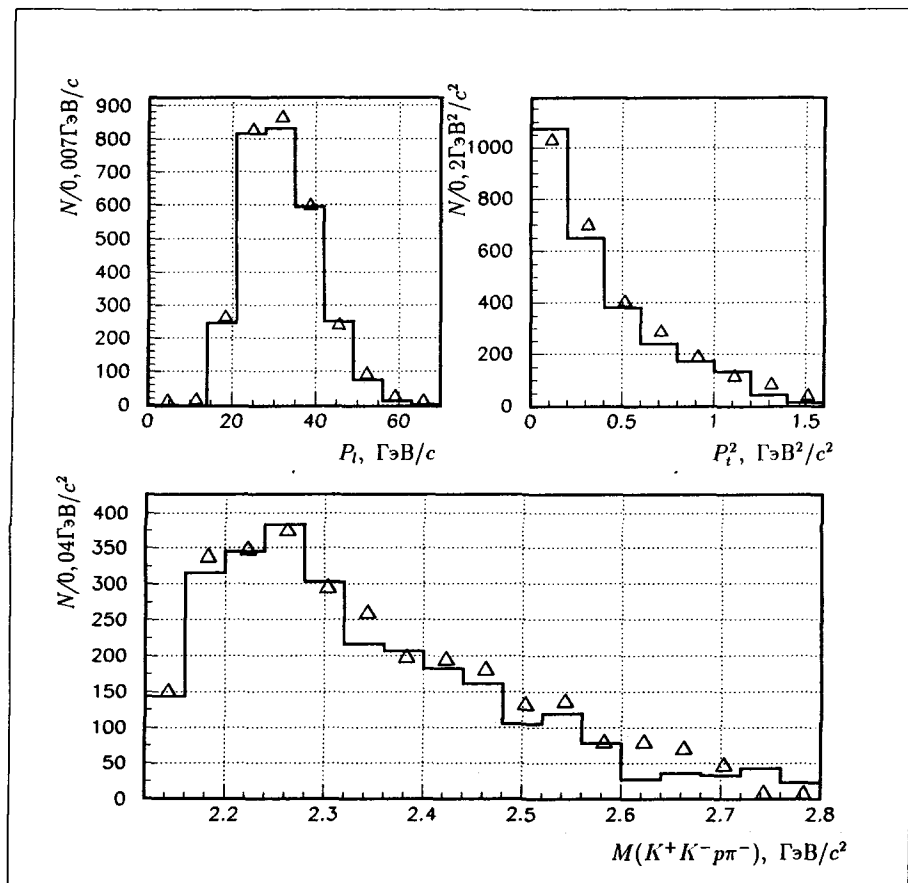


Рис. 9: Модель композитной частицы. Спектры продольных и поперечных импульсов композитной частицы, эффективных масс $M(K^+ K^- \pi^-)$. Гистограмма – эксперимент; Δ – модель композитной частицы

При использовании модели композитной частицы основной вклад в систематическую ошибку дает чувствительность результата к множественности заряженных частиц в событиях. В результате дополнительного анализа, позволившего получить хорошее согласие экспериментальной и моделированной множественностей заряженных частиц (см. раздел 7.2), изменение эффективности регистрации составило 19%.

Таким образом, с учетом вышесказанного полученные значения эффективности регистрации $\phi\Lambda^0$ для каждой модели представлены в табл.3.

Таблица 3: Значения эффективностей регистрации

	$\epsilon, \%$
Скорректированная модель FRITIOF	$0.097 \pm 0.002_{(стат.)} \pm 0.010_{(сист.)}$
Модель композитной частицы	$0.100 \pm 0.004_{(стат.)} \pm 0.020_{(сист.)}$

Хорошее согласие полученных независимых результатов подчеркивает их устойчивость к критериям анализа. В качестве окончательного значения сечения инклюзивного рождения $\phi\Lambda^0$ выбран результат, полученный при использовании скорректированной модели FRITIOF, так как в этой модели было получено лучшее согласие экспериментальных и моделированных импульсных спектров, а также распределений событий по множественности заряженных частиц. Разница значений эффективностей, полученных для разных моделей, учтена в систематической ошибке окончательного результата. Таким образом, полученная эффективность регистрации $\phi\Lambda^0$ составила

$$\epsilon = (0.097 \pm 0.002_{(стат.)} \pm 0.010_{(сист.)})\%$$

8 Определение дифференциального сечения инклюзивного ассоциативного рождения $\phi\Lambda^0$

Дифференциальное сечение инклюзивного ассоциативного рождения $\phi\Lambda^0$ вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{N \cdot A}{Mn \cdot T \cdot N_{Ab} \cdot \epsilon \cdot Br_1 \cdot Br_2}, \quad (14)$$

где $N = 2818 \pm 160$ – количество событий ассоциативного образования $\phi\Lambda^0$; $A = 12,011$ – атомный вес ядра мишени; $Mn = (2,311 \pm 0,084) \cdot 10^{11}$ – число нейтронов, прошедших через установку за время экспозиции; $T = 1,3 \text{ г/см}^2$ –

толщина мишени: $N_{\text{Ав}}$ – число Авогадро; ϵ – эффективность регистрации; $Br_1 = (49,1 \pm 0,8) \%$ – парциальная ширина распада $\phi \rightarrow K^+ K^-$; $Br_2 = (63,9 \pm 0,5) \%$ – парциальная ширина распада $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$.

Статистическая погрешность сечений определялась из ошибки вычисленного в разделе 5 количества событий ассоциативного образования $\phi \Lambda^0$.

В систематическую ошибку определения сечения входят: ошибка эффективности регистрации ассоциативно рожденных ϕ и Λ^0 , погрешность измерения количества нейтронов, прошедших через всю установку за время экспозиции, точность измеренных парциальных ширин распадов $\phi \rightarrow K^+ K^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$.

Таким образом, из (14) с учетом вышеперечисленных погрешностей получено:

$$\sigma(\phi \Lambda^0 X) = (614 \pm 35_{\text{(стат.)}} \pm 67_{\text{(сист.)}}) \text{ мкб/ядро.} \quad (15)$$

9 Выводы

В результате детального изучения ассоциативного рождения $\phi \Lambda^0$ в нейтрон-углеродных взаимодействиях с помощью установки ЭКСЧАРМ на серпуховском ускорителе с наилучшей точностью измерено сечение инклюзивного ассоциативного рождения $\phi \Lambda^0$:

$$\sigma(\phi \Lambda^0 X) = (614 \pm 35_{\text{(стат.)}} \pm 67_{\text{(сист.)}}) \text{ мкб/ядро.}$$

Единственная оценка инклюзивного сечения ассоциативного рождения $\phi \Lambda^0$ в адронных взаимодействиях была получена в эксперименте БИС-2 [14], выполненном на серпуховском ускорителе. Вклад процессов образования $\phi \Lambda^0$ в нейтрон-протонных взаимодействиях при энергии нейтронов пучка 30–70 ГэВ в инклюзивное сечение рождения ϕ -мезонов составил $(20 \pm 4) \%$. Используя приведенное в работе [14] значение сечения инклюзивного рождения ϕ и предполагая его линейную зависимость от атомного номера мишени, можно получить величину сечения ассоциативного рождения $\phi \Lambda^0$, равную (528 ± 216) мкб/ядро. Результат данной работы в пределах ошибок согласуется с полученной из [14] величиной, но имеет существенно лучшую точность.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 03-07-90385.

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] Алеев А.Н., Баландин В.П., Брагадиреану А. и др. Измерение энергетического спектра нейтронного пучка канала 5Н серпуховского ускорителя. ОИЯИ, Р13-94-312. Дубна, 1994. 16 с.
- [3] Aleev A.N., Arefiev V.A., Balandin V.P. et al. Proportional chambers with a $2 \times 1 \text{ m}^2$ working area for the EXCHARM spectrometer. IET. Vol. 38, No. 4, Part 1, 1995, p. 425-433.
Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. Пропорциональные камеры с размером рабочей области $2 \times 1 \text{ м}^2$ спектрометра ЭКСЧАРМ. ПТЭ 1995, N4. с.8-20.
- [4] Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. Бесфильмовый спектрометр БИС-2 и его физические характеристики. ОИЯИ, 1-80-644. Дубна, 1980. 17с.
Айхнер Г., Алеев А.Н., Арефьев В.А. и др. Система пропорциональных камер спектрометра БИС-2. ПТЭ, 1982, N3, с.40-44.
Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. БИС-2 - спектрометр для поиска и исследования узких резонансов. ПТЭ 1991, N1, с.50-60.
- [5] Войчишин М.Н., Гуськов Б.Н., Девицин Е.Г. и др. Черенковский пороговый газовый четырнадцатиканальный счетчик. ПТЭ, 1985, N3, с. 71-73.
- [6] Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. Пороговый газовый 32-канальный черенковский счетчик спектрометра ЭКСЧАРМ. ОИЯИ, Р13-94-520, Дубна. 1994. 12 с.
- [7] Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. Спектрометр ЭКСЧАРМ. ПТЭ, 42 (1999) 481.
- [8] Зинченко А.И., Камбурян А.Ф., Капишин М.Н. и др. BISMXS – программа статистического анализа данных со спектрометра БИС-2. Препринт ИФВЭ АН КазССР 92-01. Алма-Ата. 1992. 91 с.
- [9] K. Hagiwara et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 66, 010001 (2002) (URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [10] Hong Pi, Comp.Phys.Comm., 1992, v.71, p.173.
- [11] Sjostrand T., Comp.Phys.Comm., 1994, v.82, p.74.
- [12] A.B.Kaidalov and O.I.Piskunova Z.Phys. C, 1986, v.30, 145-150.
- [13] MINUIT. Reference Manual. Version 94.1. CERN Preprint, 1994.
- [14] Aleev A.N., Arefiev V.A., Balandin V.P. et al. ϕ -meson Production in Neutron-Nucleus Interactions at 30-70 GeV. JINR, E1-90-316, Dubna, 1990, 9p.

Получено 21 августа 2003 г.