

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-99-85

На правах рукописи
УДК 539.126

М-534

МЕСТВИРИШВИЛИ
Алексей Шотаевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ
В НЕЙТРОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
НА СЕРПУХОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1999

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

Доктор физико-математи-
ческих наук Кекелидзе
Владимир Дмитриевич

Кандидат физико-матема-
тических наук Татишвили
Гоча Тариелович

Официальные оппоненты :

Доктор физико-математи-
ческих наук Сапожников
Михаил Григорьевич

Доктор физико-математи-
ческих наук Будагов
Юлиан Арамович

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Московский
инженерно-физический институт (технический университет).

Защита диссертации состоится _____ 1999 года в
_____ час. на заседании диссертационного совета _____
при Лаборатории сверхвысоких энергий Объединенного института
ядерных исследований, Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛСВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан _____ 1999 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета.


Кривохижин В.Г.

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

В рамках кварковой модели нарушенной SU(3)-симметрии с идеальным смешиванием октетного ($|V_8\rangle$) и синглетного ($|V_1\rangle$) состояний с нулевыми квантовыми числами гиперзаряда и изоспина ϕ -мезон является членом нонета векторных мезонов. В рамках параметризации физических состояний ω -и ϕ -мезонов

$$|\omega\rangle = \cos\theta_v \cdot |V_1\rangle + \sin\theta_v \cdot |V_8\rangle, \\ |\phi\rangle = -\sin\theta_v \cdot |V_1\rangle + \cos\theta_v \cdot |V_8\rangle,$$

где $|V_8\rangle = 1/\sqrt{6} \cdot |u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle$ и $|V_1\rangle = 1/\sqrt{3} \cdot |u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s}\rangle$, это соответствует углу смешивания $\theta_v \approx 35^\circ$ ($\tan\theta_v = 1/\sqrt{2}$). Анализ соотношений масс векторных мезонов указывает, однако, на незначительное отклонение от идеального смешивания $|V_1\rangle - |V_8\rangle$ состояний ($\theta_v \approx 39^\circ$), что соответствует примеси нестранных кварков в составе ϕ -мезона на уровне $\approx 0,5\%$. Таким образом, ϕ -мезон представляет почти чистое $s\bar{s}$ -состояние, и, в этом смысле, является первым членом семейства векторных мезонов со скрытым ароматом ($\phi, J/\Psi, \Upsilon$).

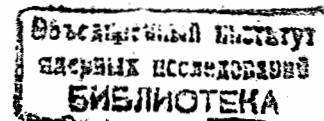
До настоящего времени исследования характеристик рождения ϕ -мезонов проводились в разных пучках ($\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$) при разных энергиях, но исследование ϕ -мезонов в нейтронных пучках было предпринято только в эксперименте БИС-2, проведенном на серпуховском ускорителе У70.

В рамках модели однобозонного обмена сечение образования ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях существенно выше (≈ 5 раз), чем в протон-нуклонных взаимодействиях.

Данных же по исследованию характеристик рождения ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях недостаточно, чтобы провести адекватное сравнение с результатами экспериментов в протонных и антипротонных взаимодействиях. Поэтому получение новых данных о рождении ϕ -мезонов нейтронами позволит глубже понять механизм образования резонансов со скрытой странностью.

Значительный интерес представляет исследование таких аспектов адронного рождения ϕ -мезонов, как особенности их инклюзивного парного образования, проверка справедливости правила Окубо-Цвейга-Иизуки (ОЦИ).

Для исследования инклюзивного образования одиночных и парных ϕ -мезонов изучались реакции



$$n + N \rightarrow \phi + X \quad (1)$$

и

$$n + N \rightarrow \phi\phi + X. \quad (2)$$

Основной целью работы является исследование инклюзивного образования ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях, измерение сечений одиночного и парного рождения ϕ -мезонов, сопоставление полученных результатов с данными других экспериментов и с теоретическими моделями, проверка правила ОЦИ. Для решения поставленной задачи анализировалась экспериментальная информация, накопленная с помощью установки ЭКСЧАРМ в 1994 году. Эксперимент проводился в нейтронном пучке канала 5Н серпуховского ускорителя У70.

Новизна и научная значимость работы

- С наибольшей точностью измерены характеристики инклюзивного рождения ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях:
 - параметры инвариантных спектров;
 - сечения одиночного и парного образования ϕ -мезонов.
- Впервые получено указание на нарушение правила ОЦИ при исследовании инклюзивного парного образования ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях и измерена степень нарушения этого правила в таких процессах.

Апробация работы. Результаты, выносящиеся на защиту, многократно обсуждались на рабочих совещаниях коллаборации ЭКСЧАРМ, на лабораторных семинарах Объединенного института ядерных исследований, были представлены на научной сессии Московского инженерно-физического института, обсуждались на семинарах в Институте физики Академии наук Республики Грузии, были представлены на международной конференции ЕРАС - 98.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 110 страниц.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность выбранной темы исследования, дан обзор опубликованных данных по образованию ϕ -мезонов в адронных реакциях и ОЦИ правила, сформулирована цель диссертации, приведена ее структура.

В первой главе проанализированы основные требования, предъявляемые к экспериментам для решения поставленной задачи: надежная идентификация заряженных частиц; высокое разрешение по эффективной массе вторичных частиц; высокая светимость эксперимента; высокая эффективность регистрации ϕ -мезонов.

Результаты, лежащие в основе диссертации, получены с помощью спектрометра ЭКСЧАРМ, который расположен в канале нейтральных частиц серпуховского ускорителя. Энергетический спектр нейтронов пучка приведен на рис.1.

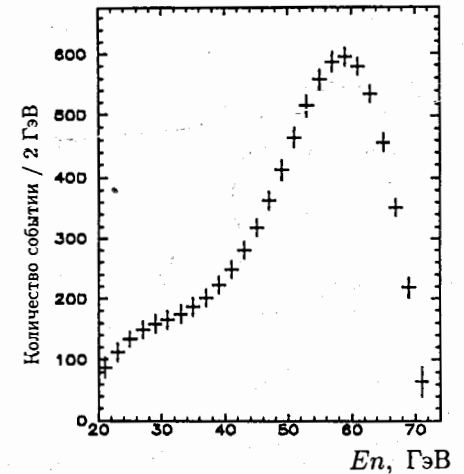


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов

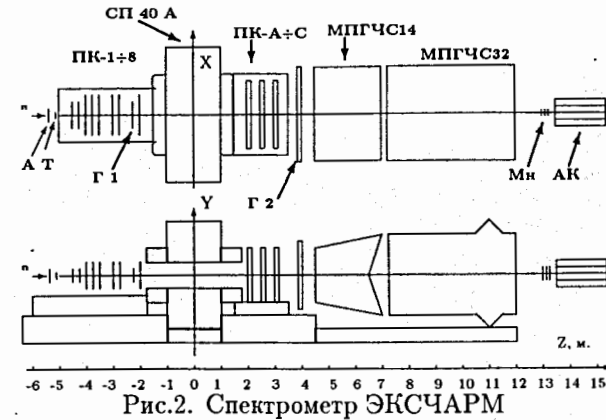


Рис.2. Спектрометр ЭКСЧАРМ

На рис.2 приведена схема основных элементов установки ЭКСЧАРМ. В состав установки входят: антисчетчик А; углеродная мишень Т толщиной $1,3 \text{ г/см}^2$ по пучку; анализирующий магнит СП-40А, который имеет апертуру $274 \times 49 \text{ см}^2$ (магнит изменяет поперечную компоненту импульса заряженных частиц примерно на $0,6 \text{ ГэВ/с}$; система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности); система из 11 двух- и трехкоординатных многопроволочных пропорциональных камер ПК, расположенных до и после магнита (максимальные размеры камер перед магнитом $100 \times 60 \text{ см}^2$, за магнитом — $200 \times$

100 см²); годоскопы сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые для выработки сигнала, запускающего установку (триггер); сцинтилляционные счетчики монитора нейтронного пучка Мн; адронный калориметр АК, используемый для восстановления энергетического спектра нейтронов в пучке; четырнадцатиканальный (МПГЧС-14) и тридцатидвухканальный (МПГЧС-32) пороговые газовые черенковские счетчики, используемые для идентификации заряженных частиц; (МПГЧС-14 заполнен фреоном-12, МПГЧС-32 – воздухом, оба – при атмосферном давлении).

Система запуска установки настроена на регистрацию событий, которые в конечном состоянии содержат четыре и более заряженные частицы, прошедшие через всю установку.

Расположение элементов установки описывается в правой ортогональной системе координат, начало которой совпадает с геометрическим центром межполюсного зазора магнита. Ось Z направлена вдоль оси пучка, а ось Y – вверх.

Во второй главе описаны проведенные измерения магнитного поля спектрометрического магнита СП40А, созданный специально для этих целей координатный механизм и магнитометрическая аппаратура, приведены результаты измерения (рис.3).

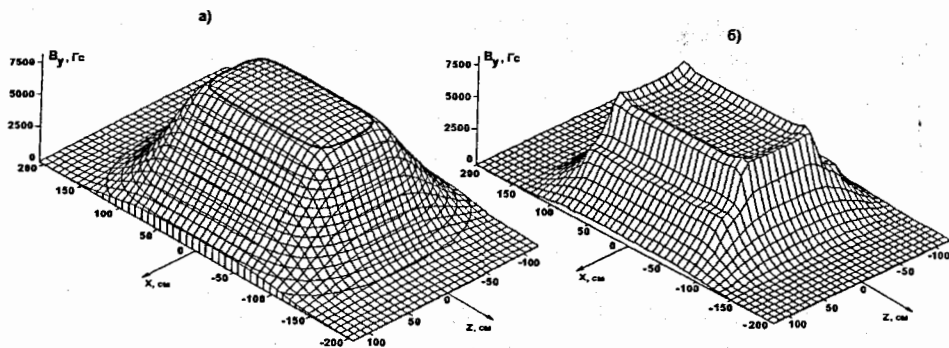


Рис.3. Компонента магнитного поля B_y , измеренная в плоскостях $y = 0$ см (а) и $y = 20$ см (б)

Третья глава посвящена методике обработки экспериментальной информации. Приведена общая структура поэтапного анализа данных, описаны применяемые алгоритмы геометрической реконструкции первичной информации. Обоснованы применяемые критерии при выделении событий нужной конфигурации.

Поиск ϕ -мезонов в реакциях (1) и (2) осуществлялся по их распадам на два заряженных каона. События отбирались из $\approx 119 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-нуклонных взаимодействий, зарегистрированных спектрометром ЭКСЧАРМ, в соответствии с требованиями: для изучения реакции (1) события должны были содержать не менее одной пары треков, состоящих из положительно и отрицательно заряженной частицы; для изучения реакции (2) события должны были содержать не менее двух таких пар; минимальное расстояние между восстановленными траекториями пар частиц не должно превышать $3\delta_b$, где $\delta_b \approx 1,5$ мм – экспериментальное разрешение по этой величине; восстановленная вершина взаимодействия должна была находиться в пределах мишени, ее Z-координата не должна была превышать Z-координату мишени на $5 \cdot \delta_z$, где $\delta_z \approx 1$ см – разрешение спектрометра по этой величине.

Для применения системы идентификации при выделении K^\pm исключались пары траекторий – кандидатов в ϕ -мезоны, продольная составляющая суммарного импульса которых $P_l < 8$ ГэВ/с. При этом заряженные частицы, входящие в оставшиеся комбинации, как правило, имели импульсы выше порога идентификации пиона.

При идентификации заряженных частиц с помощью МПГЧС-14 и МПГЧС-32 для каждой заряженной частицы рассчитывалась относительная вероятность ее идентификации (т.н. "вес") как адрон определенного типа – $W(i)$, 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 типам. Определяемые $W(i)$ 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. Для подавления фона в спектре эффективных масс применялось ограничение на $W(K^\pm)$

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

При этом исключается область неопределенности ($W(K^\pm) = 1$) и достигается значительное подавление фона (более 90%) при относительно небольшой потере сигнала.

В этой же главе описаны программы моделирования, которые использовались при анализе данных.

Четвертая глава посвящена исследованию инклюзивного образования ϕ -мезонов в пучке нейтронов. На рис.4 приведено распределение по инвариантной массе – $M(K^+K^-)$, на котором четко выделяется сигнал от

ϕ -мезонов.

Параметры сигнала были определены в результате аппроксимации спектра функцией Брейта – Вигнера (Bw), скорректированной гауссовой функцией ($G(m, \delta)$), разрешения спектрометра в области массы ϕ -мезона путем интегрирования, и фоновой функцией $BG(M)$. Такая функция фитирования имеет следующий вид:

$$F(M) = \tilde{B}\tilde{W}(M) + BG(M), \quad (4)$$

$$\text{где } \tilde{B}\tilde{W}(M) = \int G(m, \delta) \cdot Bw(m) \cdot dm. \quad (5)$$

При этом функция Брейта – Вигнера параметризована следующим образом:

$$Bw(m) = \frac{mM_0\Gamma}{(m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2}, \quad (6)$$

где Γ – ширина сигнала; M_0 – среднее значение эффективной массы $M(K^+K^-)$ для сигнала; $\delta = 1,7 \pm 0,3$ МэВ/с² – значение разрешения спектрометра в области массы ϕ -мезона, рассчитанное методом Монте-Карло.

Фоновая функция имеет вид

$$BG(m) = A + B\sqrt{(m^2 - M_t^2)} + Cm, \quad (7)$$

где $M_t = M(K^+) + M(K^-)$.

Такая функция была выбрана из предположения гладкости спектра масс для фона. Она хорошо согласуется со спектром в области масс вне сигнала.

В результате аппроксимации были получены следующие значения для массы M_0 и ширины сигнала Γ :

$$M_0 = (1019,5 \pm 0,2) \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = (4,5 \pm 0,1) \text{ МэВ}/c^2.$$

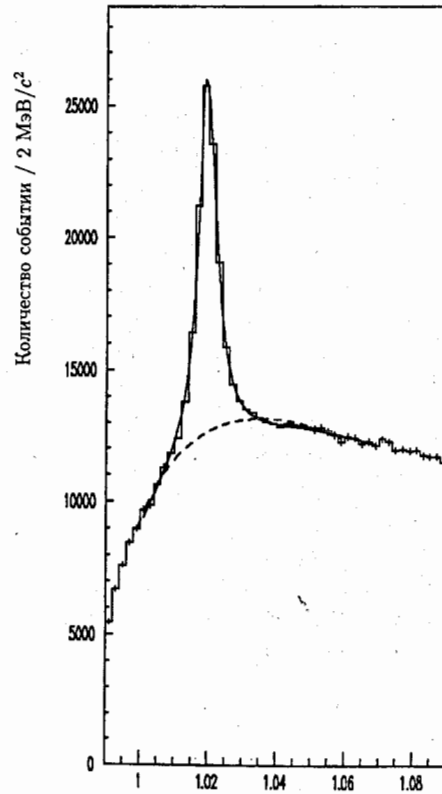


Рис.4. Спектр инвариантных масс $M(K^+K^-)$

Полученные значения хорошо согласуются с табличными. В результате такой аппроксимации было выделено 60350 ± 650 комбинаций, соответствующих ϕ -мезонам, над фоном 162000 комбинаций.

Характеристики дифференциальных сечений инклюзивного рождения ϕ -мезонов в реакции (1) определялись в рамках следующей параметризации:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dP_t^2} \propto (1 - x_F)^n e^{-bP_t^2}, \quad (8)$$

где x_F – переменная Фейнмана, P_t^2 – квадрат поперечной составляющей импульса.

Показатель n в (8) определялся итерационным способом из сопоставления экспериментального и моделированного спектров по P_t . Значение n варьировалось в широких пределах, для каждого из которых вычислялась величина χ^2 , характеризующая согласие этих спектров. Показатель b в (8) определялся в результате аппроксимации скорректированного с учетом акцептанса спектра по P_t^2 экспоненциальной функцией вида $f(P_t^2) = A e^{-bP_t^2}$.

Сравнение восстановленных экспериментальных спектров P_t и P_t^2 с моделированными представлены на рис.5. Это сравнение указывает на хорошее согласие выбранной модели с экспериментальными данными.

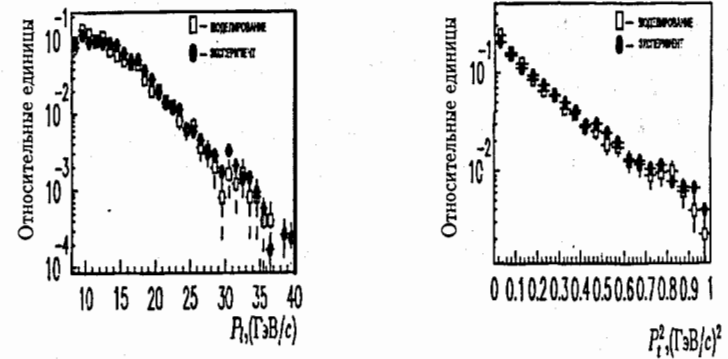


Рис.5. Сравнение спектров по P_t и P_t^2 для экспериментальных моделированных событий

В результате такой процедуры получены следующие значения для n и b , соответствующие величине $\chi^2 \approx 1$:

$$n = 5,0_{-0,5}^{+0,2}, \quad (9)$$

$$b = (2,8 \pm 0,2) (\text{ГэВ}/c)^{-2}. \quad (10)$$

Полученные значения показателей n и b хорошо согласуются с показателями, полученными в других экспериментах, проведенных в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Сравнения этих значений приведены в табл. 1.

Таблица 1

Реакция, импульс, x_F интервал	n	$b, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$
$nC, 20 - 70 \text{ ГэВ}/c, x_F > 0,1$ ЭКСЧАРМ	$5,0^{+0,2}_{-0,5}$	$2,8 \pm 0,2$
$pP, 30-70 \text{ ГэВ}/c, x_F > 0,1$	$4,28 \pm 0,42$	$3,02 \pm 0,55$
$pBe, 70 \text{ ГэВ}/c, x_F > 0,41$	$6,0 \pm 1,7$	$2,4 \pm 0,7$
$pp, 93 \text{ ГэВ}/c, 0,2 > X_f > 0,1$	—	$3,34 \pm 0,57$
$pBe, 100 \text{ ГэВ}/c, 0,22 > X_f > 0,14$	—	$3,18 \pm 0,33$
$pBe, 120 \text{ ГэВ}/c, 0,45 > X_f > 0,0$	—	$3,0 \pm 0,1$
$pBe, 150 \text{ ГэВ}/c, X_f > 0,15$	$4,06 \pm 0,40$	—

С учетом выбранных параметров модели рождения ϕ -мезонов в реакции (1) была рассчитана эффективность регистрации ϕ -мезонов, которая составила $\epsilon = (1,02 \pm 0,05(\text{стат.}) \pm 0,17(\text{сист.})) \%$. При расчете этой эффективности принимались во внимание геометрическая эффективность регистрации ϕ -мезонов, эффективность срабатывания системы запуска установки, эффективность системы идентификации заряженных частиц и потери событий из-за применяемых ограничений при отборе реакции (1). Систематическая ошибка обусловлена в основном неопределенностями, связанными с моделью рождения сопровождающих частиц и логикой запуска установки (более четырех заряженных частиц).

С учетом этой эффективности было рассчитано полное сечение инклюзивного образования ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях, равное

$$\sigma = (276 \pm 21(\text{стат.}) \pm 45(\text{сист.})) \text{ мкб.}$$

В пятой главе исследуются процессы парного образования ϕ -мезонов. Для выделения реакции (2) отбирались события, содержащие кандидаты в два ϕ -мезона. Двумерное распределение по $M(K^+K^-)_1$ и $M(K^+K^-)_2$ (определенных соответственно для первой и второй пары - кандидатов в ϕ -мезоны) приведено на рис.6. В области значений масс $M(K^+K^-)_1$ и $M(K^+K^-)_2$, близких к массе ϕ -мезона, наблюдается превышение над фоном, которое обусловлено событиями парного образования ϕ -мезонов. При этом комбинаторный фон в области наблюдаемого сигнала не превышает 1%. Для оценки количества событий, содержащих пару ϕ -мезонов, спектр по $M(K^+K^-)_1$ разбивался на равные интервалы по $5 \text{ МэВ}/c^2$, для каждого из которых строилось распределение по

$M(K^+K^-)_2$. Количество ϕ -мезонов в каждом интервале определялось с использованием вышеописанной процедуры фитирования (5).

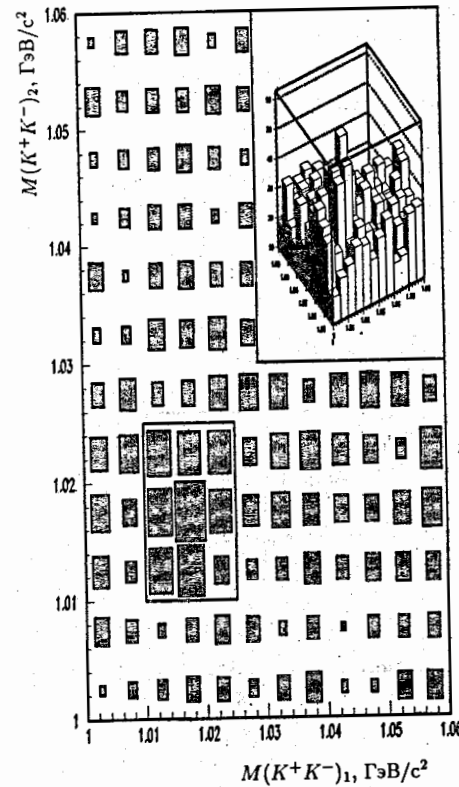


Рис.6. Спектр $M(K^+K^-)_1$ в зависимости от $M(K^+K^-)_2$

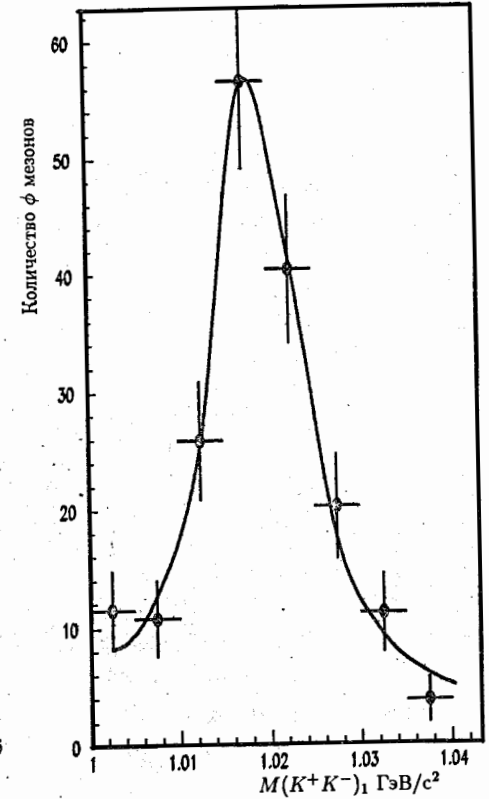


Рис.7. Количество ϕ -мезонов в зависимости от $M(K^+K^-)_1$

На рис.7 представлено распределение количества ϕ -мезонов, определенных из спектров по $M(K^+K^-)_2$, построенных для событий, отобранных из равномерных интервалов спектра по $M(K^+K^-)_1$. Из этого распределения было определено количество событий, содержащих два ϕ -мезона:

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

Для определения сечения парного рождения ϕ -мезонов моделировалась реакция (2). Инклюзивные дифференциальные сечения для каждого из ϕ -мезонов параметризовались (8) с ранее определенными параметрами n и b . Сопровождающие частицы разыгрывались в рамках модели JETSET. Представлен-

ные на рис.8 распределения продольных и поперечных импульсов ϕ -мезонов экспериментальных и моделированных событий реакции (2) указывают на их хорошее согласие.

Распределение по множественности (N_c) зарегистрированных в эксперименте заряженных частиц удовлетворительно согласуется с соответствующим распределением для моделированных событий (рис.9). Это свидетельствует о применимости выбранной модели для расчета эффективности регистрации и сечения парного образования ϕ -мезонов.

С учетом вышеизложенного, для событий (2), содержащих два ϕ -мезона, было получено значение полной эффективности их регистрации, равное $\epsilon = (3,0 \pm 0,47(\text{стат.}) \pm 0,31(\text{сист.})) \cdot 10^{-4}$. Это позволило рассчитать полное сечение реакции (2)

$$\sigma = 12,9 \pm 3,0(\text{стат}) \pm 1,3(\text{сист})\text{мкб.} \quad (11)$$

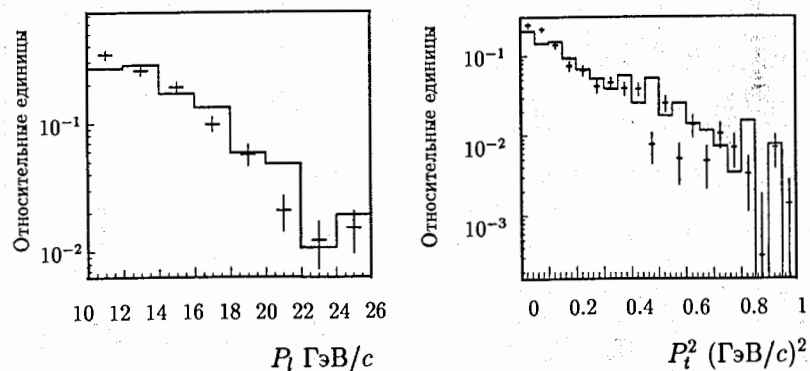


Рис.8. Сравнение спектров по P_L и P_t^2 для экспериментальных (точки) и моделированных (гистограмма) событий.

Согласно ОЦИ - правилу, рождение $\phi\phi$ -пар в нейтрон-нуклонных взаимодействиях должно сопровождаться как минимум парой странных частиц. Для его проверки среди отобранных событий - кандидатов в (2), искалась группа событий парного образования ϕ -мезонов с ассоциативным рождением странных частиц.

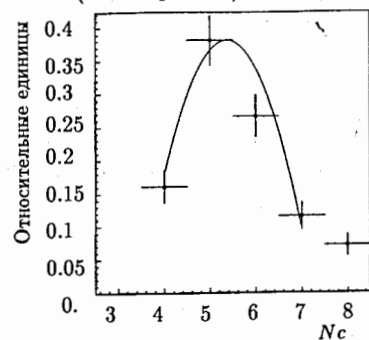


Рис.9. Сравнение распределений по множественности заряженных частиц для моделированных (кривая) и экспериментальных (гистограмма) событий

Для оценки эффективности регистрации сопровождающих частиц все события (2) были разделены на две группы - с сопровождением и без него. Количество $\phi\phi$ -событий в выделенных группах определялось с помощью описанной ранее процедуры. На рис.10 (а) и (б) приведены распределения по $M(K^+K^-)_1$ для указанных групп событий. Количество событий (2) различной конфигурации (с сопровождением и без него) было получено также путем моделирования в соответствии с ранее описанными условиями. Из результатов сравнения числа экспериментальных и моделированных событий различной конфигурации (табл.2) видно, что моделирование хорошо описывает условия эксперимента, поскольку воспроизводится соотношение числа событий (2) с сопровождением и без него.

На рис.10 (в) приведено распределение по $M(K^+K^-)_1$ для группы событий кандидатов в (2), 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 реакции (2), 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 $3,76 \text{ МэВ}/c^2$ для системы $\pi^+\pi^-$ и $1,55 \text{ МэВ}/c^2$ - для системы $p\pi^-$. Для выделения событий (2), 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 (3).

Как видно из приведенного распределения 10(в), не удалось выделить сигнал от двух ϕ -мезонов в сопровождении странных частиц. Верхняя граница числа таких событий со странными частицами среди сопровождения не превышает 10 при 95% у.д.

Для оценки ожидаемого числа событий (2), в которых могли бы быть идентифицированы дополнительные странные частицы K_s^0 , Λ^0 , K^+ или K^- , использовалась феноменологическая модель FRITIOF, 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 полученной оценки приведены в таблице 2. Приведенные в таблице 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 при 95% у. д.

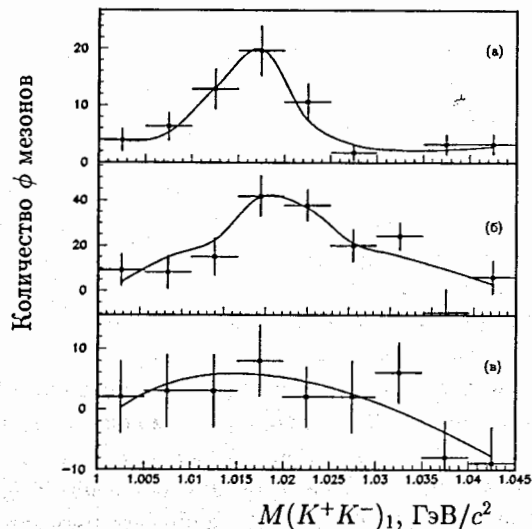


Рис.10. Спектры $M(K^+K^-)_1$ для событий (2) без сопровождения (а), с сопровождением (б) и со странными частицами среди сопровождения (в).

Таблица 2

Наблюдаемая конфигурация событий (2)	$\phi\phi$ с сопровождением ($\phi\phi + X$)		$\phi\phi$ 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

Основные результаты и выводы диссертации

1. В эксперименте, проведенном с помощью установки ЭКСЧАРМ, измерены показатели, характеризующие инклюзивное образование ϕ -мезонов в рамках параметризации дифференциального сечения в виде $\frac{d^2\sigma}{dx_F dP_T^2} \propto (1-x_F)^n \cdot e^{-bP_T^2}$

$$n = 5_{-0.5}^{+0.2}$$

$$b = (2.8 \pm 0.2)(\text{ГэВ}/c)^{-2}.$$

Эти значения, с одной стороны, хорошо описываются теоретической моделью "кваркового счета", а с другой - согласуются с показателями, полученными в других экспериментах, проведенных в нуклон-нуклонных взаимодействиях, и свидетельствуют об их независимости от сорта нуклона.

2. С наибольшей точностью измерено сечение инклюзивного рождения ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях при средней энергии налетающих нейтронов 51 ГэВ/с. Это сечение равно

$$\sigma = (276 \pm 21(\text{стат.}) + 45(\text{сист.})) \text{ мкб/нуклон.}$$

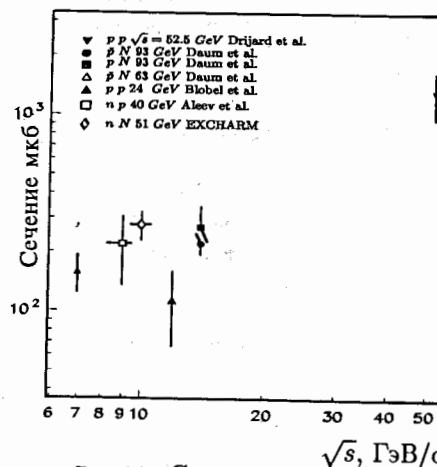


Рис.11. Сравнение полученного результата с данными других экспериментов

и указывает на рост сечения по сравнению с измерениями, проведенными при средней энергии нейтронов 40 ГэВ/с. Получено указание на увеличение этого сечения по сравнению с данными в протон-нуклонных и антипротон-нуклонных взаимодействиях при энергии первичных антипротонов 63 и 93 ГэВ. Это позволяет сделать вывод о том, что в процессах инклюзивного образования ϕ -мезонов доминирует схема однобозонного обмена.

3. Измерено сечение парного рождения ϕ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях, основанное на наибольшей статистике таких событий (124 ± 20), которое составило:

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

Эта величина согласуется со значением, полученным при близких энергиях.

4. В процессе парного образования ϕ -мезонов нейтронами наблюдается нарушение правила ОЦИ. Нижняя граница отношения сечения ОЦИ запрещенных процессов к полному сечению парного рождения ϕ -мезонов равна

0,09 при 95% у.д.

5. Определена верхняя граница сечения образования состояний $f(2300)$ и $f(2340)$ в нейтрон-нуклонных взаимодействиях при средней энергии нейтронов 51 ГэВ/с, которая составила

0,79 мкб/нуклон, с 95% у.д.

6. Проведены измерения поля спектрометрического магнита СП40А установки ЭКСЧАРМ с помощью специально созданной для этих целей магнитометрической аппаратуры и координатного механизма. Сформирована подробная карта магнитного поля (более 60000 точек), которая используется в программном обеспечении эксперимента. Создана относительно скоростная и эффективная процедура определения значения \vec{B} в любой точке межполюсного зазора магнита.

В основу диссертации легли публикации, вклад автора в которые в плане выполнения задач и получения физических результатов, изложенных в диссертации, является определяющим.

1. Алеев А.Н. ... Мествиришвили А.Ш. и др. Исследование инклюзивного образования ϕ -мезонов нейтронами на серпуховском ускорителе. Сообщение ОИЯИ Р1-96-437. Дубна, 1996.
2. Алеев А.Н. ... Мествиришвили А.Ш. и др. Измерения поля спектрометрического магнита установки ЭКСЧАРМ. Препринт ОИЯИ, Р1-97-368. Дубна, 1997. Направлено в журнал "Приборы и техника эксперимента".
Aleev.A.N. ... Mestvirishvili.A.Sh. et al. The magnetic field measuring of the EXCHARM spektrometer. Proc. EPAC-98, 1998.
3. Исследование парного рождения ϕ -мезонов нейтронами на серпуховском ускорителе. Труды научной сессии МИФИ-99, т.4, с.160. Сотрудничество ЭКСЧАРМ, представлено А.Ш.Мествиришвили.
4. Алеев А.Н. ... Мествиришвили А.Ш. и др. Исследование парного рождения ϕ -мезонов нейтронами. Краткие сообщения ОИЯИ, 1(93)-99, Дубна, 1999.

5. Алеев А.Н. ... Мествиришвили А.Ш. и др. Спектрометр ЭКСЧАРМ. Препринт ОИЯИ Р13-98-286. Дубна, 1998. Направлено в журнал "Приборы и техника эксперимента".

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1999 года.