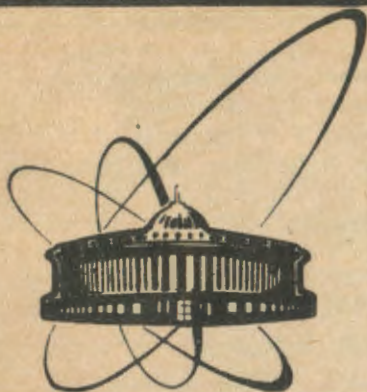


89-345



7
СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 458

Д1-89-345

Алеев А.Н.

ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ϕ -МЕЗОНОВ
В НЕЙТРОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 30-70 ГэВ

Сотрудничество БИС-2

1989

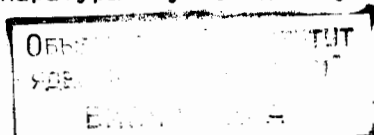
Для более глубокого понимания механизмов образования ϕ -мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях необходимы экспериментальные данные при разных энергиях в широкой кинематической области. Рождение ϕ -мезонов в pp -реакциях было исследовано, начиная с энергии 24 ГэВ^{1/}. Систематическое изучение механизмов рождения ϕ -мезонов в pp - и pA -взаимодействиях при более высоких энергиях от 93 до 200 ГэВ было осуществлено группой ACCMOR^{2-7/}. Имеются также данные FNAL в протонном пучке при 150 ГэВ^{8/} и данные ISR в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ^{9/}. В области промежуточных энергий были измерены характеристики образования ϕ -мезонов протонами с энергией 70 ГэВ в области фрагментации пучка $x_F > 0,4$ с помощью спектрометра СИГМА^{10/}. Однако сечение рождения ϕ -мезонов в этой кинематической области мало, и его экстраполяция в полную кинематическую область сильно модельно зависима. Поэтому при промежуточных энергиях необходимы также данные по рождению ϕ -мезонов в центральной кинематической области.

В данной работе представлены результаты изучения инклюзивного образования ϕ -мезонов в нейтронном пучке. Эксперимент выполнен с помощью спектрометра БИС-2 на серпуховском ускорителе при энергии нейтронов 30-70 ГэВ. Хотя главной задачей эксперимента было исследование адронного рождения очарованных частиц^{11/}, наблюдался также хороший сигнал ϕ -мезонов в моде распада $\phi \rightarrow K^+K^-$ /парциальная вероятность распада 49,5%/ . В отличие от эксперимента СИГМА мы регистрировали ϕ -мезоны во всей передней области. Поперечный импульс был ограничен значением $p_T < 1$ ГэВ/с. Это позволяло исследовать характеристики рождения ϕ -мезонов при промежуточных энергиях в широкой кинематической области и сравнить результаты с данными экспериментов в протонных пучках при различных энергиях.

Основными компонентами спектрометра БИС-2 являлись:

- жидководородная мишень длиной 30 см и диаметром 6 см;
- спектрометрический магнит с интегралом поля 2,1 Тл.м;
- две группы многопроволочных пропорциональных камер, расположенные до и после магнита;
- два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика;
- монитор пучка для измерения нейтронного потока.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Подробное описание аппаратуры и условий запуска спектрометра да-



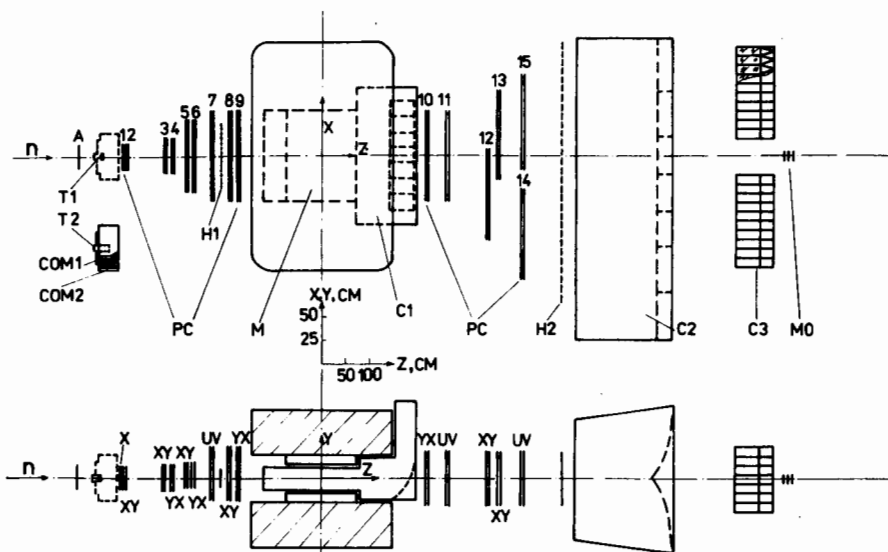


Рис. 1. Схема расположения элементов спектрометра БИС-2.

но в работах^[12]. Система запуска была настроена на регистрацию событий с четырьмя и более заряженными частицами, прошедшими пропорциональные камеры после магнита. Эффективный энергетический спектр нейтронного пучка для регистрации ϕ -мезонов лежал в пределах от 30 до 70 ГэВ с максимумом около 50 ГэВ. Из $8,9 \cdot 10^8$ первичных взаимодействий выбирались события с кандидатами в пары K^+K^- . Используя информацию с пороговых черенковских счетчиков, для каждой заряженной частицы вычислялась вероятность /статистический вес/ быть π , K или p ^[12]. Частица с каонным весом больше 1,2 метилась как K -мезон /максимальный вес равен 3/. Данное ограничение исключало частицы, однозначно идентифицированные как π или p , а также неидентифицированные частицы. Большая часть заряженных частиц имеет импульсы, недостаточные для полного отделения K от p . Таким образом, полученная выборка K^+K^- -пар включает фон от событий, где кандидат в K^+ есть p и/или кандидат в K^- есть \bar{p} .

Так как вертикальный размер пучка был несколько больше внутреннего диаметра водородного резервуара, взаимодействия происходили также на стенках мишени и окружающих конструктивных элементах. Распределения вершин событий в области мишени показаны на рис. 2а и 2б. Увеличение числа событий у стенок водородного резервуара и в начале мишени обусловлено указанными взаимодействиями. Большинство из них исключается

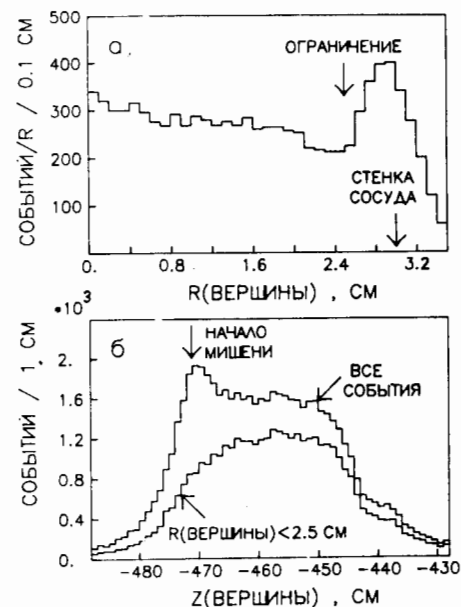


Рис. 2. Распределение вершин событий: а - в радиальном направлении от оси пучка и б - вдоль направления пучка. Показаны также внутренние размеры водородного резервуара.

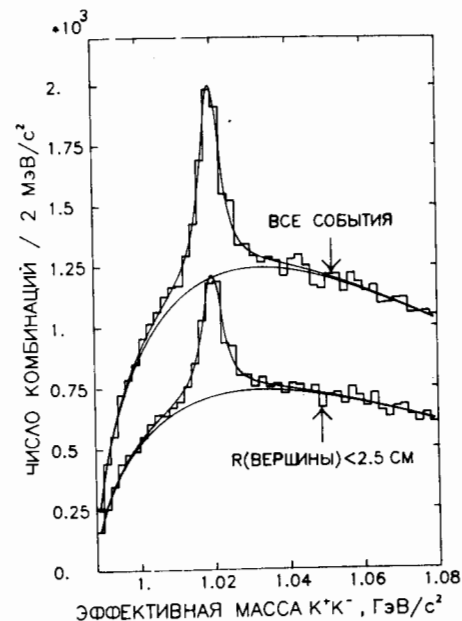


Рис. 3. Спектры эффективных масс K^+K^- для всех событий и для событий с величиной отклонения вершины от оси пучка менее 2,5 см.

ограничением на величину отклонения вершины взаимодействия от оси пучка $R < 2,5$ см, как видно на рис. 2б. После этого ограничения остается выборка из 32100 событий, которая содержит в основном pp -взаимодействия с малой примесью / $\approx 6\%$ / взаимодействий на резервуаре в конце мишени.

На рис. 3 показан массовый спектр для всех событий и для выделенных pp -взаимодействий. Количество ϕ -мезонов было определено с помощью аппроксимации сигнала функцией Брейта - Вигнера, наложенной на гладкую функцию фона. Для выборки pp -взаимодействий выделен сигнал от 2100 ± 130 ϕ -мезонов, во всех событиях наблюдалось соответственно 3300 ± 170 ϕ -мезонов. Среднее значение массы для обоих сигналов лежит в пределах $0,3$ МэВ/с² от табличной величины $1019,4$ МэВ/с²^[13]. Ширина сигнала примерно на 2 МэВ/с² больше табличной величины $4,1$ МэВ/с². Это объясняется экспериментальным разрешением, которое в области массы ϕ -мезона составляет около 5 МэВ/с².

Потери событий, определяемые геометрическим акцептансом спектрометра, распадами K^\pm -мезонов, неэффективностью системы

запуска установки и реконструкции событий, вычислялись методом Монте-Карло. ϕ -мезоны генерировались в соответствии со следующим дифференциальным сечением:

$$E^* \cdot d^2\sigma/dx_F dp_T^2 \propto (1 - x_F)^5 \cdot \exp(-3p_T^2).$$

Угловое распределение распада ϕ -мезонов предполагалось изотропным. Небольшая анизотропия, наблюдаемая группой АССМОР^{16/}, не влияет на форму импульсного спектра, и величина сечения меняется незначительно.

Регистрация детекторами продуктов распада ϕ -мезонов не является достаточным условием для запуска установки, поэтому для приема событий необходимы дополнительные заряженные частицы. С этой целью генерировалась полуинклюзивная реакция $p + p \rightarrow \phi + N + m\pi^\pm + X^0$, где N есть нейтрон или протон с равной вероятностью. Множественность m заряженных пионов разыгрывалась в соответствии с распределением множественности заряженных частиц в pp -реакциях при близких энергиях^{14/} с учетом энергетического спектра и заряда нейтронного пучка, продуктов распада $\phi \rightarrow K^+K^-$ и заряда вторичного нуклона N . В результате средняя множественность дополнительных заряженных частиц при моделировании была равна 3,7. Импульсные спектры положительных и отрицательных дополнительных заряженных частиц разыгрывались согласно экспериментальным спектрам. Для оценки влияния распределения множественности заряженных частиц на эффективность регистрации событий множественность варьировалась на величину ± 1 , что соответствует изменению средней множественности в pp -взаимодействиях в интервале энергий от 32 до 69 ГэВ. В результате эффективность регистрации событий с большей и меньшей множественностью соответственно увеличивается на 12% и уменьшается на 20%.

Вторичные взаимодействия в пропорциональных камерах, магните и т.д. значительно повышают эффективность запуска установки. Влияние указанных взаимодействий было оценено на экспериментальных событиях. Далее проводилась геометрическая реконструкция моделированных событий и вводились критерии отбора, используемые при анализе экспериментальных данных.

Эффективность регистрации событий в зависимости от продольного импульса ϕ -мезонов показана на рис. 4. Интегральная эффективность в области $p_L > 8$ ГэВ/с и $p_T < 1$ ГэВ/с равна $2,8 \cdot 10^{-3}$ с систематической погрешностью 20%.

В процедуре Монте-Карло не моделировалось распределение черенковского света от заряженных частиц. Уменьшение сигнала ϕ -мезонов из-за критерия на идентификацию K^\pm было оценено из экспериментальных массовых спектров. Для компенсации указанных

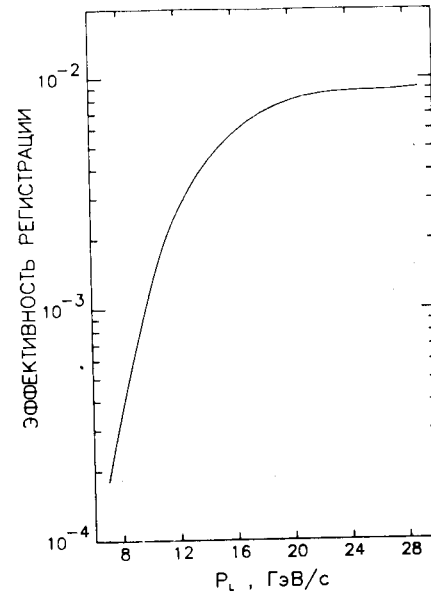


Рис. 4. Эффективность регистрации ϕ -мезонов в зависимости от продольного импульса.

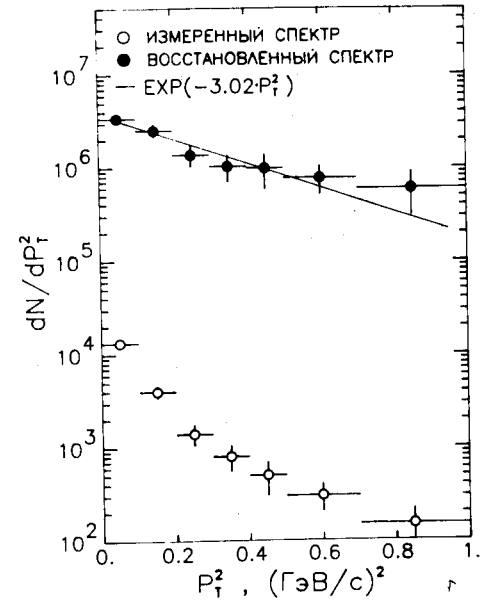
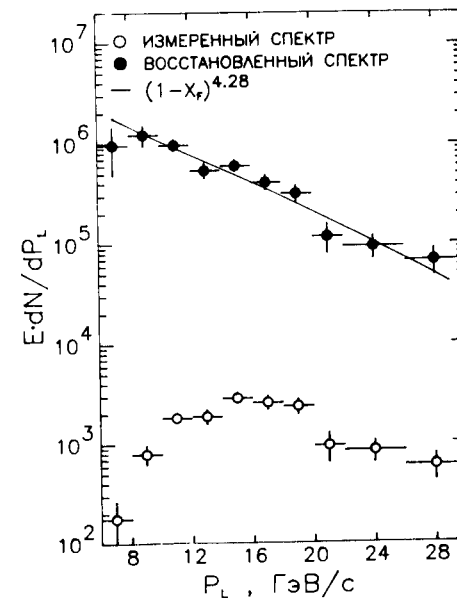


Рис. 5. Измеренный и восстановленный спектры по p_T^2 . Сплошная линия показывает аппроксимацию спектра функцией $\exp(-B \cdot p_T^2)$.

Рис. 6. Измеренный и восстановленный спектры по продольному импульсу. Сплошная линия показывает аппроксимацию спектра функцией $(1 - x_F)^N$.

потерь количество наблюдаемых ϕ -мезонов умножено на величину $K_W = 1,5 \pm 0,2$.

Для определения импульсных спектров зарегистрированных ϕ -мезонов данные разделены на импульсные интервалы, и сигналы ϕ -мезонов в каждом интервале выделены с помощью аппроксимации соответствующих массовых спектров K^+K^- . Полученные спектры были скорректированы на эффективность регистрации ϕ -мезонов. Восстановленные таким образом спектры по квадрату поперечного импульса и по продольному импульсу показаны соответственно на рис. 5 и 6. Коридоры ошибок включают только статистические погрешности. Аппроксимация спектра по p_T^2 функцией $\exp(-B \cdot p_T^2)$ дает значение параметра наклона $B = /3,02 \pm 0,55/ / \text{ГэВ/с/}^{-2}$. Спектр по продольному импульсу получен в области $p_T < 1 \text{ ГэВ/с}$. При анализе не учитывался интервал по p_L от 6 до 8 ГэВ/с. Это обусловлено тем, что продукты распада ϕ -мезонов могут иметь импульсы ниже порога регистрации пионов в газовых черенковских счетчиках $/3,05 \text{ ГэВ/с/}$ и поэтому не могут быть идентифицированы как кандидаты в каоны. Таким образом, количество ϕ -мезонов в данном импульсном интервале может быть заниженным. Форма спектра по продольному импульсу хорошо описывается степенной зависимостью $F(x_F) \propto (1 - x_F)^N$, как показано на рис. 6. Для этого p_L -спектр трансформировался в спектр по x_F интегрированием по энергетическому спектру нейтронного пучка. В результате получено значение показателя $N = 4,28 \pm 0,42$. Нижний предел p_L -спектра 8 ГэВ/с соответствует среднему значению $x_F = 0,1$.

Инклюзивное сечение рождения ϕ -мезонов вычислялось по следующей формуле:

$$\sigma = \frac{N_\phi \cdot K_W \cdot H}{\epsilon \cdot N_A \cdot T \cdot M_n \cdot Br}$$

где $N_\phi = 2050 \pm 130$ есть величина сигнала без учета вклада ϕ -мезонов с импульсом меньше 8 ГэВ/с, $K_W = 1,5 \pm 0,2$ учитывает потери сигнала при идентификации K^\pm , $H = 0,94$ - доля пр-взаимодействий в конечной выборке событий, N_A - число Авогадро, $T = 2,1 \text{ г/см}^2$ - толщина водородной мишени, $M_n = 3,14 \cdot 10^{10}$ - нейтронный поток для пучка с энергией больше 30 ГэВ, $\epsilon = 2,8 \cdot 10^{-3}$ - интегральная эффективность регистрации ϕ -мезонов. Для кинематической области $p_L > 8 \text{ ГэВ/с}$ и $p_T < 1 \text{ ГэВ/с}$ получено значение инклюзивного сечения $\sigma(\phi + X) = (53 \pm 9) \text{ мкб}$. Приведенная погрешность не включает систематическую ошибку при определении эффективности регистрации событий и величины потока нейтронов. Для оценки систематической погрешности сече-

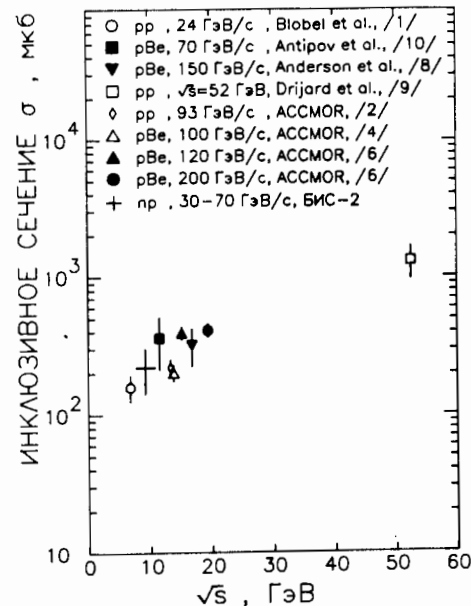


Рис. 7. Инклюзивные сечения ϕ -мезонов в пучках протонов и нейтронов. Приведенные величины соответствуют экстраполяции в полную кинематическую область.

ние образования ϕ -мезонов было получено независимым методом. Для этого использовалась нормировка на хорошо изученный процесс рождения Λ -гиперонов в сопровождении двух и более заряженных частиц, что дает величину сечения рождения ϕ -мезонов в сопровождении двух и более заряженных частиц $\sigma(\phi + \geq 2h^\pm) = (45 \pm 10) \text{ мкб}$. Краткое описание этого метода приведено в приложении. С использованием нормировки на интегральный поток нейтронов получено

сечение $\sigma(\phi + \geq 2h^\pm) = (41 \pm 9) \text{ мкб}$. Видно, что результаты обоих методов хорошо согласуются и систематическая погрешность при определении величины инклюзивного сечения меньше опубликованной ранее величины 35% ^{/11/}.

Для сравнения измеренного сечения с результатами других экспериментов была сделана оценка величины полного инклюзивного сечения. Предполагалось, что функции аппроксимации $F(x_F) \propto (1 - x_F)^N$ и $dN/dp_T^2 \propto \exp(-B \cdot p_T^2)$ описывают всю переднюю область $x_F > 0$. Такой вид x_F -зависимости не противоречит данным ACCMOR при $x_F \rightarrow 0$ ^{/8/}. В результате получено следующее отношение сечений: $\sigma(x_F > 0) / \sigma(p_L > 8 \text{ ГэВ/с}, p_T < 1 \text{ ГэВ/с}) = 2,1$. С использованием этого отношения и в предположении симметрии рождения ϕ -мезонов в передней и задней области по x_F определено инклюзивное сечение в полной кинематической области ($-1 < x_F < 1$): $\sigma(\phi + X) = (220 \pm 85) \text{ мкб}$, где погрешность сечения включает оцениваемую систематическую ошибку 35%.

На рис. 7 приводится сравнение инклюзивного сечения рождения ϕ -мезонов в пучках протонов и нейтронов для разных энергий. Для перехода от сечений в рА-взаимодействиях к сечениям в пр-взаимодействиях использовалась экстраполяция A^1 , где А - атомный номер мишени. Коридоры ошибок представляют квадратичную сумму статистических и систематических погрешностей. Большинство экспериментов охватывают ограниченную кинемати-

Таблица. Сравнение с данными других экспериментов результатов $F(x_F) \propto (1 - |x_F|)^N$ и $dN/dp_T^2 \propto \exp(-Bp_T^2)$ параметризаций

Реакция, импульс и x_F -интервал	Показатель N	Наклон B, /ГэВ/с/ ⁻²
pp, 30-70 ГэВ/с $x_F > 0,1$	$4,28 \pm 0,42$	$3,02 \pm 0,55$
pBe, 70 ГэВ/с $x_F > 0,41$	$6,0 \pm 1,7$	$2,4 \pm 0,7$
pp, 93 ГэВ/с $0,2 > x_F > 0,1$	-	$3,34 \pm 0,57$
pBe, 100 ГэВ/с $0,22 > x_F > 0,14$	-	$3,18 \pm 0,33$
pBe, 120 ГэВ/с $0,45 > x_F > 0$	-	$3,0 \pm 0,1$
pBe, 150 ГэВ/с $x_F > 0,15$	$4,06 \pm 0,40$	-
pC, 225 ГэВ/с $x_F > 0,1$	$3,82 \pm 0,14$	-
pBe, 225 ГэВ/с $x_F > 0,1$	$4,76 \pm 0,21$	-

ческую область, и на рис. 7 не показана дополнительная неопределенность экстраполяции сечений в полную кинематическую область. Исключение составляют данные ACCMOR, где приводится типичная систематическая ошибка 30%. Однако сечения, полученные этой группой при 93 и 100 ГэВ, систематически в два раза ниже более поздних измерений при 120 и 200 ГэВ, что указывает на заниженную оценку суммарной величины погрешности.

По совокупности экспериментальных данных инклюзивное сечение возрастает почти на порядок от 158 ± 35 мкб при $\sqrt{s} = 6,8$ ГэВ^{1/2} до 1300 ± 350 мкб при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ^{1/2}. Инклюзивное сечение ϕ -мезонов в pp-взаимодействиях, полученное в нашем эксперименте, хорошо укладывается в данную энергетическую зависимость для pp-взаимодействий.

В таблице приведено сравнение полученных параметров наклона x_F и p_T^2 -спектров с данными других экспериментов. Показатель N для $(1 - x_F)^N$ параметризации согласуется с величиной $N = 4 - 5$ в области $x_F > 0,10-0,15$. Все эксперименты указывают на центральное рождение ϕ -мезонов. p_T^2 -спектры хорошо описыва-

ются экспоненциальной функцией с параметром наклона $B \approx 3$ /ГэВ/с/⁻² независимо от энергии и типа частицы пучка.

В итоге данные нашего эксперимента показывают, что глобальные свойства рождения ϕ -мезонов в пучках протонов и нейтронов одинаковы. Инклюзивное сечение рождения ϕ -мезонов при энергии 30-70 ГэВ согласуется с данными других экспериментов. Форма спектра по продольному импульсу указывает на центральное рождение ϕ -мезонов нейтронами.

Авторы признательны А.М.Балдину, Э.И.Мальцеву, И.А.Савину за поддержку этих исследований; Н.В.Власову, Е.М.Лихачевой, Л.В.Сильвестрову, В.Е.Симонову, Г.Г.Тахтамышеву за участие в эксперименте.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Используя для нормировки реакцию образования Λ -гиперонов в сопровождении двух и более заряженных частиц, можно определить сечение рождения ϕ -мезонов в сопровождении двух и более заряженных частиц из следующего соотношения:

$$\sigma(\phi + \geq 2h^\pm) = \frac{N(\phi + \geq 2h^\pm) \cdot \epsilon(\Lambda + \geq 2h^\pm) Br(\Lambda)}{N(\Lambda + \geq 2h^\pm) \cdot \epsilon(\phi + \geq 2h^\pm) Br(\phi)} \cdot \sigma(\Lambda + \geq 2h^\pm).$$

Здесь величина сигнала ϕ -мезонов $N(\phi + \geq 2h^\pm)$ включает коэффициент, учитывающий потери при идентификации K^\pm . Данный метод имеет преимущество в том, что, во-первых, не используется величина интегрального потока нейтронов, во-вторых, отношение эффективностей регистрации Λ -гиперонов и ϕ -мезонов известно значительно лучше, чем их абсолютные значения. При вычислениях было использовано значение сечения $\sigma(\Lambda + \geq 2h^\pm)$, полученное из данных в pp-взаимодействиях при близких энергиях^{15/} с учетом заряда пучка. Для определения эффективности регистрации $\Lambda + \geq 2h^\pm$ генерировался полуинклюзивный процесс $p + p \rightarrow \Lambda + K^+ + m\pi^\pm + X^0$ в соответствии со следующим дифференциальным сечением:

$$d^2\sigma/dx_F dp_T^2 \propto (1 - x_F)^1 \exp(-3p_T^2).$$

Множественность m заряженных пионов разыгрывалась в соответствии с распределением множественности в pp-реакциях с учетом энергетического спектра и заряда нейтронного пучка. Эффективность геометрической реконструкции событий с ϕ и Λ предполагалась одинаковой. При вычислении использовались следующие величины: $N(\phi + \geq 2h^\pm) = 980 \pm 170$, $\epsilon(\phi + \geq 2h^\pm) = 4,0 \cdot 10^{-3}$ в об-

ласти $p_L > 8$ ГэВ/с и $p_T < 1$ ГэВ/с, $N(\Lambda + \geq 2h^\pm) = 8600 \pm 200$, $\epsilon(\Lambda + \geq 2h^\pm) = 1,1 \cdot 10^{-3}$ и $\sigma(\Lambda + \geq 2h^\pm) = (1,1 \pm 0,1)$ мб в области $x_F > 0$. В результате сечение рождения ϕ -мезонов в сопровождении двух и более заряженных частиц равно $\sigma(\phi + \geq 2h^\pm) = (45 \pm 10)$ мкб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blobel V. et al. - Phys. Lett., 1975, v.59B, p.88.
2. Daum C. et al. - Nucl. Phys., 1981, v.B186, p.205.
3. Daum C. et al. - Phys. Lett., 1981, v.98B, p.313.
4. Daum C. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1983, v.18, p.1.
5. Bailey R. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.22, p.125.
6. Dijkstra H. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1986, v.31, p.375.
7. Dijkstra H. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1986, v.31, p.391.
8. Anderson K.J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.799.
9. Drijard D. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1981, v.9, p.293.
10. Antipov Yu.M. et al. - Phys. Lett., 1982, v.110B, p.326.
11. Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.1474;
Aleev A.N. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.23, p.333;
Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1986, т.43, с.619;
Алеев А.Н. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.1127;
Aleev A.N. et al. - Z. Phys. C - Particles and Fields, 1988, v.37, p.243;
12. Айхнер Г. и др. - ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980;
Максимов А.Н. - ОИЯИ, 1-81-574, Дубна, 1981;
Гуськов Б.Н. и др. - ОИЯИ, P1-86-248, Дубна, 1986.
13. Review of Particle Properties - Phys. Lett., 1988, v.204B.
14. Ammosov V.V. et al. - Phys. Lett., 1972, v.42B, p.519;
Blobel V. et al. - Nucl. Phys., 1974, v.B69, p.454;
Bromberg C. et al. - Phys. Rev., 1977, v.D15, p.64.;
Jabiol M.A. et al. - Nucl. Phys., 1977, v.B127, p.365;
15. Alpgard K. et al. - Nucl. Phys., 1976, v.B103, p.234;
Ammosov V.V. et al. - Nucl. Phys., 1976, v.B115, p.269.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 мая 1989 года.