



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-136

P1-99-136

Алеев А.Н.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНКЛЮЗИВНОГО РОЖДЕНИЯ
СТРАННЫХ РЕЗОНАНСОВ $K^*(892)^+$
В НЕЙТРОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1999

А.Н.Алеев, В.П.Баладин, А.Н.Гапоненко, Е.А.Двалишвили, А.И.Зинченко, И.М.Иванченко, З.М.Иванченко, М.Н.Капшин, Н.Н.Карпенко, В.Д.Кекелидзе, З.И.Коженкова, И.Г.Косарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.А.Лаврентьев, 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, П.З.Христов¹, Т.В.Христова, А.С.Чвыров, И.П.Юдин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.П.Бугорский

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

А.А.Локтионов

Физико-технический институт АН Республики Казахстан, Алмата

А.Брагадирсану, 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 РАН, 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.Копалзе,
Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чилалзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили

Институт физики АН Республики Грузии, Тбилиси

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

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

1. Введение

Интенсивное изучение резонансов с массой порядка $1 \text{ ГэВ}/c^2$ ведется на протяжении многих лет. Причины неослабевающего интереса кроются в очевидных преимуществах таких исследований при изучении сильных взаимодействий. По сравнению со стабильными частицами резонансы дают менее искаженную информацию о динамике процессов, так как чаще всего рождаются непосредственно, а не в результате цепочки распадов. Полученные сигналы статистически обеспечены, поскольку сечения адронного рождения таких резонансов находятся на уровне нескольких миллибарн. Вместе с тем, резонансы, которые принадлежат одному мультиплету, предоставляют хорошую возможность для наблюдения процессов лидирования, предсказанных в рамках феноменологических моделей, и проверки соотношений между различными сечениями. Одна из перспективных областей, связанных с исследованием резонансов, – это окопороговые эффекты и энергетическая зависимость сечений.

Экспериментальные данные о рождении резонансов и их распадах необходимы для проверки предсказаний КХД, для развития теоретических моделей и методов расчета адронных процессов, особенно в промежуточной и непертурбативной областях энергий.

Изучение резонансов сопровождается некоторыми методическими трудностями. Большие собственные ширины (десятки и сотни $\text{МэВ}/c^2$) и наличие существенного комбинаторного фона затрудняют выделение резонанса среди фоновых событий. Переменная ширина резонанса на всем интервале рассматриваемых масс вносит дополнительные сложности. Этим и объясняется

¹E-mail: hristov@sunse.jinr.ru, Peter.Hristov@cern.ch

тот факт, что имеющаяся информация далека от полноты.

Данная работа посвящена измерению сечений инклюзивного рождения странных векторных мезонов $K^*(892)^\pm$ в нейтрон-нуклонных взаимодействиях.

2. Эксперимент ЭКСЧАРМ

Эксперимент ЭКСЧАРМ проводится в канале нейтральных частиц 5Н серпуховского ускорителя У-70. Нейтронный пучок рождается протонами ускорителя на внутренней бериллиевой мишени и формируется при помощи системы коллиматоров под нулевым углом к направлению протонов. Примесь заряженных частиц устраняется магнитами ускорителя и специальным очищающим магнитом. Примесь гамма-квантов подавляется свинцовым фильтром. Энергетический спектр нейтронов восстановлен на основе данных с адронного калориметра [1]. Его максимум расположен вблизи 58 ГэВ, а характерная ширина – 12 ГэВ.

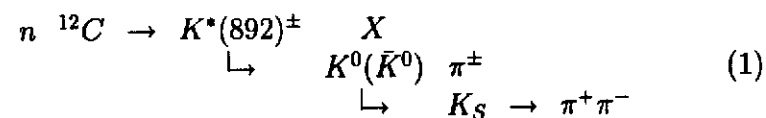
Установка ЭКСЧАРМ представляет собой спектрометр вперед летящих частиц со спектрометрическим магнитом СП-40. До магнита расположены 8 пропорциональных камер с двумя сигнальными плоскостями каждая, а после магнита – 3 камеры с тремя сигнальными плоскостями [2], шаг намотки проволоки – 2 мм. В системе запуска установки (триггер) используются сигналы с годоскопических полос пропорциональных камер и с двух годоскопов сцинтилляционных счетчиков. Регистрируются события, в которых срабатывание триггерных элементов соответствует прохождению не менее четырех заряженных частиц через установку ($n \geq 4$). Зарегистрирована также информация с ослабленными требованиями по множественности прошедших частиц ($n \geq 1$, $n \geq 2$ и $n \geq 3$). Идентификация заряженных частиц проводится на основе данных с двух многоканальных пороговых газовых черенковских счетчиков [3]. Контроль числа нейтронов, пролетевших через установку за время экспозиции, осуществляется при помощи нейтронного монитора. Детальное

описание установки ЭКСЧАРМ и ее основные характеристики приведены в работе [4].

Проведенный анализ основан на $184,4 \cdot 10^6$ исходных нейтрон-углеродных взаимодействиях, зарегистрированных в одном из сеансов экспозиции установки ЭКСЧАРМ.

3. Выделение резонансных событий

Странные резонансы $K^*(892)^\pm$, инклюзивно рожденные в нейтрон-углеродных взаимодействиях, идентифицировались по их распадам на нейтральный каон и заряженный пион:



Топология исследуемых событий (1) представлена на рис.1.

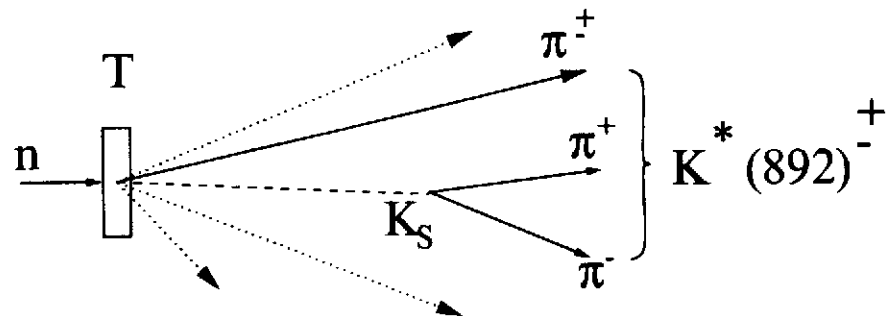


Рис. 1. Топология событий, содержащих $K^*(892)^\pm$. Сплошными линиями показаны частицы, необходимые для восстановления резонанса, пунктиром – нейтральный каон, точками – возможные заряженные частицы сопровождения, Т – мишень, n – нейтрон пучка

Нейтральные каоны K_S искались по их распадам на два заряженных пиона. При этом рассматривались пары разноименно заряженных частиц (так называемые нейтральные вилки V^0), удовлетворяющие следующим критериям:

- расстояние между траекториями не превышает 0,2 см, что соответствует экспериментальному разрешению и является оптимальным для соотношения сигнал/фон (при уменьшении фона на 35% потери сигнала от K_S не превышают 13%);
- отношение импульса положительного трека к импульсу отрицательного – не больше 5, что позволяет практически исключить фон от распадов Λ^0 ;
- максимальное отклонение эффективной массы системы $\pi^+\pi^-$ от табличной массы $K_S - 30 \text{ МэВ}/c^2$;
- нижнее ограничение на вероятность пионной гипотезы, вычисленную на основе данных черенковских детекторов, для каждого из треков выбрано таким образом, чтобы исключить надежно идентифицированные каоны и протоны/антипротоны (при этом фон снижается на 20%, а потери сигнала не превышают 5%).

Пары разноименно заряженных частиц, удовлетворявшие вышеперечисленным требованиям, формировали нейтральный каон. Выделенные K_S^0 комбинировались с каждым из дополнительных треков события для поиска распадов $K^*(892)^\pm$. При этом накладывались следующие условия:

- расстояние между дополнительным треком и продолжением импульса-вектора K_S из точки его распада не превышает 0,2 см;
- расстояние до точки наибольшего сближения импульса-вектора K_S и дополнительной траектории находится в пределах ± 2 см от центра мишени вдоль оси пучка;
- время жизни K_S – больше $0,1\tau_S$ (τ_S – табличное время жизни K_S), что привело к снижению фона от V^0 , имитируемых взаимодействиями в мишени;

- нижнее ограничение на вероятность пионной гипотезы, вычисленную на основе данных черенковских детекторов для дополнительной частицы комбинации, выбрано таким образом, чтобы исключить надежно идентифицированные каоны и протоны/антипротоны (при этом фон снижается на 34%, а потери сигнала не превышают 5%).

Выбор перечисленных критериев основан на идее минимизации относительной ошибки оценки числа распавшихся нейтральных каонов и резонансов соответственно. В результате их применения было отобрано 613482 комбинаций – кандидатов в распад $K^*(892)^+ \rightarrow K_S\pi^+$, и 648104 комбинаций – кандидатов в распад $K^*(892)^- \rightarrow K_S\pi^-$. Для оценки количества событий от распадов K_S применялся простейший алгоритм, основанный на предположении о линейной форме спектра масс фоновых событий.

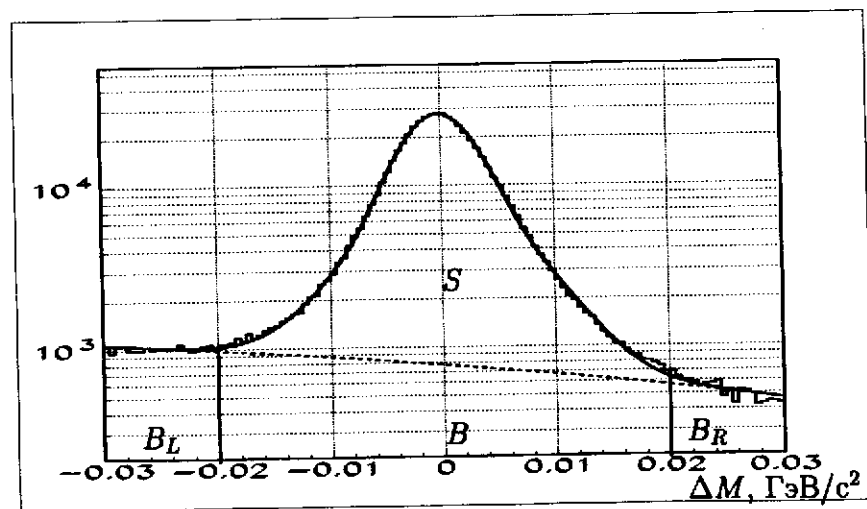


Рис. 2. Спектр ΔM – отклонения инвариантных масс отобранных V^0 от массы K_S в области сигнала K_S (в центре) и в соседних областях. Количество событий в сигнале – S , фон под сигналом – B , количество фоновых событий в левой и правой области – B_L и B_R соответственно

На рис.2 приведено распределение V^0 по отклонению эффек-

тивной массы системы $\pi^+\pi^-$ от табличного значения массы K_S для отобранных событий. Показано также разбиение на область сигнала, расположенную в интервале ± 20 МэВ/ c^2 (ширина выбрана в соответствии с разрешением), и соседние участки с доминирующим фоном. Оценка величины сигнала получена простым вычитанием: $S = N - B$, где N – число событий в области сигнала, а $B = 2(B_L + B_R)$ – оценка фона на основе соседних интервалов (множитель 2 учитывает факт, что их общая ширина в два раза меньше ширины сигнальной области). Относительная ошибка оценки сигнала равна

$$\delta(S) = \sqrt{N + 2B}/(N - B)$$

и нелинейно зависит от критериев отбора.

Полученные спектры эффективных масс M системы $K_S\pi^\pm$ показаны на рис.3. Их аппроксимация проводилась стандартным способом:

$$\frac{dN}{dM} \simeq BG(M)[1 + aBW(M)], \quad (2)$$

где фон $BG(M)$ описывался гладкой функцией, отражающей порог рождения резонанса $M_{\text{пор}}$ и доступный фазовый объем:

$$BG(M) = b_1(M - M_{\text{пор}})^{b_2} \exp(b_3M + b_4M^2); \quad M > M_{\text{пор}}, \quad (3)$$

а $b_1 \dots b_4$ – свободные параметры. Сигнал $BW(M)$ представлен релятивистским распределением Брейта – Вигнера:

$$BW(M) = \frac{MM_0\Gamma_R}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma_R^2}, \quad (4)$$

где M_0 – положение максимума резонанса. Ширина резонанса Γ_R модифицирована для учета разрешения по массе $\sigma_{\text{разр.}} \approx 4,5$ МэВ/ c^2 и конечной ширины интервала группировки $\sigma_{\text{бш.}} \approx 3$ МэВ/ c^2 :

$$\Gamma_R^2 = \Gamma^2 + 4\sigma^2, \quad \sigma^2 = \sigma_{\text{разр.}}^2 + \sigma_{\text{бш.}}^2 \quad (5)$$

Собственная ширина Γ зависит от доступного импульса p^* в системе покоя резонанса

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{p^*}{p_0^*} \right)^{2l+1} \frac{1 + Rp_0^{*2}}{1 + Rp^{*2}}, \quad R \simeq 12,1, \quad (6)$$

где Γ_0 и p_0^* – ширина и импульс в максимуме резонанса, $l = 1$ – спин резонанса.

Аппроксимация распределения событий по эффективной массе M проводилась в пределах 0,6 – 1,15 ГэВ/ c^2 , чтобы избежать искажения фона, вносимого резонансом $K^*(1430)$. Использовалась процедура минимизации пакета MINUIT [9] с аналитически вычисленными производными по каждому параметру – $b_1, \dots, b_4, a, M_0, \Gamma_0$. Результат такой аппроксимации для спектров $K_S\pi^\pm$ показан на рис.3. Полученные при этом значения массы

$$M_0 = 889,6 \pm 0,3_{\text{стат.}} \pm 0,7_{\text{сист.}} \text{ МэВ}/c^2 \quad (7)$$

и ширины

$$\Gamma_0 = 50 \pm 1_{\text{стат.}} \pm 4_{\text{сист.}} \text{ МэВ}/c^2 \quad (8)$$

резонанса $K^*(892)^+$ согласуются с табличными. При аппроксимации резонанса $K^*(892)^-$ функцией (4) ширина была зафиксирована равной полученному для $K^*(892)^+$ значению, а измеренное значение массы

$$M_0 = 891,2 \pm 0,4_{\text{стат.}} \pm 0,9_{\text{сист.}} \text{ МэВ}/c^2 \quad (9)$$

соответствует табличному в пределах погрешности. Общее количество событий в сигнале получено интегрированием слагаемого, соответствующего сигналу, в формуле (2). Статистическая ошибка рассчитана на основе погрешностей полученных параметров, а систематическая ошибка оценена путем изменения пределов аппроксимации и формы функции, описывающей фон. В результате применения описанной процедуры получены следующие оценки количества зарегистрированных распадов $K^*(892)^+$: $41830 \pm 870_{\text{стат.}} \pm 1510_{\text{сист.}}$, $K^*(892)^-$: $15840 \pm 500_{\text{стат.}} \pm 860_{\text{сист.}}$.

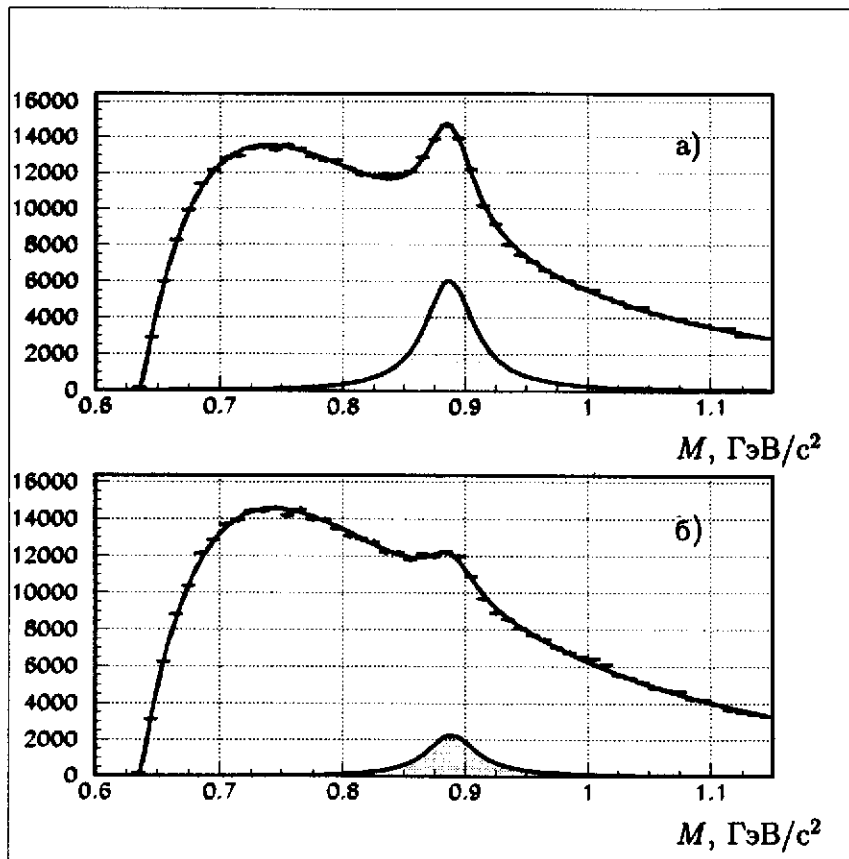


Рис. 3. Спектры эффективных масс систем $K_S\pi^+$ (а) и $K_S\pi^-$ (б); заштрихованные спектры – результат восстановления сигналов $K^*(892)^+$ (а) и $K^*(892)^-$ (б)

4. Определение эффективности регистрации и восстановление импульсных спектров резонансов

Полная эффективность регистрации может быть представлена в виде

$$\epsilon = \epsilon_{\text{геом.}} \cdot \epsilon_{\text{триг.}} \cdot \epsilon_{\text{чер.}} \cdot \epsilon_{\text{анал.}}$$

где $\epsilon_{\text{геом.}}$ – геометрический аксептанс установки, $\epsilon_{\text{триг.}}$ – эффективность срабатывания системы запуска для данного типа событий, $\epsilon_{\text{чер.}}$ – эффективность, связанная с применением системы черенковской идентификации для выделения требуемых частиц, $\epsilon_{\text{анал.}}$ – эффективность, обусловленная алгоритмом распознавания и реконструкции события, а также применяемыми при анализе ограничениями (без учета черенковской идентификации).

Для оценки полной эффективности регистрации применялась двухэтапная процедура. На первом этапе получена карта эффективности регистрации $K^*(892)^\pm$ в зависимости от продольного ($P_{||}$) и квадрата поперечного импульсов резонанса. При этом моделировалось рождение и распад $K^*(892)^\pm$ без сопровождения с фиксированными значениями ($P_{||}$) и (P_T^2). Величина геометрического аксептанса получена как отношение числа событий, прошедших через установку, к общему числу сгенерированных событий, а ошибка рассчитана на основе биномиального распределения.

Поскольку рассматриваемые конечные состояния сами по себе не могут удовлетворять триггерному условию, для оценки $\epsilon_{\text{триг.}}$ учитывалось прохождение сопровождающих частиц. На первом этапе оценка эффективности триггера проводилась на основе экспериментальной информации, зарегистрированной с ослабленными условиями запуска ($n \geq 1$ и $n \geq 2$). Комбинации – кандидаты в распады $K^*(892)^\pm$ – были разделены на четыре группы в зависимости от минимального числа заряженных частиц сопровождения, необходимых для обеспечения условий триггера. Экспериментально определенные эффективности срабатывания триггера в случае одной, двух, трех и четырех недостающих заряженных частиц сопровождения оказались равны $(67 \pm 1, 3)\%$, $(50 \pm 1, 8)\%$, $(34 \pm 4, 2)\%$ и $(30 \pm 12, 5)\%$ соответственно и практически не зависят от массы комбинации. Экспериментально полученные эффективности для каждой группы затем использовались в качестве весов для моделированных событий, прошедших через аксептанс установки. Характер-

ное интегральное значение для $K^*(892)^+$: $\epsilon_{\text{тригг.}} \simeq 50\%$. Для проверки полученной эффективности триггера с помощью программы FRITIOF [5] генерировались $K^*(892)^\pm$ и сопровождающие частицы, а затем моделировались условия запуска. Одновременно, для контроля, сравнивались распределения по множественности частиц в эксперименте с моделированными событиями. Полученные значения хорошо совпали с результатами первого метода.

Оценка эффективности, связанной с применением системы черенковской идентификации при анализе экспериментальной информации, была получена также двумя методами. Первый из них описан в работе [6] и основан на детальном моделировании срабатываний черенковских детекторов от сгенерированных заряженных частиц. Второй метод [7] основан на анализе реперных сигналов в спектрах эффективных масс. Результаты обоих методов согласуются друг с другом. При этом типичное значение $\epsilon_{\text{чер.}} \simeq 85\%$.

Полная эффективность при фиксированных P_{\parallel} и P_T^2 (в узлах полученной сетки) рассчитывалась как отношение суммы весов событий, удовлетворяющих критериям отбора, к числу сгенерированных событий, а ошибка вычислена на основе биномиального распределения. Интерполяция между узлами осуществлялась путем сглаживания с использованием поликвадратичных радиальных базовых функций [8]. Параметр чувствительности метода подбирался до обеспечения статистического совпадения сглаженной и исходной карт по критерию χ^2 . Полученная в результате зависимость полной эффективности от P_{\parallel} и P_T^2 показана на рис.4.

Для оценки интегральной эффективности регистрации были получены спектры по продольному импульсу P_{\parallel} и квадрату поперечного импульса P_T^2 зарегистрированных резонансов. При этом использован метод аппроксимации распределений по эффективной массе для комбинаций с импульсами, попадающими в заданные интервалы. Положение резонанса и его ширина были

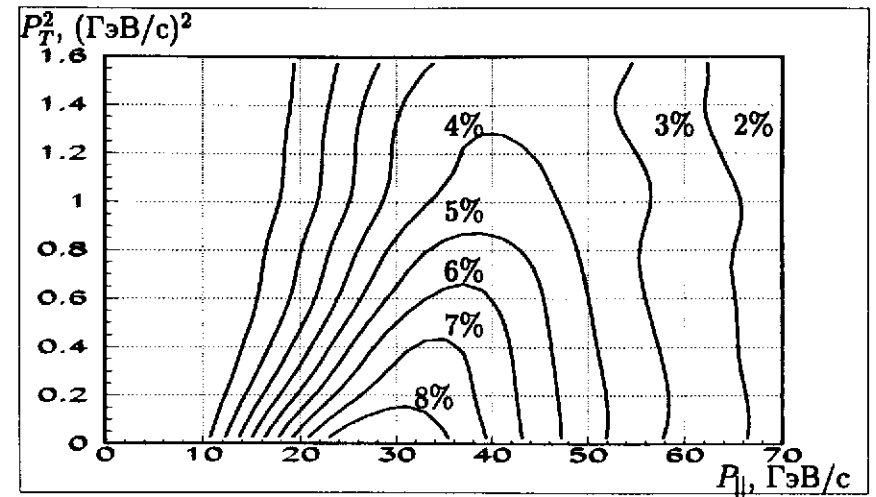


Рис. 4. Карта полной эффективности регистрации $K^*(892)^\pm$

зафиксированы на значениях, полученных на основе анализа всех данных (7) – (9). Определенное в результате аппроксимации число событий в сигнале и его ошибка заносились в соответствующий импульсный интервал гистограммы спектра. Построенные таким образом распределения искажены из-за зависимости полной эффективности регистрации от рассматриваемых импульсов (см. рис.4). Нахождение скорректированных импульсных распределений относится к классу некорректных математических задач. Поэтому в данной работе использован альтернативный подход, основанный на параметризациях инклюзивных сечений рождения резонансов. Для проверки самосогласованности процедуры использовался генератор мягких адронных взаимодействий FRITIOF. Подбор параметров каждой модели осуществлялся на основе сравнения спектров по P_{\parallel} и P_T^2 для зарегистрированных резонансов при моделировании в эксперименте. Для построения распределений по P_{\parallel} и P_T^2 каждое моделированное событие заносилось в соответствующую гистограмму с весом, вычисленным на основе карты полной эффективности. Геометрический аксептанс установки является определяющим

фактором полной эффективности регистрации, из которого следует, что прохождение резонансов с относительно малыми импульсами подавлено. Область регистрации для резонансов с массой в интервале 0,6 – 1,15 ГэВ/с² ограничена по продольному импульсу $P_{\parallel} \geq 8$ ГэВ/с, что соответствует значениям переменной Фейнмана² $x_F > 0,03$. “Видимая” область по переменной Фейнмана определена как интервал, в котором находится 95% всех зарегистрированных событий: $0,1 < x_F < 1$.

Подбор параметров моделей осуществлялся в “видимой” области $P_{\parallel} \geq 8$, чтобы свести к минимуму зависимость результата от экстраполяции в статистически плохо обеспеченном интервале малых импульсов. Экспериментальные и модельные спектры сравнивались по критерию χ^2 . Оптимальному значению параметров соответствует минимум χ^2 , а ошибки вычислены согласно процедуре, приведенной в описании пакета MINUIT [9].

Оценка параметров и вычисление интегральной эффективности регистрации проводились для следующих моделей:

- 1) модель, основанная на правилах кваркового счета [10], со следующей параметризацией инклюзивного сечения:

$$d^2\sigma/dx_F dP_T^2 \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-bP_T^2), \quad (10)$$

где $x_F = P_{\parallel}^*/P_{\parallel max}^*$ – переменная Фейнмана;

- 2) модель кварк-глюонных струн [11], в которой предполагается лидирование u-кварка из налетающего нейтрона:

$$d^2\sigma/dx_F dP_T^2 \sim (|x_F| + a)(1 - |x_F|)^n \exp(-bP_T^2); \quad (11)$$

- 3) модель кварк-глюонных струн с модифицированным эффектом лидирования:

$$d^2\sigma/dx_F dP_T^2 \sim (|x_F| + a)^2(1 - |x_F|)^n \exp(-bP_T^2); \quad (12)$$

² $x_F = P_{\parallel}^*/P_{\parallel max}^*$.

- 4) параметризация инклюзивного сечения, предложенная в работе [12]:

$$d^3\sigma/dx_+ dx_- dP_T^2 \sim [(1 - x_+)(1 - x_-)]^n \exp(-bP_T^2), \quad (13)$$

где $x_{\pm} = (E^* \pm P_{\parallel}^*)/\sqrt{s}$;

- 5) модель FRITIOF.

Поскольку пучок имеет достаточно широкий энергетический спектр, особое внимание было уделено корректному учету энергетической зависимости сечения. Она определяет относительный вклад нейтронов с разными энергиями в рождение исследуемых состояний. Рассматривались две крайние гипотезы: отсутствие энергетической зависимости и сечение, растущее пропорционально энергии с наклоном, определенным на основе данных в протонных пучках. Результат показал, что энергетическая зависимость сечения приводит к изменению параметров модели и модификации интегральной эффективности регистрации. Для учета неопределенности, связанной с выбором энергетической зависимости, введена систематическая ошибка полученных параметров. Восстановленные спектры по P_{\parallel} и P_T^2 для экспериментальных и моделированных событий показаны на рис.5, 6. Полученное совпадение указывает на применимость каждой из моделей. Феноменологическая модель FRITIOF описывает спектры по продольному импульсу резонансов, но дает заметное отличие в распределениях по поперечному импульсу. Оптимальное согласие достигнуто в рамках параметризации (12). Результаты оценки параметров с ошибками (в том числе систематические) приведены в таблице 1.

На втором этапе проводилось полное моделирование в рамках модели (12) с использованием полученных параметров. Интегральная эффективность в каждой модели определена для видимой и полной кинематических областей. Полученные для $K^*(892)^+$ и $K^*(892)^-$ эффективности усреднены с учетом статистических ошибок. Систематическая ошибка, связанная с модельной зависимостью, определена по разбросу результатов, по-

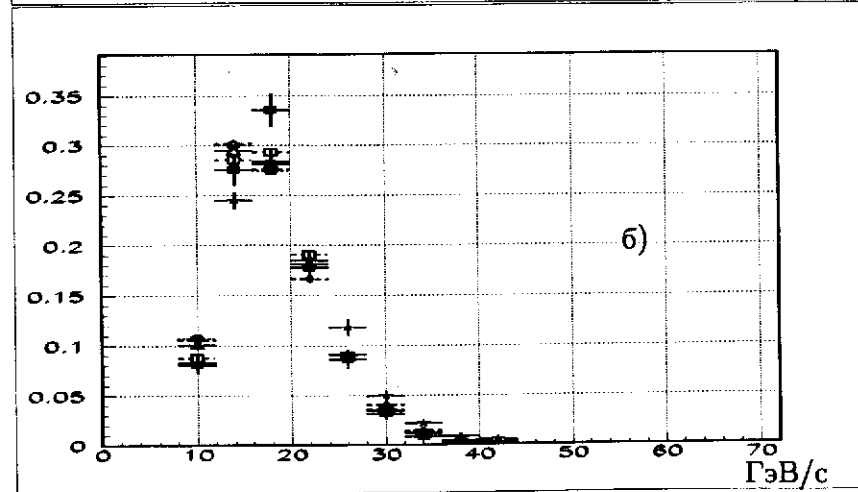
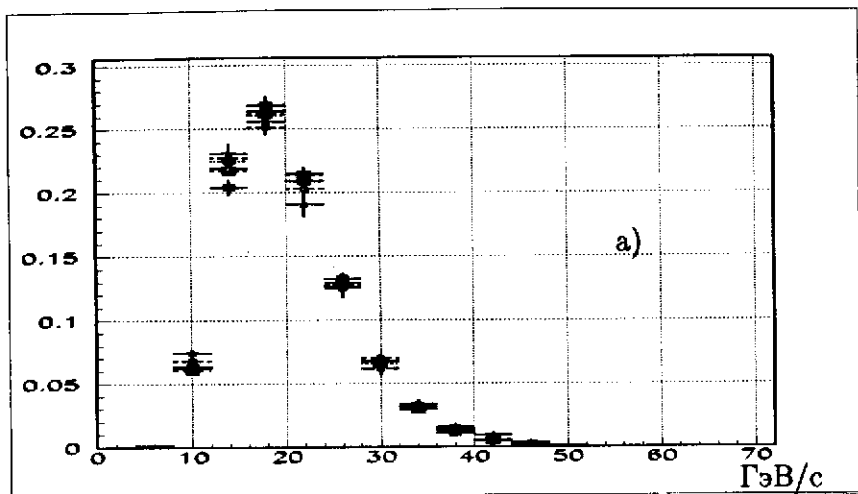


Рис. 5. Спектры по продольному импульсу $K^*(892)^+$ (а) и $K^*(892)^-$ (б):
 ■ - эксперимент, \diamond - параметризация (10), \circ - параметризация (11), \square -
 параметризация (12), \triangle - параметризация (13), \star - модель FRITIOF

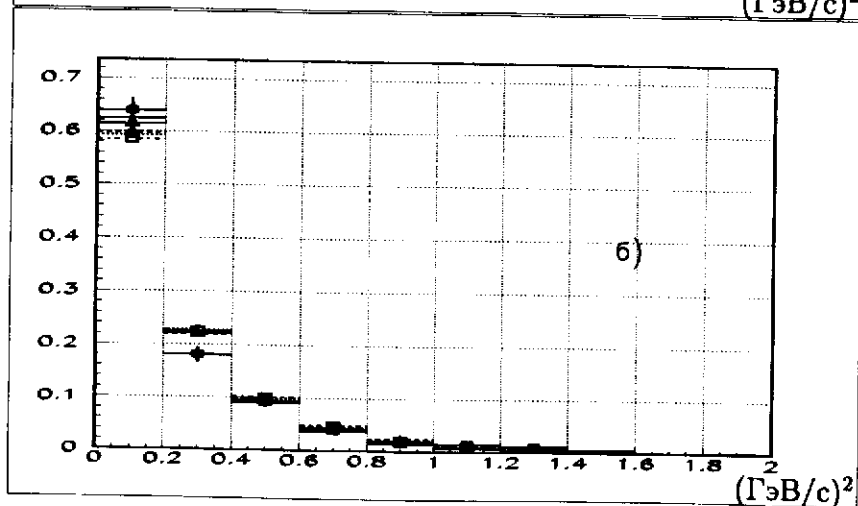
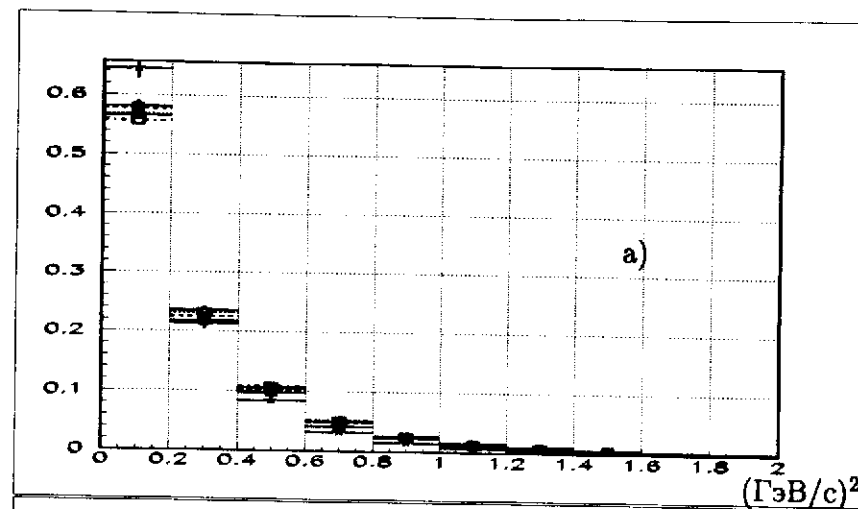


Рис. 6. Спектры по поперечному импульсу $K^*(892)^+$ (а) и $K^*(892)^-$ (б):
 ■ - эксперимент, \diamond - параметризация (10), \circ - параметризация (11), \square -
 параметризация (12), \triangle - параметризация (13), \star - модель FRITIOF

Таблица 1. Параметры рождения $K^*(892)^\pm$

Модель	Параметры	
	$K^*(892)^+$	$K^*(892)^-$
1.	$n = 4,2 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,2_{\text{сист.}}$ $b = 2,4 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$	$n = 6,2 \pm 0,2_{\text{стат.}} \pm 0,2_{\text{сист.}}$ $b = 2,5 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$
2.	$a = 0,15 \pm 0,05_{\text{стат.}} \pm 0,05_{\text{сист.}}$ $n = 3,6 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,2_{\text{сист.}}$ $b = 2,7 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,05_{\text{сист.}}$	$a = 0 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$ $n = 6,2 \pm 0,2_{\text{стат.}} \pm 0,3_{\text{сист.}}$ $b = 2,9 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$
3.	$a = 0,3 \pm 0,05_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$ $n = 4,1 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$ $b = 2,7 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$	$a = 0,15 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,05_{\text{сист.}}$ $n = 6,8 \pm 0,2_{\text{стат.}} \pm 0,2_{\text{сист.}}$ $b = 2,9 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$
4.	$n = 3,2 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,2_{\text{сист.}}$ $b = 2,9 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$	$n = 5,5 \pm 0,2_{\text{стат.}} \pm 0,4_{\text{сист.}}$ $b = 3,2 \pm 0,1_{\text{стат.}} \pm 0,1_{\text{сист.}}$

лученных на основе разных моделей. В случае полной кинематической области $-1 < x_F < 1$ экстраполяция сечений для малых значений $x_F < 0,03$ приводит к гораздо более существенной неопределенности. Результаты оценки интегральной эффективности для видимой и полной кинематических областей приведены в таблице 2.

Таблица 2. Интегральные эффективности регистрации $K^*(892)^\pm$

Область	Интегральная эффективность ϵ , %	
	$K^*(892)^+$	$K^*(892)^-$
полная ($-1 < x_F < 1$)	$0,498 \pm 0,007_{\text{стат.}} \pm 0,006_{\text{сист.}}$	$0,324 \pm 0,007_{\text{стат.}} \pm 0,012_{\text{сист.}}$
видимая ($0,1 < x_F < 1$)	$1,297 \pm 0,014_{\text{стат.}} \pm 0,008_{\text{сист.}}$	$1,016 \pm 0,015_{\text{стат.}} \pm 0,037_{\text{сист.}}$

5. Сечения инклюзивного рождения $K^*(892)^\pm$

Сечения инклюзивного рождения $K^*(892)^\pm$ в расчете на одно ядро мишени определялись по формуле

$$\sigma_{\text{ядро}} \cdot Br = \frac{N_{K^*}}{N_n} \cdot \frac{A}{T \cdot N_A} \cdot \frac{1}{\epsilon}, \quad (14)$$

где Br – произведение парциальных вероятностей распадов (1), $Br = Br(K^{*\pm} \rightarrow K^0 \pi^\pm) \cdot Br(K^0 \rightarrow K_S) \cdot Br(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0,2287$,

$T = 1,3 \text{ г см}^{-2}$ – толщина мишени,

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро,

$A = 12$ – атомный вес мишени,

$N_n = (247,8 \pm 8,1) \cdot 10^9$ – число нейтронов, прошедших через установку за время экспозиции.

Переход к сечению на нуклоне осуществлялся по формуле $\sigma_{\text{нуклон}} = \sigma_{\text{ядро}}/A^{2/3}$, основанной на простом предположении, что сечение мягких процессов пропорционально геометрическому сечению ядра (в то время как для дифракционных процессов задействован лишь контур, охватывающий нуклон, что приводит к $\sigma_{\text{нуклон}} = \sigma_{\text{ядро}}/A^{1/3}$, а в жестких столкновениях существен весь объем нуклона и $\sigma_{\text{нуклон}} = \sigma_{\text{ядро}}/A$). Получены следующие значения для нейтрон-нуклонных сечений:

в видимой области ($0,1 < x_F < 1$):

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^+ X) = (0,166 \pm 0,007_{\text{стат.}} \pm 0,006_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон,}$$

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,081 \pm 0,004_{\text{стат.}} \pm 0,005_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон,}$$

где систематическая ошибка возникает в основном за счет неопределенности в энергетической зависимости сечения, а модельная зависимость сведена к минимуму;

в полной области ($-1 < x_F < 1$):

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^+ X) = (0,433 \pm 0,018_{\text{стат.}} \pm 0,016_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон,}$$

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,252 \pm 0,013_{\text{стат.}} \pm 0,017_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон,}$$

где вклад модельной зависимости в систематическую ошибку сравним с неопределенностью из-за энергетической зависимости сечения.

Ввиду отсутствия экспериментальных данных в нейтронных пучках приведено сравнение измеренных сечений с результатами, определенными при изучении инклюзивного рождения $K^*(892)^\pm$ в протон-протонных взаимодействиях. Поскольку энергия реакции находится далеко от порога рождения резонансов, то были использованы соотношения, вытекающие из аддитивной кварковой модели. Учитывая кварковый состав частиц и эффект лидирования, можно записать

$$\sigma(nN \rightarrow K^{*+} X) \approx \sigma_{\text{лид.}} + \sigma_{\text{море}}, \quad (15)$$

$$\sigma(nN \rightarrow K^{*-} X) \approx \sigma_{\text{море}}, \quad (16)$$

где $\sigma_{\text{лид.}}$ — сечение при наличии лидирующего кварка, $\sigma_{\text{море}}$ — сечение, когда K^* состоит из морских кварков. Используя аналогичные соотношения для pN -взаимодействий, получаем следующую связь:

$$\sigma(pN \rightarrow K^{*+} X) \approx 2\sigma(nN \rightarrow K^{*+} X) - \sigma(nN \rightarrow K^{*-} X), \quad (17)$$

$$\sigma(pN \rightarrow K^{*-} X) \approx \sigma(nN \rightarrow K^{*-} X). \quad (18)$$

Пересчитанные таким образом сечения приведены на рис. 7. Данные аппроксимированы прямой линией. В пределах ошибок результат эксперимента ЭКСЧАРМ согласуется с ожидаемым сечением в протон-протонных взаимодействиях при энергии 57 ГэВ.

Использование аддитивной кварковой модели позволило оценить вклад эффекта лидирования при рождении резонанса $K^*(892)^+$: $\sigma_{\text{лид.}}/\sigma(K^*(892)^+) = 0,42 \pm 0,04_{\text{стат.}} \pm 0,04_{\text{сист.}}$.

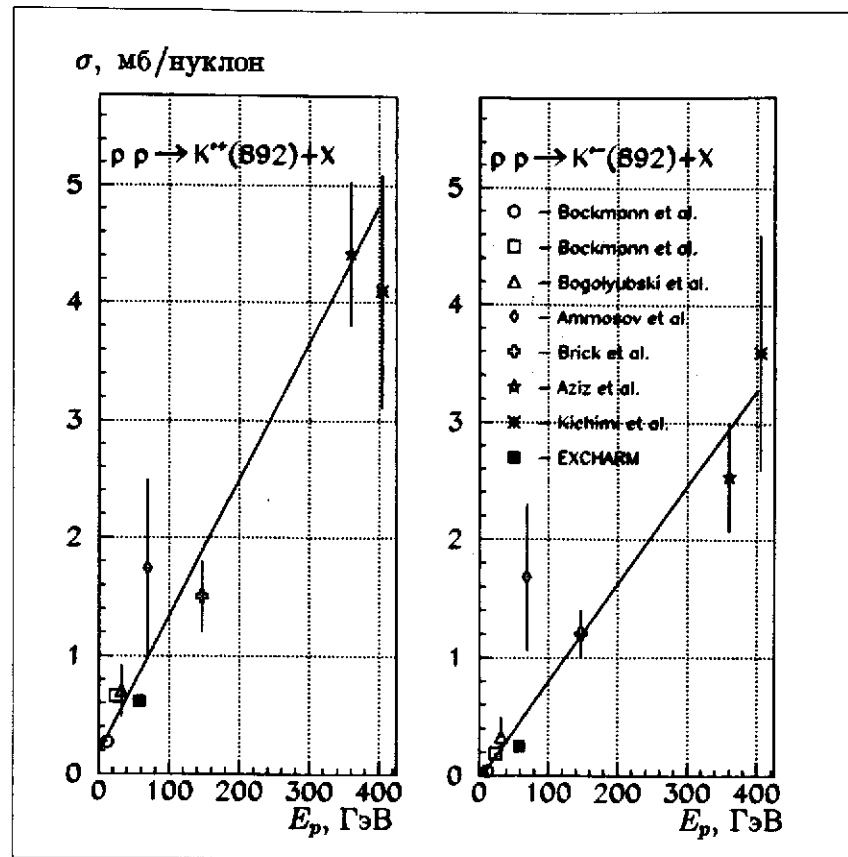


Рис. 7. Сравнение измеренных сечений, пересчитанных согласно (15)-(16), с данными экспериментов по изучению инклюзивного рождения $K^*(892)^\pm$ в протон-протонных взаимодействиях

6. Заключение

Впервые измерены сечения инклюзивного рождения странных векторных резонансов $K^*(892)^\pm$ в нейтрон-нуклонных взаимодействиях при энергии нейтронов 57 ± 9 ГэВ. В видимой области ($0,1 < x_F < 1$) получен практически модельно независимый результат:

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^+ X) = (0,166 \pm 0,007_{\text{стат.}} \pm 0,006_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон,}$$

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,081 \pm 0,004_{\text{стат.}} \pm 0,005_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон.}$$

Экстраполяция сечений в полную область ($-1 < x_F < 1$) дает значения, хорошо согласующиеся в рамках аддитивной кварковой модели с ожидаемым сечением в протон-протонных взаимодействиях при энергии 57 ГэВ.

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^+ X) = (0,433 \pm 0,018_{\text{стат.}} \pm 0,016_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон,}$$

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,252 \pm 0,013_{\text{стат.}} \pm 0,017_{\text{сист.}}) \text{ мб/нуклон.}$$

Энергетическая зависимость сечений, полученная в ходе сравнения, соответствует линейному нарастанию в пределах от 0 до 400 ГэВ.

Оценки массы и ширины резонанса $K^*(892)^+$

$$M_0 = 889,6 \pm 0,3_{\text{стат.}} \pm 0,7_{\text{сист.}} \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma_0 = 50 \pm 1_{\text{стат.}} \pm 4_{\text{сист.}} \text{ МэВ}/c^2,$$

а также масса резонанса $K^*(892)^-$

$$M_0 = 891,2 \pm 0,4 \pm 0,9 \text{ МэВ}/c^2$$

согласуются с табличными.

Определены параметры дифференциальных сечений для ряда моделей. Результаты хорошо согласуются с предсказаниями

правил кваркового счета в область больших значений переменной Фейнмана. Наилучшее согласие экспериментальных и моделированных распределений по продольному и поперечному импульсам резонансов достигнуто в рамках параметризации на основе модели кварк-глюонных струн с модифицированным эффектом лидирования. Показана также практическая применимость модели FRITIOF, созданной для изучения мягких процессов.

Измерен эффект лидирования при рождении $K^*(892)^+$ нейтронами, вклад которого в полное сечение составил $0,42 \pm 0,04_{\text{стат.}} \pm 0,04_{\text{сист.}}$.

Литература

- [1] Алеев А.Н., Баландин В.П., Брагадириану А. и др., Измерение энергетического спектра нейтронного пучка канала 5Н серпуховского ускорителя. ОИЯИ Р13-94-312, Дубна, 1994, 16 с.
- [2] 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., Пропорциональные камеры с размером рабочей области $2 \times 1 \text{ м}^2$ спектрометра ЭКСЧАРМ. ПТЭ, 1995, N4, с.8-20.
- [3] Войчишин М.Н., Гуськов Б.Н., Девицин Е.Г. и др., Черенковский пороговый газовый 14-канальный счетчик. ПТЭ, 1985, N3, с. 71-73.
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.
- [4] Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др., Спектрометр ЭКСЧАРМ. ОИЯИ Р13-98-286, Дубна, 1998, 25 с.

- [5] Hong Pi, *Comp. Phys. Comm.*, v.71, p.173, 1992.
- [6] Камбурян А.Ф., Капишин М.Н., Кекелидзе В.Д. и др., Определение эффективности идентификации частиц в эксперименте ЭКСЧАРМ. ОИЯИ Р13-93-362, Дубна, 1993, 10 с.
- [7] Христов П.З., Христова Т.В., Эффективность распознавания заряженных частиц с помощью черенковских детекторов в эксперименте ЭКСЧАРМ. ОИЯИ Р1-99-6, Дубна, 1999, 16 с.
- [8] Allison J., *Comp. Phys. Comm.*, v.77, p.377, 1993.
- [9] James F., MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library Long Writeup D506, CERN, 1994.
- [10] Gunion J.F., *Phys. Lett. B*, v.88, p.150, 1979.
- [11] Kaidalov A.V., Piskunova O.I., *Z. Phys. C*, v.30, p.145, 1986.
- [12] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.П., Материалы рабочего совещания по экспериментальной программе УНК, Серпухов, с.64, 1988.
- [13] Bockmann K., Hofmann J., Idschok U. et al., Inclusive $K^*(892)^\pm$ in pp and π^+p Interactions, *Nucl.Phys. B*, v.166, p.284, 1980.
- [14] Боголюбовский М.Ю., Бумажнов В.А., Кирюнин А.Е. и др., Исследование образования нейтральных странных частиц в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/ и сравнение с $\bar{p}p$ -данными. ЯФ, т.50, вып.9, с.683, 1989.
- [15] Аммосов В.В., Гапиев В.А., Дерре Ж. и др., Инклюзивное рождение резонансов в pp -взаимодействиях при 69 ГэВ/с. ЯФ, т.24, вып.1, с.59, 1976.
- [16] Brick D., Rudnicka H., Shapiro A.M. et al., Inclusive Strange-Resonance Production in pp , π^+p and K^+p Interactions at 147 GeV/c, *Phys.Rev. D*, v.25, p.2248, 1982.

- [17] Aziz T., Bailly J.L., Banerjee S. et al., Inclusive K^{*} 's and Σ^{*} 's Production in 360 GeV/c pp Interactions Using the European Hybrid Spectrometer. *Z.Phys C*, v.30, p.381, 1986.
- [18] Kichimi H., Fukawa M., Kabe S. et al., Inclusive study of strange-particle production in pp Interactions at 405 GeV/c. *Phys.Rev. D*, v.20, p.37, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1999 года.