

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

IFVE - ONF - 89-120

ИФВЭ 89-120

ОНФ

Н.М. Агабабян, И.В. Ажиненко, Ю.А. Белокопытов, Г. Бетчер,
Ф. Вербер, Р. Вишневски, А. Вроблевски, В.Г. Гаврясев,
З.Ш. Гаручава, Г.Грасслер, Г.Р. Гулканян, Е.А. Де Вольф,
А. Де Рук, К. Дзиниковска, С.А. Зоткин, Д. Кисилевска,
В. Киттель, Ф. Крайнс, Ф. Майерс, А.Б. Михаловска,
В.И. Николаенко, Л.К.С. Оливейра, К. Олкиевич, В.М. Роньжин,
А.М. Рыбин, Г.М.Т. Саарикко, Ю.М.Т. Саарикко, Л. Схолтен,
Л.А. Тихонова, А.Г. Томарадзе, В.А. Уваров, П. ван Хал,
Т. Хаупт, О.Г. Чикилев, П.В. Шляпников, В. Шмитц

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В K^+p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 250 ГэВ/С

Сотрудничество ЕГС-NA22

Серпухов 1989

Н.М. Агабабян¹¹, И.В. Ажиненко⁹, Ю.А. Белокопытов⁹, Г. Бетчер³,
Ф. Вербер², Р. Вишневецки³, А. Вроблевски¹⁰, В.Г. Гаврюшев⁶,
З.Ш. Гаручава^{9,*}), Г.Грасслер¹, Г.Р. Гулканян¹¹, Е.А. Де Вольф²,
А. Де Ржк², К. Дзиниковска⁵, С.А. Зоткин⁶, Д. Кисилевска⁵,
В. Киттель⁷, Ф. Крайнс⁷, Ф. Майерс⁷, А.Б. Михаловска²,
В.И. Николаенко⁹, Л.К.С. Оливейра⁸, К.Олкиевич⁵, В.М. Роньжин⁹,
А.М. Рыбин⁹, Г.М.Т. Саарикко⁴, Ю.М.Т. Саарикко⁴, Л. Схолтен⁷,
Л.А. Тихонова⁶, А.Г. Томарадзе^{9,*}), В.А. Уваров⁹, П. ван Хал⁷,
Т. Хаупт⁷, О.Г. Чикилев⁹, П.В. Шляпников⁹, В. Шмитц¹

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В K⁺p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 250 ГэВ/С

-
- ¹ Институт физики, Аахен, ФРГ
² Межуниверситетский институт высоких энергий в Брюсселе и отделение физики Антверпенского университета, Бельгия
³ Институт физики высоких энергий Академии наук ГДР, Берлин (Цейтен), ГДР
⁴ Отделение физики высоких энергий Хельсинского университета, Хельсинки, Финляндия
⁵ Институт физики и ядерной техники Академии горного дела и металлургии и Институт ядерной физики, Краков, Польша
⁶ Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета, СССР
⁷ Неймегенский университет и Нидерландский центр по физике высоких энергий (NIKHEF-H), Неймеген, Нидерланды
⁸ Бразильский центр физических исследований, Рио-де-Жанейро, Бразилия
⁹ Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР
¹⁰ Варшавский университет и Институт ядерных проблем в Варшаве, Польша
¹¹ Ереванский физический институт, СССР
*) Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета, СССР

Аннотация

Агабабян Н.М., Ажиненко И.В. и др. Инклюзивное образование мезонных резонансов в K^+p -взаимодействиях при 250 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 89-120. - Серпухов, 1989. - 48 с., 17 рис., 9 таблиц, библиогр.:33.

Представлены результаты детального исследования инклюзивного образования векторных мезонов ϕ , $K^{*+,0}(892)$, $\bar{K}^{*0}(892)$, $\rho^{+,0}$, ω и тензорных мезонов $K_2^{*0}(1430)$ и $f_2(1270)$ в K^+p -взаимодействиях при 250 ГэВ/с. Проведено сравнение этих результатов с данными, полученными при более низких энергиях, а также с предсказаниями различных кварк-партонных моделей. Показано, что сечения образования ρ^0 , $K^{*0}(892)$ и $\bar{K}^{*0}(892)$ сконцентрированы в центральной области, растут с одной и той же скоростью при увеличении энергии и не воспроизводятся моделями. Образование тензорных мезонов $f_2(1270)$ и $K_2^{*0}(1430)$ подавлено по сравнению с ρ^0 и $K^{*0}(892)$ почти в три раза.

Abstract

Agababyan N.M., Ajinenko I.V. et al. Inclusive Meson Resonance Production in K^+p Interactions at 250 GeV/c. IHEP Preprint 89-120. - p. 48, figs.17, tables 9, refs.: 33.

A detailed analysis of the inclusive production of the vector mesons ϕ , $K^{*+,0}(892)$, $\bar{K}^{*0}(892)$, $\rho^{+,0}$, ω and the tensor mesons $K_2^{*0}(1430)$ and $f_2(1270)$ in K^+p interactions at 250 GeV/c is presented. The data are compared with results at lower energies and with various quark-parton models. The production of ρ^0 , $K^{*0}(892)$ and $\bar{K}^{*0}(892)$ increases at the same rate as a function of energy, is concentrated in the central region and is not reproduced by the models. Production of the tensor mesons $f_2(1270)$ and $K_2^{*0}(1430)$ is suppressed relative to ρ^0 and $K^{*0}(892)$ by a factor of about 3.

ВВЕДЕНИЕ

В этой статье представлены результаты исследования в эксперименте NA22 инклюзивного образования резонансов в реакциях

$$K^+ p \rightarrow \phi(1020) + X, \quad (1)$$

$$\rightarrow K^{*0}(892) + X, \quad (2)$$

$$\rightarrow K^{*+}(892) + X, \quad (3)$$

$$\rightarrow \bar{K}^{*0}(892) + X, \quad (4)$$

$$\rightarrow \rho^0(770) + X, \quad (5)$$

$$\rightarrow \rho^+(770) + X, \quad (6)$$

$$\rightarrow \omega(783) + X, \quad (7)$$

$$\rightarrow K_2^{*0}(1430) + X, \quad (8)$$

$$\rightarrow f_2(1270) + X \quad (9)$$

при 250 ГэВ/с - максимальном импульсе, достигнутом на сегодня для пучков положительно заряженных мезонов. Эксперимент проведен на Европейском гибридном спектрометре (ЕГС) с быстроциклирующей водородной пузырьковой камерой (RCBC) в качестве вершинного детектора, в обогащенном мезонами пучке ускорителя SPS в ЦЕРН.

Общеизвестно, что значительная часть стабильных частиц, наблюдаемых в многоадронных конечных состояниях в процессах e^+e^- -аннигиляции, глубоконеупругого рассеяния, жесткого и мягкого взаимодействий адронов, образуется через промежуточные резонансные состояния с большим разнообразием квантовых чисел. В процессах точечного типа по характерным свойствам образования резонансов можно

более непосредственно судить о непертурбативной эволюции первоначальных состояний партонов. В мягких адрон-адронных взаимодействиях резонансы позволяют лучше понять первоначальный механизм взаимодействия и провести более дискриминационную проверку различных кварк-партоновых моделей. Подробная информация об образовании резонансов не менее важна и для дальнейшего уточнения таких феноменологических схем, как, например, Лундская струнная модель [1], претендующих на реалистическое описание процессов адронизации кварковых и глюонных систем и широко используемых при анализе настоящих и планировании будущих экспериментов.

С самого начала важно подчеркнуть, что стандартная методика анализа резонансов, используемая как в настоящей работе, так и во всех других экспериментах, все еще довольно примитивна. Применяемые методы носят чисто вероятностный характер и позволяют анализировать только наиболее заметные низкоэнергетические резонансные состояния. Фазовая структура многочастичных амплитуд и возможные интерференции полностью игнорируются. Эти же ограничения присущи и обычно используемым фрагментационным моделям.

С экспериментальной точки зрения выделение резонансных состояний в инклюзивных реакциях представляет отнюдь не тривиальную задачу. Большинство экспериментов имеют ограниченный аксептанс и ограниченную возможность идентификации частиц. Большое число вторичных частиц при высоких энергиях приводит к значительному комбинаторному фону. Во многих экспериментах мала статистика и ограничена точность измерения импульсов. В результате только в немногих экспериментах удавалось одновременно проанализировать большое количество резонансов. В K^+p -взаимодействиях данные о реакциях (1)-(5) и (8), (9) получены только в двух экспериментах на пузырьковых камерах "Мирабель" при 32 ГэВ/с [2-6] и VEBC при 70 ГэВ/с [7,8]. При более высоких энергиях сотрудничеством ACCMOR недавно опубликованы статистически хорошо обеспеченные данные о реакции (1) при 120 и 200 ГэВ/с в интервале фейнмановской переменной $0 < x_f < 0,3$ [9]. О результатах исследования реакций (3) и (5) при 147 ГэВ/с на небольшой статистике сообщается в работах [10,11].

Данные по инклюзивному образованию ρ^+ и ω в реакциях (6) и (7) получены впервые в нашем эксперименте.

Статья организована следующим образом. В первом разделе после краткого описания ЕГС обсуждаются критерии отбора событий, акселтанс и распределения по инвариантным массам. Затем мы рассматриваем проблемы, возникающие в результате взаимных отражений резонансов, и обсуждаем методику определения сечений. В разделе 2 представлены полные и полуинклюзивные сечения реакций (1)-(9) и, где это возможно, их энергетическая зависимость. Распределения по продольным и поперечным импульсам описаны в разделе 3. В Заключении сформулированы основные результаты.

1. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. Спектрометр

Подробное описание экспериментальной установки ЕГС и триггера на взаимодействие содержится в работе [14]. Коротко говоря, ЕГС состоит из лузьярковой камеры RCBC, помещенной в сверхпроводящем магните с полем 2 Т и являющейся одновременно мишенью и вершинным детектором, и расположенного за ней широкоапертурного двухплечевого спектрометра. Геометрическая реконструкция треков вторичных заряженных частиц проводится по отсчетам, зарегистрированным в пропорциональной и дрейфовых камерах спектрометра, и по результатам измерений треков в RCBC. На рис. 1а показаны отношения числа заряженных частиц, восстановленных только по измерениям в RCBC или по измерениям в RCBC и данным I- и II-го плеча спектрометра, к общему числу восстановленных частиц в зависимости от лабораторного импульса p . Измерения в RCBC позволяют восстанавливать самые медленные треки, в основном с импульсом $p < 4$ ГэВ/с. Частицы с импульсом от 4 до 40 ГэВ/с восстанавливаются с помощью измерений в RCBC и данным с первого плеча спектрометра. При импульсе $p > 40$ ГэВ/с треки восстанавливаются по результатам измерений в RCBC и по дан-

¹ Полные и дифференциальные сечения $d\sigma/dx$ для ϕ , $K^{*0}(892)$, $\rho^{0,+}$ и ω , полученные в этом эксперименте, были уже представлены в работах [12, 13].

ным с обоих плеч спектрометра. Импульсное разрешение $\langle \Delta p/p \rangle$ в зависимости от p показано на рис.1б. Оно изменяется от максимального значения 2,5% при 30 ГэВ/с до 1,5% при импульсах свыше 100 ГэВ/с.

Идентификация заряженных частиц в ЕГС осуществлялась с помощью силиконо-аэрогелевого порогового черенковского счетчика (SAD), проекционной дрейфовой камеры большого объема (ISIS), черенковского порогового счетчика, наполненного нагретым гелием (FC), и детектора переходного излучения (TRD). Разделение протонов от π^+ при импульсах $p < 1,2$ ГэВ/с проводилось по плотности пузырьков треков в RCBC. При наличии информации о массе частицы хотя бы с одного из идентификаторов заряженных частиц вычислялись χ^2 , соответствующие различным массовым гипотезам (π, K, p). Однозначно идентифицированными считались те заряженные частицы ($\sim 27\%$), у которых вероятность χ^2 наилучшей гипотезы, по крайней мере в 10 раз, превышала вероятность χ^2 любой другой гипотезы. Доля заряженных однозначно идентифицированных частиц представлена на рис.1в в зависимости от импульса частицы. Все другие частицы считались неидентифицированными. При вычислении инвариантных масс неидентифицированным частицам приписывалась масса в зависимости от рассматриваемой моды распада резонанса. Приводимые сечения образования резонансов отличаются менее чем на одно стандартное отклонение от сечений, полученных без учета информации о массе частицы.

Импульсы π^0 измерялись по распаду $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Для пары фотонов требовалось, чтобы они удовлетворяли 1С-фит гипотезе при условии, что π^0 -мезон вылетает из первичной вершины. Методика регистрации фотонов в Боковом и Переднем гамма-детекторах (БГД и ПГД), входящих в состав ЕГС, подробно описана в работе [15]. На рис.2 показана эффективность регистрации π^0 -мезонов в зависимости от фейнмановской переменной x в с.ц.м. Акселтанс фотонных детекторов позволяет исследовать образование π^0 -мезонов в области

$$x(\pi^0) > 0,025. \quad (10)$$

Выборка π^0 -мезонов, образованных в первичной вершине взаимодействия, содержит примеси π^0 -мезонов от распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$,

$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, а также π^0 -мезонов, образованных при вторичных взаимодействиях адронов в материале спектрометра и пузырьковой камеры. В результате этого распределения эффективных масс $K^+ \pi^0$, $\pi^+ \pi^0$ и $\pi^+ \pi^- \pi^0$ вблизи порога могут быть несколько искажены из-за вклада комбинаций родительских частиц с их дочерним π^0 -мезоном. Чтобы учесть такого рода искажения и ограниченный акцептанс регистрации π^0 -мезонов, спектры эффективных масс анализировались в ограниченных областях по $\cos \theta_j = -\vec{k}(\pi^0) \cdot \vec{k}(p)$ и ϕ (где $\cos \phi = (\vec{n}(K) * \vec{n}(r)) \cdot (\vec{n}(\pi^0) * \vec{n}(r))$; \vec{k} и \vec{n} - единичные вектора в системе покоя резонанса (r) и в лабораторной системе соответственно). Для учета отброшенных событий вводился соответствующий вес.

Ограничение для π^0 (10) ограничивает акцептанс для p^+ и ω значением $x > 0,06$, а для $K^{*+}(892)$ и $K_2^{*+}(1430)$ значениями $x > 0,10$ и $x > 0,07$ соответственно. Однако из-за неудовлетворительного соотношения резонанс/фон мы анализировали образование K^{*+} в моде $K^+ \pi^0$ в еще более узкой области $x > 0,4$. Дифференциальные сечения образования $K^{*+}(892)$ в интервале $-0,4 < x < 0,4$ получены из моды распада $K^{*+}(892) \rightarrow K_S^0 \pi^+$, с K_S^0 , зарегистрированными в RCBC. Подробный анализ образования нейтральных каонов в K^+p - и π^+p -реакциях в этом эксперименте представлен в работе [16].

1.2. Экспериментальные данные

После просмотра снимков в эффективном объеме RCBC было зарегистрировано 48680 первичных K^+p -событий. Для дальнейшего анализа были отобраны события, прошедшие стадию измерения и реконструкции, при условиях, что измеренная и реконструированная множественности n совпадают, выполняется закон сохранения заряда, не зарегистрированы электроны, число плохо реконструированных треков меньше $n/3$ и не превышает 3. Этим условиям удовлетворяют 34500 неупругих событий, что соответствует чувствительности 1,97 соб/мкб.

Дополнительно требовалось, чтобы остаточные среднеквадратичные отклонения измеренных треков в отобранных событиях составляли менее 500 мкм в пространстве, а также $\Delta p/p < 0,25$. Кроме того, для частиц со вторичными взаимодействиями в RCBC прогиб трека должен был быть в 4,3 раза больше его остаточного среднеквадратичного

отклонения. Доля не удовлетворяющих этим условиям треков в отобранных событиях составляет 7,1%. Эффективность реконструкции треков практически не зависит от множественности заряженных частиц.

Все представленные здесь сечения получены из нормировки поправленных на триггер числа событий в каждой топологии на топологические сечения [14].

1.3. Процедура аппроксимации спектров

Полные, полуинклюзивные и дифференциальные сечения образования резонансов определены из аппроксимации распределений инвариантных масс K^+K^- , $K^+\pi^-$, $K^-\pi^+$, $K^+\pi^0$, $K_S^0\pi^+$, $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ выражением

$$d\delta/dM = BG(M) (1 + \beta BW(M)), \quad (11)$$

где $BW(M)$ - релятивистская P-волновая функция Брейта-Вигнера для всех векторных мезонов кроме ω , для которого использовалась функция Гаусса. При аппроксимации спектров масс $K^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ к выражению (11) добавлялась D-волновая функция Брейта-Вигнера для выделения сигналов от $K_2^{*0}(1430)$ и $f_2(1270)$. Фон параметризовался функцией

$$BG(M) = \alpha_1 (M - M_{th})^{\alpha_2} \exp(-\alpha_3 M - \alpha_4 M^2), \quad (12)$$

где M_{th} - пороговая масса; $\alpha_1 - \alpha_4$ и β - параметры подгонки.

1.4. Параметры резонансов

В качестве полной ширины резонанса, за исключением ϕ и ω , бралась сумма естественной ширины резонанса Γ_N и ширины экспериментального разрешения Γ_R , поскольку $\Gamma_R < \Gamma_N$ (например, FWHM функции экспериментального разрешения для ρ^0 и ρ^+ равна 12 и 15 МэВ/с² соответственно и практически не зависит от x). Для узкого ϕ его естественная ширина свертывалась с функцией экспериментального разрешения, взятой в форме гауссовского распределения с $\delta_R = 5,8$ МэВ/с². Из-за довольно большой величины FWHM = 29 МэВ/с² для ω мы аппроксимировали сигнал от ω функцией Гаусса.

Для проверки надежности подгонки мы аппроксимировали распределения инвариантных масс выражением (11) при фиксированных значениях массы (M) и ширины Γ_N , расфиксированных M и Γ_N или при фиксированной Γ_N и расфиксированной M . Результаты такой проверки для $K^{*0}(892)$ в области $x > 0,2$ показаны в табл. 1. Значения M и Γ_N совпадают во всех случаях в пределах 1-2 ошибок со значениями из Таблицы свойств частиц (PDG) [17]. Сечения также согласуются между собой. Наблюдаемая разница характеризует величину систематических ошибок, которые составляют $\sim 10\%$.

В дальнейшем массы всех резонансов, кроме ϕ и ω , фиксировались при взятых из PDG значениях. Для ϕ -мезона в интервале $x > 0,2$ мы нашли $M_\phi = 1020,9 \pm 0,5$ МэВ/ c^2 , что согласуется со значением в PDG. Найденная из подгонки ширина ω согласуется с экспериментальным разрешением.

1.5. Отражения

При исследовании образования резонансов в экспериментах с низкой эффективностью идентификации частиц возникают хорошо известные трудности, связанные с тем, что сигналы резонансов, проявляющиеся в каком-то спектре эффективных масс (например, $K^+\pi^-$), искажают спектр эффективных масс других комбинаций частиц (например, $\pi^+\pi^-$), если какая-либо из частиц (например, K^+) неправильно идентифицирована (например, как π^+). Подобные отражения особенно существенны для узких резонансов, перекрывающихся в фазовом пространстве.

Вычитание отражения от резонанса $K^{*0}(892)$ из спектров эффективных масс K^+K^- проводилось описанным в работах [2, 7] методом. Для каждой K^+K^- -пары, попадающей в заданный x -интервал, мы переопределяли массу неидентифицированной отрицательно заряженной частицы на массу π^- и аппроксимировали соответствующий спектр эффективных масс $K^+\pi^-$ выражением (11). После этого для каждой пары частиц с массой $M_1(K^+\pi^-)$ может быть вычислена вероятность того, что эта пара не принадлежит $K^{*0}(892)$. Поэтому спектр эффективных масс K^+K^- для тех же самых частиц, но построенный с весом

$$W(M_1) = 1/(1 + \beta_{K^*} BW_{K^*}(M_1)), \quad (13)$$

не будет содержать отражения от K^{*0} (892). Эта процедура практически не изменяет спектры эффективных масс K^+K^- в области ϕ -мезона, но значительно снижает фон для $M(K^+K^-) \gg 1,05 \text{ ГэВ}/c^2$, особенно при больших x . Поправленные таким образом спектры эффективных масс K^+K^- при $x(K^+K^-) \gg 0,2$ и $x(K^+K^-) \gg 0,5$ показаны на рис. 3а, б. Четкий сигнал от ϕ -мезона наблюдается начиная с $x(K^+K^-) \gg 0$. При этом отношение сигнала к фону больше 2 и увеличивается при $x \rightarrow 1$. Кривые на рис. 3а, б иллюстрируют результаты подгонки, они хорошо описывают экспериментальные распределения. Число ϕ -мезонов в сигнале при $x > 0$ ($x > 0,2$) составляет 490 (310).

Спектры эффективных масс $K^+\pi^-$ сильно искажаются из-за отражения от ρ^0 . Его влияние особенно значительно для $x(K^+\pi^-) < 0,2$. Для удаления этого отражения мы использовали два метода. Первый, уже описанный в работе [8], основан на том, что соотношение между эффективными массами $M(\pi^+\pi^-)$ и $M(K^+\pi^-)$, вычисленными для одной и той же пары частиц, очень близко к линейной зависимости для $\cos\theta_{K^*} > 0$, где θ_{K^*} - угол Готтфрида-Джексона между π^- -мезоном и налетающим протоном в системе покоя $K^+\pi^-$. Поэтому форма функции отражения от ρ^0 , $\text{Ref}_{\rho^0}(M)$, может быть вычислена аналитически, и спектры масс $K^+\pi^-$ аппроксимируются выражением

$$d\delta/dM = BG(M) (1 + \beta V_{K^*}(M) + \text{Ref}_{\rho^0}(M)). \quad (14)$$

При таком подходе также, как и в K^+p -экспериментах при 32 и 70 $\text{ГэВ}/c$ [5, 8], отражение от ρ^0 не учитывалось при $x(K^+\pi^-) \gg 0,2$. Генерация событий методом Монте-Карло с использованием в качестве входных данных измеренных сечений образования резонансов показывает [18], что при этом сечения K^{*0} (892) в интервале $0,2 < x < 0,5$ могут быть завышены до 10%. Для значений $x > 0,5$ влиянием отражения можно пренебречь. Систематическая погрешность сечения при $0,2 < x < 0,5$ сопоставима со статистической ошибкой и не включена в приводимые здесь ошибки.

Резонанс K^{*0} (892) в основном образуется в центральной области, где сечение образования ρ^0 и, следовательно, отражение от ρ^0 вели-

ко. Для определения сечения $\bar{K}^{*0}(892)$ использовался метод, применявшийся для $K^{*0}(892)$ в интервале $|x| < 0,2$.

Спектры эффективных масс $K^+\pi^-$ после удаления отражений показаны для иллюстрации на рис. 3в, г. Число $K^{*0}(892)$ в сигналах равно 3000 (1310) при $x \geq 0,2$ ($x \geq 0,5$). Пик от $K_2^{*0}(1430)$ становится видимым при $x \geq 0,2$ и все более заметен при $x \rightarrow 1$. Аппроксимирующая функция (гладкие кривые на рис. 3в, г) прекрасно описывает данные.

Для удаления отражений от $K^{*0}(892)$ и $\bar{K}^{*0}(892)$ при определении сечений образования ρ^0 -мезона мы воспользовались вторым методом. Он позволяет одновременно определить сечения образования ρ^0 , $K^{*0}(892)$ и $\bar{K}^{*0}(892)$, а также позволяет проверить первый метод.

ρ^0 наблюдается в распределениях эффективных масс $\pi^+\pi^-$ как в центральной, так и во фрагментационных областях, где образование $\bar{K}^{*0}(892)$ и $K^{*0}(892)$ соответственно приводит к существенным отражениям. Для вычисления поправок на эти отражения мы модифицировали метод, применявшийся для ϕ -мезонов. Каждой паре частиц мы приписываем вес (W_{res}) по аналогии с (13), равный вероятности, что данная пара частиц не принадлежит рассматриваемому резонансу. Метод является итерационным, и каждая из i -ых последовательных итераций состоит из трех подытераций:

- спектр масс $K^+\pi^-$ вычисляется с весами $W_{i-1}(\rho^0)W_{i-1}(\bar{K}^{*0})$ [$W_0=1$], а $b_i(K^{*0})$, $W_i(K^{*0})$ определяются обычным методом подгонки;
- спектр масс $K^-\pi^+$ вычисляется с весами $W_{i-1}(\rho^0)W_i(K^{*0})$ и определяются $b_i(\bar{K}^{*0})$, $W_i(\bar{K}^{*0})$;
- спектр масс $\pi^+\pi^-$ вычисляется с весами $W_i(K^{*0})W_i(\bar{K}^{*0})$ и определяются $b_i(\rho^0)$, $W_i(\rho^0)$.

Эта процедура применяется в каждом интервале рассматриваемой переменной, а полное сечение получается интегрированием дифференциального распределения. Сходимость метода иллюстрируется в табл. 2, где представлены интегралы дифференциальных распределений db/dx . Значения полных сечений $K^{*0}(892)$ и $\bar{K}^{*0}(892)$, полученные в последней итерации, практически совпадают со значениями, полученными при использовании первого метода: $b(K^{*0}(892)) = (5,04 \pm 0,55) \text{ мб}$, $b(\bar{K}^{*0}(892)) = (2,44 \pm 0,57) \text{ мб}$.

Спектры эффективных масс $\pi^+\pi^-$ после удаления отражений показаны на рис. 3д, е. Мы наблюдаем четкие сигналы от ρ^0 даже в области

фрагментации K^+ при $x > 0,2$ ($x > 0,5$), где отражения от $K^{*0}(892)$ очень значительны. Результаты подгонки (гладкие кривые) хорошо описывают данные.

Наименьшее значение отношения сигнала к фону для ρ^0 наблюдается при $|x| < 0,2$. В этой области имеется значительное расхождение данных с предсказаниями нескольких моделей (см. ниже). Поэтому для надежности мы провели детальную проверку наших методов на статистике из 200 тыс. событий, сгенерированных программой Лунд-Монте-Карло (Лунд), описывающей адронные взаимодействия с малыми p_T [1]. Все заряженные частицы считались неидентифицированными, и им была приписана масса пиона. Мы задали сечение образования ρ^0 при $|x| < 0,2$ в сгенерированных событиях равным экспериментальному значению 3,2 мб. Сечение ρ^0 , полученное итерационным методом, примененным к сгенерированным событиям, оказалось равным $(3,02 \pm 0,18)$ мб, т.е. близким к заданному значению.

Взаимные отражения резонансов $K^{*+}(892) \rightarrow K^+\pi^0$ и $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ учитывались так же, как и отражения их нейтральных партнеров, т.е. с помощью итерационной процедуры. Спектры эффективных масс $K_S^0\pi^+$ и $K^+\pi^0$, полученные после удаления отражений в двух интервалах x , показаны на рис. 4а, б. В обоих случаях видны отчетливые сигналы от K^{*+} -резонанса. Результаты подгонки (гладкие кривые) хорошо описывают данные.

2. ПОЛНЫЕ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

2.1. Экспериментальные результаты

Полные инклюзивные сечения мезонных резонансов в K^+ p-реакциях, которые удалось определить в данном эксперименте, приведены в табл.3. Все значения сечений, как здесь, так и ниже, поправлены на ненаблюдаемые моды распада. Ошибки - статистические, за исключением $\rho^0(770)$, где добавлена систематическая ошибка 0,2 мб, учитывающая методические неопределенности в центральной области ($|x| < 0,2$). В табл.3 представлены также средние множественности резонансов на неупругое событие $\langle res \rangle = \delta(res)/\delta_{inel}$ при $\delta_{inel} = (17,51 \pm 0,11)$ мб [14, 19].

Таблица 1. Параметры резонанса $K^{*0}(892)$ и сечения его образования при $x \gg 0,2$, полученные с помощью описанной в тексте процедуры.

M(МэВ/с ²)	Γ_N (МэВ/с ²)	$\sigma_{x \gg 0,2}$ (мб)	P(χ^2)(%)
896,45 (фикс.)	50,24(фикс.)	2,54±0,12	7
900,2±1,8	50,24(фикс.)	2,53±0,12	10
901,4±2,3	54±9	2,73±0,21	11

Таблица 2. Полные инклюзивные сечения образования резонансов $K^{*0}(892)$, $\bar{K}^{*0}(892)$ и ρ^0 , полученные итерационной процедурой, описанной в тексте.

Номер итерации	$\sigma(K^{*0})$, мб	$\sigma(\bar{K}^{*0})$, мб	$\sigma(\rho^0)$, мб
1	6,57±0,41	3,42±0,50	4,95±0,49
2	5,18±0,50	2,61±0,49	5,57±0,45
3	5,21±0,51	2,65±0,50	5,34±0,45
4	5,10±0,49	2,50±0,48	5,46±0,44
5	5,13±0,50	2,52±0,49	5,39±0,43
6	5,07±0,49	2,49±0,48	5,40±0,43

Таблица 3. Полные инклюзивные сечения образования резонансов*) и их множественности на неупругое взаимодействие в K^+p -реакциях при 250 ГэВ/с.

Резонансы	σ_{incl} (мб)	$\langle res \rangle = \sigma_{incl}(res) / \sigma_{inel}$
$K^{*0}(892)$	5,07±0,49	0,290±0,028
$K^{*+}(892)$	5,58±0,74	0,319±0,042
$\bar{K}^{*0}(892)$	2,49±0,48	0,142±0,027
$\rho^0(770)$	5,40±0,64	0,308±0,037
$f_2(1270)$	1,63±0,29	0,093±0,017

*) Сечения здесь и ниже поправлены на невидимые моды распада. Систематическая ошибка добавлена только для ρ^0 .

Энергетическая зависимость сечений образования векторных и тензорных мезонов представлена на рис. 5 и 6. При значениях $s > 50 \text{ ГэВ}^2$ рост сечений носит логарифмический характер и хорошо аппроксимируется формулой

$$\sigma_{\text{incl}} = a + b \ln(s/s_0), \quad (s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2). \quad (15)$$

Аналогично, энергетическая зависимость средних множественностей описывается¹ формулой

$$\langle n_{\text{res}} \rangle = a_0 + b_0 \ln(s/s_0). \quad (16)$$

Найденные из подгонки параметры представлены в табл. 4. Отметим, что наклоны b (b_0) одинаковы в пределах ошибок для $K^{*0}(892)$, $\bar{K}^{*0}(892)$ и ρ^0 и значительно ниже для $f_2(1270)$.

Анализ дифференциальных распределений (см. разд. 3) показывает, что сечение $\bar{K}^{*0}(892)$ почти полностью сконцентрировано при $|x| < 0,2$ и примерно равно сечению $K^{*0}(892)$ в этой области. $\bar{K}^{*0}(892)$ не имеет общих валентных кварков с пучком или мишенью и поэтому образуется только из морских кварков. Из этого можно заключить, что рост полных сечений $K^{*0}(892)$, $\bar{K}^{*0}(892)$ (и ρ^0 , см. ниже) происходит в результате образования морских кварк-антикварковых пар и примерно одинаков для этих трех векторных мезонов.

Из табл. 3 видно, что отношение сечений образования тензорного мезона к векторному $f_2/\rho^0 = 0,30 \pm 0,06$ при 250 ГэВ/с близко к отношениям $f_2/\rho^0 = 0,26 \pm 0,05$ [4, 6], $K_2^{*+}(1430)/K_{\text{протп}}^{*+}(892) = 0,27 \pm 0,05$ и $K_2^{*0}(1430)/K_{\text{протп}}^{*0}(892) = 0,25 \pm 0,09^2$, полученным [5] при 32 ГэВ/с. Это указывает на то, что "подавление" тензорных мезонов относительно векторных, по-видимому, не зависит от аромата и энергии в этой области энергий.

¹ Данные, полученные на очень низкой статистике при 147 ГэВ/с [10, 11], не включены в фит. Как утверждают авторы [10], сечение $K^{*+}(892)$, возможно, недооценено; значение $b(\rho^0)$ сильно завышено, поскольку не было учтено отражение от $K^{*0}(892)$ [11].

² $K_{\text{протп}}^{*+}(892)$ означает, что из сечений удалены вклады от распадов $K_2^{*+}(1430) \rightarrow K^{*+}(892)\pi$ и $K_2^{*0}(1430) \rightarrow K^{*0}(892)\pi$.

Сечения образования резонансов в реакциях (2) и (5) при фиксированном числе вторичных заряженных частиц представлены в табл.5. Сумма топологических сечений согласуется с приведенными в табл.3 полными сечениями.

Средние множественности $K^{*0}(892)$ и ρ^0 в зависимости от множественности вторичных заряженных частиц (n_{ASS}) (за вычетом продуктов распада этих резонансов [3]) показаны на рис.7. Средние множественности при 32 и 70 ГэВ/с были примерно одинаковы для обоих резонансов, уменьшались с увеличением n_{ASS} или оставались примерно постоянными. При 250 ГэВ/с они, по-прежнему, остаются примерно одинаковыми для обоих резонансов, но возрастают с увеличением n_{ASS} .

2.2. Сравнение с моделями

В предыдущих работах [3,5,7,12,13] было проведено сравнение полных инклюзивных сечений образования резонансов с предсказаниями статистической кварковой модели (SQM) [20,21], и обнаружены значительные расхождения. Не возвращаясь к этим обсуждениям, мы остановимся в этой и следующих главах на сравнении данных с более современными моделями, которые претендуют на более детальное описание мягких адрон-адронных взаимодействий. Мы рассмотрим такие кварк-фрагментационные модели, как однострунная Лундская модель (Лунд) [1], двухлистная Лундская модель (Фритьоф; версия 2.0) [22], двухлистная дуально-партоновая модель (DPM) [23,24] и модель независимых кварковых струй (IQM) [24].

Во всех этих моделях, если не оговорено иначе, мы применяем Лундскую схему (версия JETSET63) фрагментации струны со стандартными значениями параметров, кроме ширины гауссовского распределения по поперечным импульсам p_x и p_y для первичных частиц ($=0,44$ ГэВ/с) и параметра подавления странного моря ($\lambda=0,2$). Значение λ выбрано в соответствии с измеренным в эксперименте [12]. Дополнительно к "стандартным" векторным и псевдоскалярным мезонам в JETSET63 мы ввели во фрагментационную схему еще и тензорные мезоны $a_2(1320)$, $f_2(1270)$, $f'_2(1525)$, $K_2^*(1430)$ в отношении PS:V:T=50:35:15. Предполагалось, что в моделях Фритьоф, Лунд и IQM

Таблица 4. Найденные из подгонки значения параметров, описывающие логарифмические зависимости полных инклюзивных сечений и средних множественностей.

Резонансы	$\sigma_{incl} = a + b \ln s$		$\langle n \rangle = a_0 + b_0 \ln s$	
	a(мб)	b(мб)	a_0	b_0
$K^{*0}(892)$	$-1,2 \pm 0,9$	$1,03 \pm 0,20$	$0,02 \pm 0,06$	$0,045 \pm 0,013$
$K^{*0}(892)$	$-4,4 \pm 1,1$	$1,07 \pm 0,23$	$-0,26 \pm 0,07$	$0,063 \pm 0,014$
$\rho^0(770)$	$-0,5 \pm 1,6$	$0,95 \pm 0,33$	$0,05 \pm 0,09$	$0,042 \pm 0,020$
$f_2(1270)$	$-0,6 \pm 0,9$	$0,37 \pm 0,18$	$-0,01 \pm 0,05$	$0,018 \pm 0,011$

Таблица 5. Топологические сечения реакций (2) и (5) при 250 ГэВ/с.

n-лучей	$\sigma_n(K^{*0}(892))$ (мб)	$\sigma_n(\rho^0)$ (мб)
4	$0,47 \pm 0,09$	$0,40 \pm 0,11$
6	$0,54 \pm 0,13$	$0,83 \pm 0,15$
8	$0,87 \pm 0,16$	$1,11 \pm 0,21$
10	$0,95 \pm 0,20$	$0,91 \pm 0,24$
12	$0,84 \pm 0,21$	$1,18 \pm 0,26$
14	$0,54 \pm 0,21$	$0,72 \pm 0,24$
16	$0,48 \pm 0,18$	$0,33 \pm 0,21$
>18	$0,32 \pm 0,20$	$0,13 \pm 0,23$
Все	$5,01 \pm 0,50$	$5,61 \pm 0,60$

вероятность лидирования валентного $\bar{s}(u)$ -кварка в K^+ -мезоне составляет $2/3$ ($1/3$). Для DPM эта вероятность равна $\sim 0,7$, как следствие использования других структурных функций валентных u - и \bar{s} -кварков [25]. Все предсказания моделей нормировались на неупругое недифракционное сечение K^+ -взаимодействий при 250 ГэВ/с [26], за исключением модели Фриттьоф. В этой модели предпринята попытка как-то учесть одновершинное "дифракционно-подобное" возбуждение. Поэтому ее предсказания нормировались на полное неупругое сечение. Дальнейшие подробности о моделях и сравнении их предсказаний с инклюзивным образованием пионов в π^+ -, K^+ - и pp -взаимодействиях при 250 ГэВ/с можно найти в работе [25].

Сравнение энергетической зависимости средних множественностей ρ^0 , K^{*0} (892) и \bar{K}^{*0} (892) на неупругое взаимодействие с предсказаниями моделей DPM и Фриттьоф представлено на рис.8. Для K^{*0} (892) и \bar{K}^{*0} (892) предсказанные сечения слишком малы в области энергий выше $\sqrt{s} \sim 100$ ГэВ² и растут с энергией намного медленнее, чем экспериментальные данные. Для ρ^0 -мезона предсказываемые значения сечений в области больших энергий, напротив, намного больше измеренных и растут с энергией быстрее, чем в эксперименте. Такие же расхождения данных с предсказаниями моделей были отмечены при изучении образования ρ^0 в pp -взаимодействиях при энергиях ISR [24,27] и в глубоконеупругом μN -рассеянии (см. [28] и ссылки в ней). Параметризуя предсказания моделей зависимостью (16), мы получили следующие значения параметров наклонов при $\sqrt{s} > 7,8$ ГэВ/с: $b_{\rho^0}(\text{DPM}) = 0,135 \pm 0,002$, $b_{\rho^0}(\text{Фриттьоф}) = 0,110 \pm 0,002$, $b_{K^{*0}}(\text{DPM}) = 0,026 \pm 0,002$, $b_{K^{*0}}(\text{Фриттьоф}) = 0,026 \pm 0,002$, $b_{\bar{K}^{*0}}(\text{DPM}) = 0,024 \pm 0,003$, $b_{\bar{K}^{*0}}(\text{Фриттьоф}) = 0,023 \pm 0,003$.

Во всех рассматриваемых моделях, включая SQM, рост множественности частиц происходит за счет образования морских кварков и должен описываться вторым членом в формуле (16). Поэтому должно выполняться соотношение $b_{K^{*0}} = \lambda b_{\rho^0}$, где λ - параметр подавления странности. Из приведенных значений параметров наклона следует, что эта зависимость действительно (приблизительно) выполняется в моделях, но не в эксперименте (см. табл. 4). Мы проверили, что более сложная чем (16) энергетическая зависимость (например, включающая "предасимптотический" член $\sim 1/\sqrt{s}$, предложенный в рамках двух-

реджеонного подхода [29]) может устранить это несоответствие. Неясно, однако, как такие вклады следует интерпретировать в динамике струны, на которой основывается Лундская фрагментационная схема.

В табл.6 приведены предсказания моделей для полных инклюзивных сечений образования резонансов в K^+ р-взаимодействиях при 250 ГэВ/с, а также для области фрагментации K^+ при $x > 0,2$, которые будут обсуждаться в следующей главе. Мы также рассмотрели вариант модели DPM, называемый DPM-FF, где вместо "стандартных" Лундских фрагментационных функций применены филд-фейнмановские, не зависящие от аромата кварка [30]. Из табл.6 можно заметить, что полное сечение $f_2(1270)$ хорошо воспроизводится всеми моделями¹ (за исключением варианта DPM-FF). Наибольшее расхождение между моделями и экспериментом наблюдается для $\bar{K}^{*0}(892)$ -резонанса, предсказанные сечения которого сильно недооценены. Это расхождение можно устранить только увеличением фактора подавления странности λ до 0,6-0,7, т.е. до величины, которую трудно согласовать с существующими оценками и, в частности, с нашими измерениями λ в области фрагментации K^+ -мезона.

3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ

3.1. Распределения по переменной Фейнмана x

Инвариантные дифференциальные сечения

$$f(x) = \int (E^*/p_{inc}^*) (d^2\sigma/dx dp_T^2) dp_T^2 \quad (17)$$

для ρ^0 , $K^{*0}(892)$ и ϕ показаны на рис.9 вместе с данными, полученными при 32 [5,6], 70 [8,7] и 200 ГэВ/с [9]. В пределах ошибок они не зависят от s в исследуемой области x за исключением, возможно, ρ^0 между 32 и 70 ГэВ/с в интервале $0,4 < x < 0,8$. Образование ρ^0 про-

¹Отношение выходов тензорных мезонов к векторным в модели JETSET63 было "подогнано" к измеренному отношению $K_2^{*0}(1430)/K^{*0}(892)$ для $x > 0,2$ при 250 ГэВ/с, используя DPM-Монте-Карло.

Таблица 6. Инклюзивные сечения образования резонансов в K^+ -взаимодействиях при 250 ГэВ/с, полученные в эксперименте и предсказанные моделями; все значения даны в мб. Предсказания модели Фритьюф получены нормировкой на полное неупругое сечение, всех других моделей - на полное неупругое недифракционное сечение.

Резонанс	Лунд	Фритьюф	DPM	DPM-FF	Эксп.
ρ^0 (все)	$6,54 \pm 0,02$	$8,33 \pm 0,02$	$8,42 \pm 0,02$	$10,30 \pm 0,05$	$5,40 \pm 0,64$
ρ^0 ($x > 0,2$)	$1,23 \pm 0,01$	$1,41 \pm 0,01$	$1,23 \pm 0,01$	$1,26 \pm 0,02$	$1,36 \pm 0,14$
ρ^+ ($x > 0,2$)	$1,47 \pm 0,01$	$1,64 \pm 0,01$	$1,44 \pm 0,01$	$1,30 \pm 0,02$	$1,28 \pm 0,36$
K^{*0} (все)	$2,84 \pm 0,01$	$4,06 \pm 0,01$	$3,81 \pm 0,02$	$4,18 \pm 0,03$	$5,07 \pm 0,49$
K^{*0} (892)					
K^{*0} ($x > 0,2$)	$1,79 \pm 0,01$	$2,25 \pm 0,01$	$2,19 \pm 0,01$	$1,63 \pm 0,02$	$2,54 \pm 0,12$
K^{*+} (все)	$4,95 \pm 0,02$	$4,46 \pm 0,02$	$4,56 \pm 0,02$	$4,86 \pm 0,03$	$5,58 \pm 0,74$
K^{*+} (892)					
K^{*+} ($x > 0,2$)	$3,75 \pm 0,02$	$2,30 \pm 0,01$	$2,46 \pm 0,01$	$1,87 \pm 0,02$	$3,16 \pm 0,53$
\bar{K}^{*0} (все)	$0,58 \pm 0,01$	$0,85 \pm 0,01$	$0,94 \pm 0,01$	$1,18 \pm 0,02$	$2,49 \pm 0,48$
\bar{K}^{*0} (892)					
\bar{K}^{*0} ($x > 0,2$)	$0,082 \pm 0,002$	$0,109 \pm 0,002$	$0,114 \pm 0,003$	$0,15 \pm 0,01$	-
K_2^{*0} (1430)					
K_2^{*0} ($x > 0,2$)	$0,67 \pm 0,01$	$0,71 \pm 0,01$	$0,85 \pm 0,01$	$0,64 \pm 0,02$	$1,04 \pm 0,27$
f_2 (1270)					
f_2 (все)	$1,65 \pm 0,01$	$1,87 \pm 0,01$	$2,04 \pm 0,01$	$2,79 \pm 0,03$	$1,63 \pm 0,29$
f_2 ($x > 0,2$)	$0,42 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,09$
ω ($x > 0,2$)	$0,97 \pm 0,01$	$1,13 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,02$	$1,37 \pm 0,35$
ϕ ($x > 0,2$)	$0,287 \pm 0,004$	$0,356 \pm 0,004$	$0,340 \pm 0,004$	$0,21 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,04$

исходит в основном в центральной области с заметной асимметрией вперед-назад. K^{*0} (892) и ϕ образуются в основном в передней ($x > 0$) полусфере, что отражает доминирующий вклад в эти процессы валентного \bar{s} -кварка начального K^+ .

На рис. 10 показаны соответствующие дифференциальные сечения $d\delta/dx$. Для ϕ они не зависят от энергии во всей измеренной области x , а для ρ^0 и K^{*0} (892) в области $x > 0,2$, возрастая с увеличением энергии от 70 до 250 ГэВ/с в области $|x| < 0,2$. Энергетическая независимость сечений K^{*0} (892) и ϕ в интервале энергий от 32 до 250 ГэВ/с при $x > 0,2$, т.е. в области фрагментации K^+ , обсуждалась в работе [12] и использовалась для определения фактора подавления странности λ в этой области. В табл. 7 представлены спектры $d\delta/dx$ и $f(x)$ для реакций (1)-(3) и (5)-(9) при 250 ГэВ/с.

Приведенные данные по K^{*0} (892) и K^{*+} (892) дают возможность оценить вклад механизма рекомбинации обоих валентных кварков в K^+ -взаимодействиях при 250 ГэВ/с. Если бы вероятность рекомбинации обоих валентных кварков первичного K^+ -мезона в один адрон была велика, то можно было бы ожидать, что K^{*+} (892) имеет большее сечение и более "жесткое" распределение $d\delta/dx$, чем K^{*0} (892). Однако даже при отсутствии процесса рекомбинации обоих валентных кварков можно ожидать, что сечение K^{*+} (892) будет несколько выше сечения K^{*0} при приближении к центральной области из-за влияния валентного u -кварка первичного K^+ (либо, что менее вероятно, протона-мишени), дающего вклад в сечение K^{*+} , но не в сечение K^{*0} . Фрагментационные модели, в которых нет механизма рекомбинации обоих валентных кварков (такие как DPM и Фритьюф), позволяют оценить величины этого эффекта. С другой стороны, дифракционная диссоциация K^+ , которая не вычтена из данных, при больших x дает в 2 раза больший вклад в сечение K^{*0} (892), чем в K^{*+} (892), хотя, как следует из измерений при более низких энергиях [4,5], похоже, составляет не более 5% от полного сечения. Из табл. 6 видно, что измеренные сечения K^{*0} (892) и K^{*+} (892) одинаковы в пределах ошибок. Они также согласуются с предсказаниями моделей DPM и Фритьюф. В Лундской модели допускается процесс рекомбинации обоих валентных кварков, и поэтому предсказываемая разница в сечениях K^{*0} (892) и K^{*+} (892) сильно не согласуется с экспериментальными данными. На рис. 11 проводится

сравнение спектров $K^{*+}(892)$ и $K^{*0}(892)$ в реакциях (2) и (3) при 250 ГэВ/с, из которого можно видеть, что эти спектры очень похожи. В целом наши данные подтверждают подавление механизма рекомбинации обоих валентных кварков, уже обнаруженное ранее в K^+p -реакциях при меньших энергиях [2,5,8] и в π^+p -реакциях при 250 ГэВ/с в данном эксперименте [31].

Количественная иллюстрация важности вклада механизма фрагментации \bar{s} -кварка в образование $K^{*0}(892)$ и ϕ приведена на рис. 12а, б. На нем показан относительный вклад однокварковых струй, несущих полный импульс пучка, предсказываемый моделью IQM. Очевидно, что при $x > 0,2$ образование $K^{*0}(892)$ и ϕ подавляющим образом происходит при фрагментации \bar{s} -кварка. У $K^{*+}(892)$ имеется дополнительный вклад от фрагментации u -кварка, подавленный на фактор λ . Эти оценки остаются справедливыми и для других моделей при разумном выборе структурных функций валентных кварков.

На рис. 13 представлены дифференциальные сечения $d\sigma/dx$ ρ^+ , ρ^0 и ω , уже обсуждавшиеся в работе [13]. Как видно, сечения одинаковы в пределах ошибок для $x > 0,2$. В области $0,06 < x < 0,2$ мы получили $\sigma(\rho^0) = (0,92 \pm 0,28)$ мб и $\sigma(\omega) = (2,56 \pm 0,80)$ мб. Хотя ошибки значительны, большая разница сечений довольно неожиданна, если учесть сходство распределений при больших x . Некоторые модели [32] предсказывают относительно большее число изоскалярных мезонов по отношению к изовекторным в глюонных струях [32]. Однако для объяснения разницы между ω и ρ^0 потребовалось бы слишком большое сечение глюонов. Это привело бы и к значительно большему значению отношения $\phi/K^{*0}(892)$ в центральной области по сравнению с областью фрагментации, что не наблюдается. Лундская фрагментационная модель, с другой стороны, предсказывает, что отношение ω/ρ^0 близко к единице как для кварковых, так и для глюонных струй. Скорее всего, большое значение сечения ω связано с экспериментальными неточностями в определении сечения π^0 при малых $|x_{\pi^0}|$, где поправки на геометрический акцептанс становятся очень большими [15].

Равенство дифференциальных сечений ρ^+ , ρ^0 и ω при $x > 0,2$ и уже отмечавшееся ранее [13] сходство с образованием ρ^0 и ω в глубоко-неупругом μp -рассеянии указывают, что фрагментация u -кварка является основным механизмом образования этих резонансов. Предсказания

модели IQM для однокварковых \bar{s} - и u -струй, показанные на рис. 12в, г, действительно подтверждают, что фрагментация $u \rightarrow \rho^0, \omega$ существенно более важна при $x > 0,2$, чем соответствующий процесс $\bar{s} \rightarrow \rho^0, \omega$. Этот вывод справедлив также и для (более реалистических?) DPM и модели Фритьюф. Заметим, что, казалось бы, процессы фрагментации u -кварка лучше исследовать в пучках π^+ , чем K^+ -мезонов. Однако это не совсем так из-за меньшего влияния дифракционной диссоциации в каонных пучках.

На рис. 14а показано распределение $f(x) K_2^{*0}(1430)$ в реакции (8) вместе с данными при 32 и 70 ГэВ/с [5,8]. Хотя ошибки исключают подробное обсуждение, мы не видим указаний на сильную энергетическую зависимость. На рис. 14б сравниваются распределения $f(x) K^{*0}(892)$ и $K_2^{*0}(1430)$ при 250 ГэВ/с. Они не противоречат тенденции, отмеченной при более низких энергиях, о большей "жесткости" $K_2^{*0}(1430)$ по сравнению с $K^{*0}(892)$. Сравнение дифференциальных сечений $d\sigma/dx f_2(1270)$ и ρ^0 при 250 ГэВ/с на рис. 14в (распределение ρ^0 отнормировано на распределение $f_2(1270)$) показывает, что они идентичны по форме.

3.2. Распределения по поперечным импульсам

Распределения по квадрату поперечного импульса $d\sigma/dp_T^2$ инклюзивных частиц в реакциях (2), (5) и (9) приведены на рис. 15 и в табл. 8. Для описания данных в пределах имеющейся статистики достаточно одной экспоненты $d\sigma/p_T^2 = a \cdot \exp(-bp_T^2)$. Полученные из подгонки значения параметров наклонов указаны на рисунке. Отметим, что параметр наклона у ρ^0 заметно меньше, чем у $K^{*0}(892)$. Параметры наклона у ρ^0 и f_2 одинаковы в пределах ошибок.

В табл. 9 представлены значения $\langle r_T^2 \rangle$ вместе с предсказаниями DPM, Фритьюф и Лунд. Все предсказанные значения значительно ниже экспериментальных, за исключением предсказания Фритьюф для $K^{*0}(892)$. Экспериментально наблюдаемая разница между ρ^0 и $K^{*0}(892)$ также не предсказывается моделями. Можно показать, что для воспроизведения экспериментальных значений $\langle r_T^2 \rangle$ у нестранных мезонов необходимо увеличить ширину p_T -распределения морских кварков в

Лундской фрагментационной схеме от 0,44 ГэВ/с ("стандартная" величина) до 0,58 ГэВ/с. Но при последнем значении мы бы не получили согласия моделей с данными настоящего эксперимента по инклюзивному образованию заряженных частиц [25,33].

3.3. Сравнение с моделями

За некоторыми исключениями, предсказания DPM и Фритьюф в фрагментационной области при $x > 0,2$ хорошо согласуются с измеренными сечениями образования резонансов (табл.6). Предсказываемые сечения для $\rho^+, 0$ на ~25% выше, чем для ω . Это в основном обусловлено различием в вероятностях распада тензорного мезона $a_2(1320)$ на ρ или ω . Сечения ϕ и $K^{*0}(892)$ использовались для "подбора" параметра λ в DPM, и их согласие с предсказаниями моделей поэтому не удивительно.

Из нашего анализа полных инклюзивных сечений и их энергетических зависимостей (разд.2), а также из приведенных выше наблюдений ясно, что модели в основном терпят неудачу в центральной области x .

Сравнение $d\delta/dx$ -распределений ρ^0 , $K^{*0}(892)$ и ϕ с соответствующими предсказаниями моделей приведено на рис.16а. Предсказания моделей DPM и Фритьюф для ρ^+ и ω (не показаны) близки к показанным для ρ^0

Как DPM, так и Фритьюф описывают экспериментальный спектр ρ^0 в области $|x| > 0,2$, но завышают сечение в центральной области. Наибольшее отличие от эксперимента наблюдается у DPM. За пределами центральной области даже простая модель IQM, где один валентный кварк уносит полный импульс пучка, довольно хорошо описывает спектр ρ^0 и близка к предсказаниям Фритьюф. Это означает, что данные по ρ^0 не очень чувствительны ни к структурным функциям валентных кварков в K^+ -мезоне, ни к распределению энергии между двумя струнами в DPM и Фритьюф. Это не так для $K^{*0}(892)$ и ϕ , что следует из несогласия данных с IQM. Действительно, предсказываемый этой моделью спектр $K^{*0}(892)$ довольно хорошо согласуется с данными при $x > 0,2$, но слишком "жесток" для ϕ , а предсказываемые для обоих ре-

Таблица 7. $d\delta/dx$ - и $f(x)$ -распределения в реакциях (1)-(3) и (5)-(9) при 250 ГэВ/с.

x-интервал	$K^+ p \rightarrow \phi + X$	
	$d\delta/dx$ (мкб)	$f(x)$ (мкб)
0,00 - 0,20	1071±286	163±43
0,20 - 0,35	885±181	263±52
0,35 - 0,50	518±126	235±56
0,50 - 0,65	498± 85	292±50
0,65 - 0,80	232± 53	165±38
0,80 - 1,00	138± 39	125±35

x-интервал	$K^+ p \rightarrow K^{*0}(892) + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
(-0,40)-0,00	2,00±0,85	0,32±0,16
0,00 - 0,20	8,62±1,65	1,02±0,23
0,20 - 0,35	5,31±0,60	1,53±0,17
0,35 - 0,50	4,23±0,39	1,88±0,17
0,50 - 0,65	3,36±0,28	1,96±0,16
0,65 - 0,80	2,07±0,23	1,53±0,17
0,80 - 1,00	1,48±0,15	1,31±0,13

x-интервал	$K^+ p \rightarrow K^{*+}(892) + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
(-0,40)-0,00	2,37±0,68	0,36±0,11
0,00 - 0,20	7,39±2,18	0,97±0,32
0,20 - 0,40	7,73±2,28	2,56±0,73
0,40 - 0,60	4,83±1,14	2,28±0,54
0,60 - 0,80	2,59±0,54	1,77±0,38
0,80 - 1,00	1,19±0,30	1,07±0,26

Продолжение табл. 7

x-интервал	$K^+ p \rightarrow \rho^0 + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
(-1, 00) - (-0, 40)	0, 19±0, 09	0, 097±0, 046
(-0, 40) - (-0, 20)	3, 56±0, 70	1, 00 ±0, 20
(-0, 20) - 0, 00	8, 02±2, 10	1, 17 ±0, 31
0, 00 - 0, 20	8, 07±2, 15	1, 08 ±0, 29
0, 20 - 0, 35	5, 07±0, 72	1, 41 ±0, 20
0, 35 - 0, 50	2, 17±0, 51	0, 89 ±0, 22
0, 50 - 0, 65	1, 38±0, 31	0, 79 ±0, 18
0, 65 - 0, 80	0, 31±0, 14	0, 23 ±0, 10
0, 80 - 1, 00	0, 10±0, 08	0, 099±0, 073
x-интервал	$K^+ p \rightarrow \rho^+ + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
0, 20 - 0, 40	4, 37±1, 55	1, 33±0, 45
0, 40 - 0, 60	1, 25±0, 63	0, 60±0, 31
0, 60 - 0, 80	0, 66±0, 23	0, 48±0, 16
0, 80 - 1, 00	0, 20±0, 12	0, 16±0, 11
x-интервал	$K^+ p \rightarrow \omega + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
0, 06 - 0, 20	18, 3±5, 7	2, 73±0, 81
0, 20 - 0, 40	4, 82±1, 67	1, 33±0, 47
0, 40 - 0, 60	1, 46±0, 41	0, 70±0, 20
0, 60 - 1, 00	0, 30±0, 12	0, 23±0, 08
x-интервал	$K^+ p \rightarrow K_2^{*0} (1430) + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
0, 20 - 0, 50	0, 93±0, 71	0, 39±0, 25
0, 50 - 0, 80	1, 48±0, 33	1, 00±0, 22
0, 80 - 1, 00	0, 88±0, 23	0, 78±0, 20

Продолжение табл. 7

x-интервал	$K^*p \rightarrow f_2(1270) + X$	
	$d\delta/dx$ (мб)	$f(x)$ (мб)
(-1,00) - (-0,40)	0,06±0,06	0,04±0,04
(-0,40) - (-0,20)	1,47±0,42	0,45±0,13
(-0,20) - 0,00	2,38±0,89	0,41±0,15
0,00 - 0,35	1,67±0,54	0,21±0,09
0,35 - 0,65	0,71±0,25	0,36±0,12
0,65 - 1,00	0,08±0,06	0,07±0,05

Таблица 8. $d\delta/dp_T^2$ -распределения K^{*0} (892), ρ^0 и $f_2(1270)$ в реакциях (2), (5) и (9) при 250 ГэВ/с.

p_T^2 -интерв. (ГэВ/с) ²	$d\delta(K^{*0})/dp_T^2$ мб(ГэВ/с) ⁻²	p_T^2 -интерв. (ГэВ/с) ²	$d\delta(\rho^0)/dp_T^2$ мб(ГэВ/с) ⁻²	p_T^2 -интерв. (ГэВ/с) ²	$d\delta(f_2)/dp_T^2$ мб(ГэВ/с) ⁻²
0,00-0,15	12,50±2,25	0,00-0,25	7,64±1,95	0,00-0,25	2,22±0,82
0,15-0,30	7,30±1,56	0,25-0,50	6,48±1,21	0,25-0,50	2,16±0,58
0,30-0,50	4,75±0,96	0,50-0,80	2,90±0,72	0,50-0,80	0,84±0,38
0,50-0,80	2,05±0,51	0,80-1,10	1,69±0,48	0,80-1,10	0,40±0,27
0,80-1,10	0,93±0,33	1,10-1,50	0,92±0,28	1,10-1,50	0,31±0,16
1,10-1,50	0,52±0,19	1,50-2,20	0,22±0,13	1,50-2,20	0,13±0,08
1,50-2,20	0,07±0,07				

Таблица 9. Значения $\langle r_T^2 \rangle$ для ρ^0 , K^{*0} (892) и $f_2(1270)$ в K^*p -взаимодействиях при 250 ГэВ/с, полученные в эксперименте и предсказанные моделями; все величины в (ГэВ/с)².

Резонанс	Модель			
	ДРМ	Фритьоф	Лунд	Эксп.
ρ^0	0,305±0,002	0,367±0,002	0,294±0,001	0,49±0,03
K^{*0} (892)	0,308±0,002	0,359±0,002	0,250±0,001	0,35±0,03
$f_2(1270)$	0,356±0,002	0,463±0,004	0,324±0,002	0,55±0,11

резонансов сечения в центральной области слишком малы. Модели DPM и Фритьюф описывают χ -спектры K^{*0} (892) и ϕ много лучше, чем IQM.

Отмеченные недостатки моделей можно объяснить выбором структурных функций или же механизма фрагментации струны в DPM и Фритьюф. Для выяснения этого на рис.16б приведены предсказываемые DPM спектры $d\phi/dx$ для следующих фрагментационных схем: ¹ "стандартной" Лундской схемы JETSET63, схемы Филда-Фейнмана, приспособленной к JETSET63 и JETSET61, и ранней Лундской схемы. Различие между JETSET63 и JETSET61 определяется параметрами функции распределения первоначальной энергии в симметричной Лундской схеме, которая имеет вид [1]

$$\frac{1}{z} (1 - z)^\alpha \exp\left(-\beta \frac{m_T^2}{z}\right), \quad (18)$$

где m_T - поперечная масса рожденного адрона, z - доля его переменной светового конуса, а α , β - параметры, подобранные из данных по e^+e^- -аннигиляции. Параметры α и β имеют значения 1, $0,7(\text{ГэВ})^{-2}$ и 0,5, $0,9(\text{ГэВ})^{-2}$ в моделях JETSET61 и JETSET63 соответственно. Функция распределения энергии во фрагментационной схеме Филда-Фейнмана не зависит от аромата и имеет простую форму [30]

$$1 - a + 3a(1 - z)^2, \quad (19)$$

где $a=0,7$

Рис.16а показывает, что предсказания DPM для ρ^0 -мезона примерно одинаковы для различных схем фрагментации струны. Расхождения в центральной области не зависят от выбора фрагментационных функций и поэтому представляются фундаментальными. Однако предсказания моделей для K^{*0} (892) и ϕ в значительной степени зависят от схемы фрагментации. В частности, модель DPM-FF предсказывает слишком "мягкие" спектры для этих двух резонансов. Разница в предсказаниях показана на рис.17, где приводится зависимость от x отношения выхода ϕ к K^{*0} (892). Поскольку эти резонансы в основном образуются

¹ Структурные функции валентного кварка во всех версиях модели DPM одни и те же.

при фрагментации \bar{s} -кварка, то структурная функция валентного кварка не должна влиять на отношение сечений образования этих резонансов. Согласно данным оно почти постоянно в области $0 < x < 0,9$. Стандартные версии моделей DPM и Фритьюф предсказывают возрастающее отношение, что не согласуется с данными. Это в основном является следствием зависимости от массы в выражении (18). Зависимость от массы менее значительна в схеме JETSET61, и предсказания DPM-JETSET61 лучше согласуются с данными. DPM-FF предсказывает почти равномерную зависимость от x для отношения ϕ к K^{*0} (892), что согласуется с данными. Таким образом, данные указывают, что зависимость функции распределения энергии от массы, заложенная в версии JETSET63 Лундской фрагментационной модели, по-видимому, слишком сильна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье представлены результаты по инклюзивным и дифференциальным сечениям образования векторных и тензорных мезонов в K^+ -взаимодействиях при 250 ГэВ/с. Изучены свойства моделей Лунд, Фритьюф, дуально-партонной модели и модели независимых кварковых струй и проведено их сравнение с экспериментальными данными. Основные результаты можно суммировать следующим образом:

- Распределения $d6/dx$ и $f(x)$ для K^{*0} (892), ρ^0 и ϕ не зависят от энергии в области фрагментации K^+ при $x > 0,2$.

- Сечения образования K^{*0} (892), \bar{K}^{*0} (892) и ρ^0 возрастают с ростом энергии в центральной области практически с одинаковой скоростью.

- Дифференциальные сечения ρ^+ , ρ^0 и ω одинаковы в пределах ошибок для $x > 0,2$. Это согласуется с предсказаниями моделей, где образование таких резонансов происходит в результате фрагментации валентного u -кварка K^+ -мезона и аналогично образованию резонансов в глубоконеупругих μp -взаимодействиях.

- Дифференциальные сечения K^{*0} (892) и K^{*+} (892) одинаковы в пределах ошибок. Это подтверждает подавленность процесса рекомбинации обоих валентных кварков, наблюдавшуюся при более низких энергиях.

- Образование тензорных мезонов $f_2(1270)$ и $K_2^{*0}(1430)$ подавлено приблизительно в три раза по сравнению с соответствующими векторными мезонами ρ^0 и $K^{*0}(892)$. Спектры по переменным x и p_T $f_2(1270)$ -мезона имеют такую же форму, как спектры ρ^0 .

- $K^{*0}(892)$ образуется с заметно меньшим $\langle p_T^2 \rangle$, чем ρ^0 . Модели предсказывают одинаковые экспоненциальные p_T^2 -распределения для всех векторных мезонов с большими, чем в эксперименте, параметрами наклонов.

- Различные модели, особенно DPM и Фритьюф, довольно хорошо описывают зависимость от x сечений образования изучаемых резонансов (за исключением ϕ -мезона) при $x > 0,2$, где доминирует процессы фрагментации валентных кварков. Зависимость функции распределения энергии от массы в данной версии Лундской фрагментационной схемы, по-видимому, слишком велика.

- Модели не воспроизводят рост сечений $K^{*0}(892)$ и $\bar{K}^{*0}(892)$ в центральной области. Для ρ^0 при 250 ГэВ/с такое несогласие моделей с данными является очень значительным.

Наш анализ образования резонансов позволил подтвердить многие свойства образования адронов, наблюдавшиеся при более низких энергиях, такие, как отсутствие значительной энергетической зависимости в области фрагментации пучка и (связанную с этим) важную роль валентных кварков первичных частиц. При более высокой энергии, достигнутой в этом эксперименте, в распределениях пионов по быстройроте начало развиваться достаточно широкое плато и разделение областей, где доминируют процессы фрагментации валентных кварков, и центральной области стало более очевидным [25]. Для более приморожденных резонансов отличие между этими областями проявляется еще более заметно.

Все популярные в настоящее время модели образования адронов с небольшими p_T , обсуждаемые в этой статье, базируются на Лундской схеме фрагментации струны и ранее испытывались (и были отъюстированы) на реакциях при меньших энергиях, где доминирующую роль играют валентные кварки, или при менее информативных исследованиях образования пионов. При $\sqrt{s} = 22$ ГэВ в моделях выявлены серьезные трудности при описании образования частиц в центральной области, которые, по-видимому, не могут быть устранены простыми модификаци-

ями Лундской фрагментационной схемы, а требуют более радикальных изменений. Это относится как к модели Фриттьоф, так и к DPM.

Хотя мы не можем, конечно, исключить существование нерассмотренных до сих пор динамических процессов, дающих вклад в центральную область мягких адрон-адронных взаимодействий, надо помнить, что удачная в других аспектах струнная Лундская модель также не описывает образование ρ^0 и в μp -столкновениях.

В заключение мы благодарим обслуживающий персонал ЕГС, ускорителя и канала H₂, просмотрово-измерительных и вычислительных лабораторий наших институтов за помощь в обработке и проведении эксперимента.

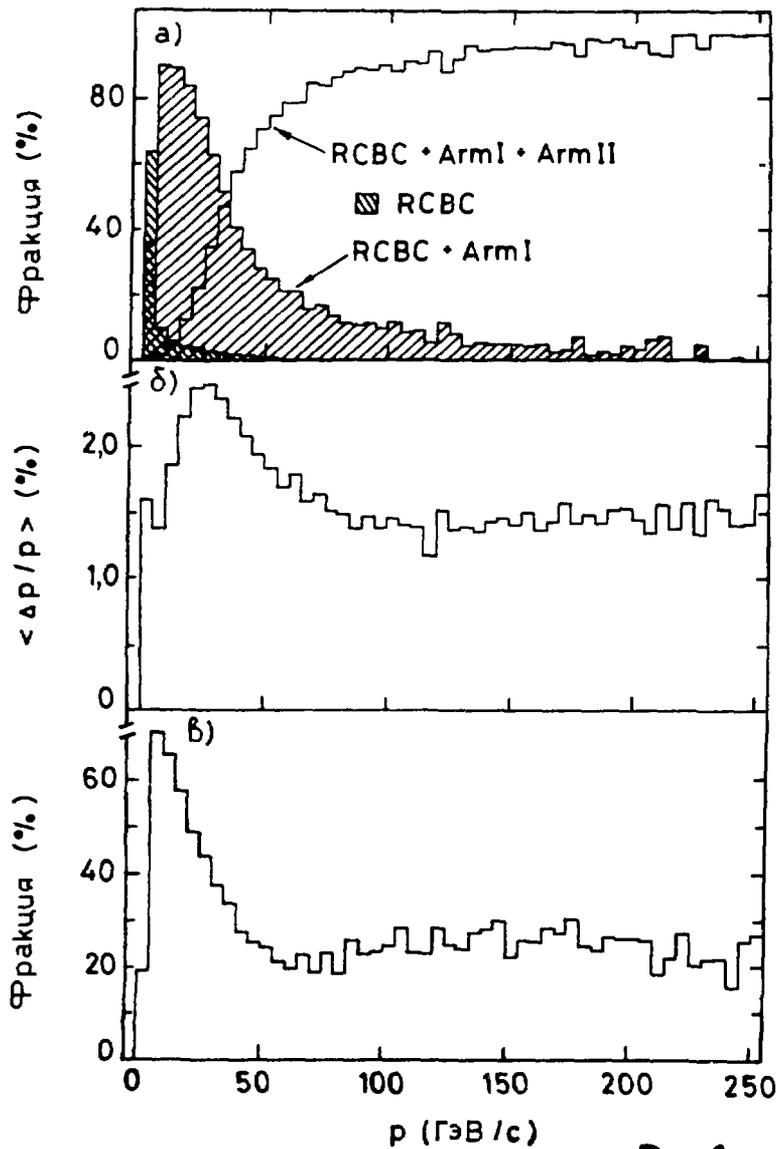


Рис. 1. а) Зависимость от лабораторного импульса отношения числа заряженных частиц, восстановленных по измерениям в RCBC (заштрихованная гистограмма), по измерениям в RCBC и данным первого плеча спектрометра (заштрихованная гистограмма) и по измерениям в RCBC и данным обоих плечей спектрометра, к полному числу восстановленных частиц.
 б) Зависимость от импульса $\langle \Delta p/p \rangle$ для реконструированных заряженных частиц.
 в) Зависимость от импульса доли однозначно идентифицированных частиц.

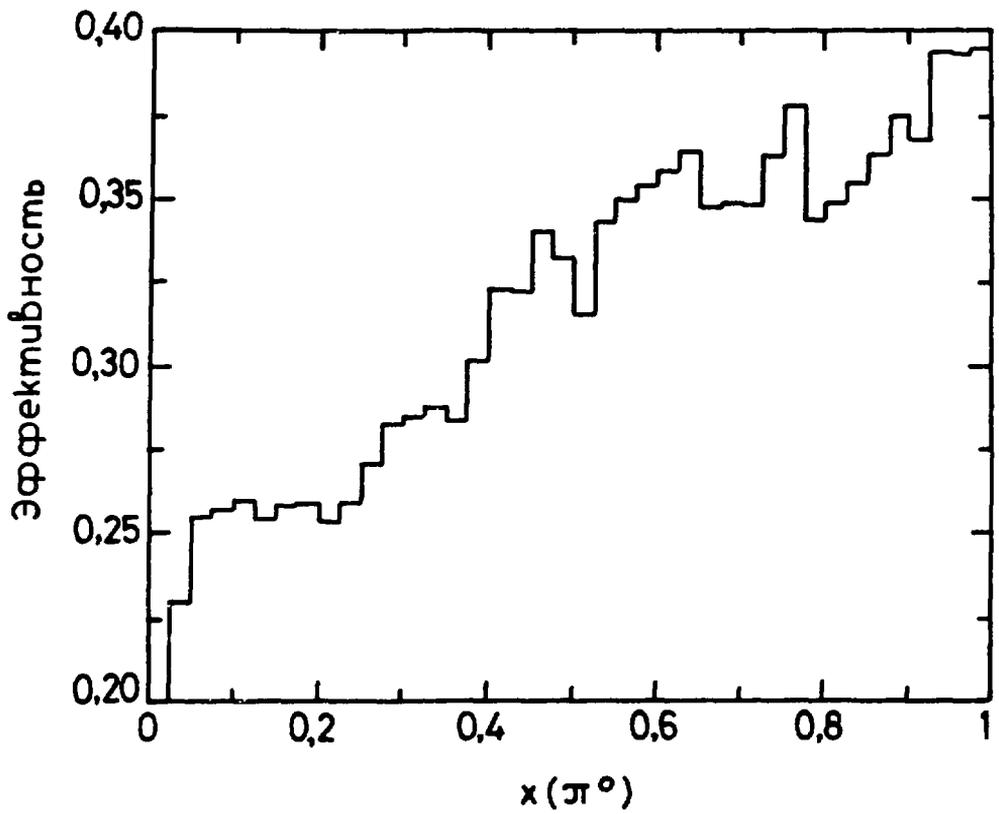


Рис. 2. Эффективность регистрации π^0 -мезонов в зависимости от переменной Фейнмана x .

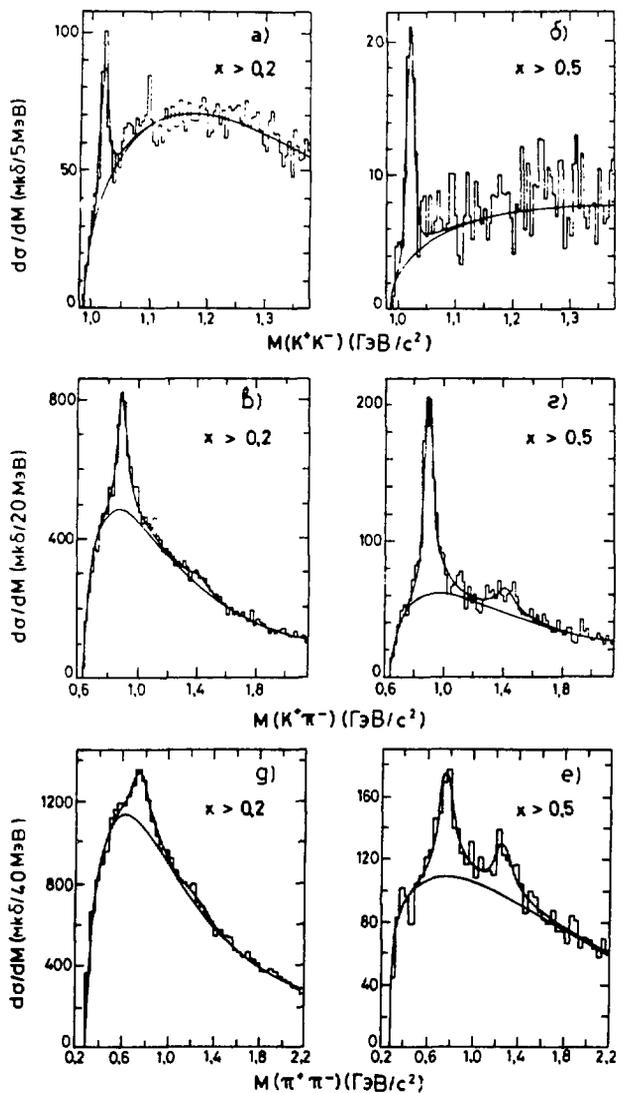


Рис. 3. Распределения инвариантных масс K^+K^- (а, б), $K^+\pi^-$ (в, г), $\pi^+\pi^-$ (д, е) при $x > 0,2$ и $x > 0,5$. Из спектров удалены отражения резонансов (см. текст); кривые - результат подгонки.

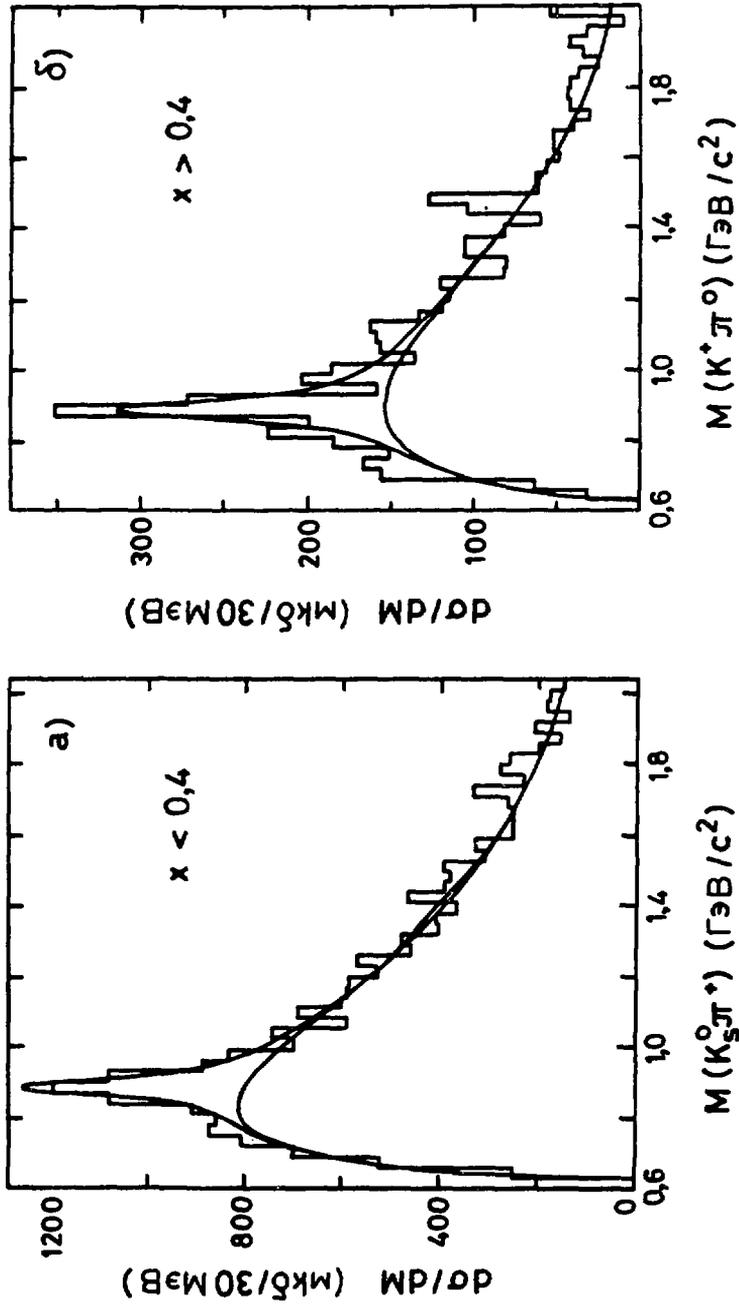


Рис. 4. Распределения инвариантных масс $K_S^0 \pi^+$ при $x < 0,4$ (а), $K_S^0 \pi^0$ при $x > 0,4$ (б). Из спектров $K^+ \pi^0$ удалены отражения резонансов (см. текст); кривые - результат подгонки.

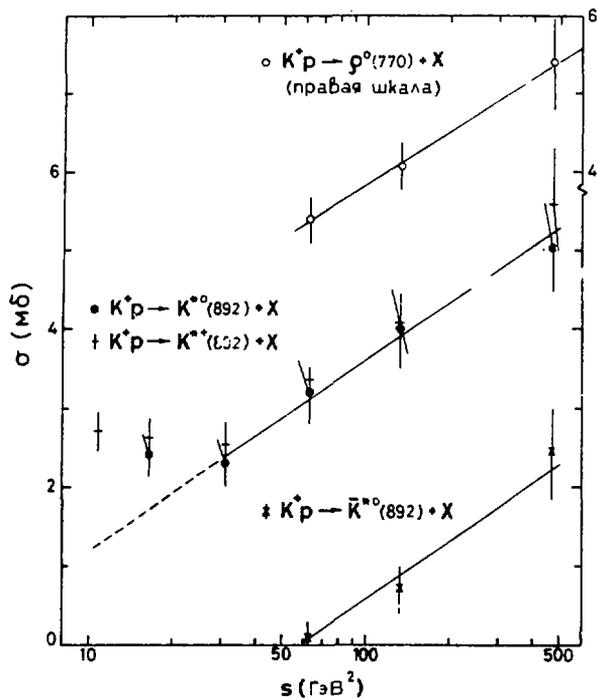


Рис. 5. Зависимость от квадрата полной энергии в с.ц.м. полных инклюзивных сечений. Прямые линии - результат подгонки выражения (15).

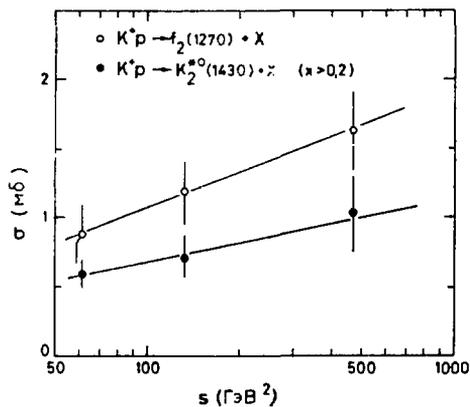


Рис. 6. То же самое, что на рис. 5, но для тензорных мезонов $f_2(1270)$ и $K_2^{*0}(1430)$; последний для $\chi > 0,2$.

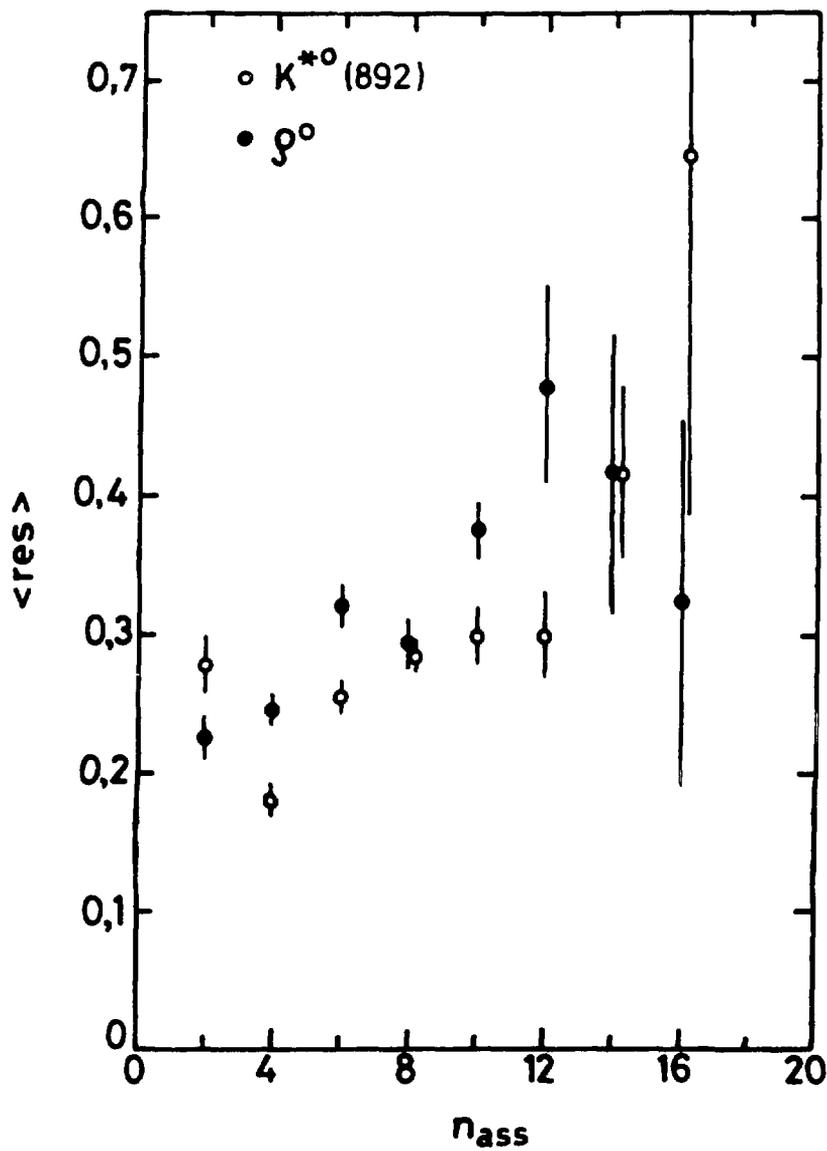


Рис. 7. Зависимость средней множественности резонансов на неупругое взаимодействие от числа ассоциированных заряженных частиц в K^+p -взаимодействиях при 250 ГэВ/с.

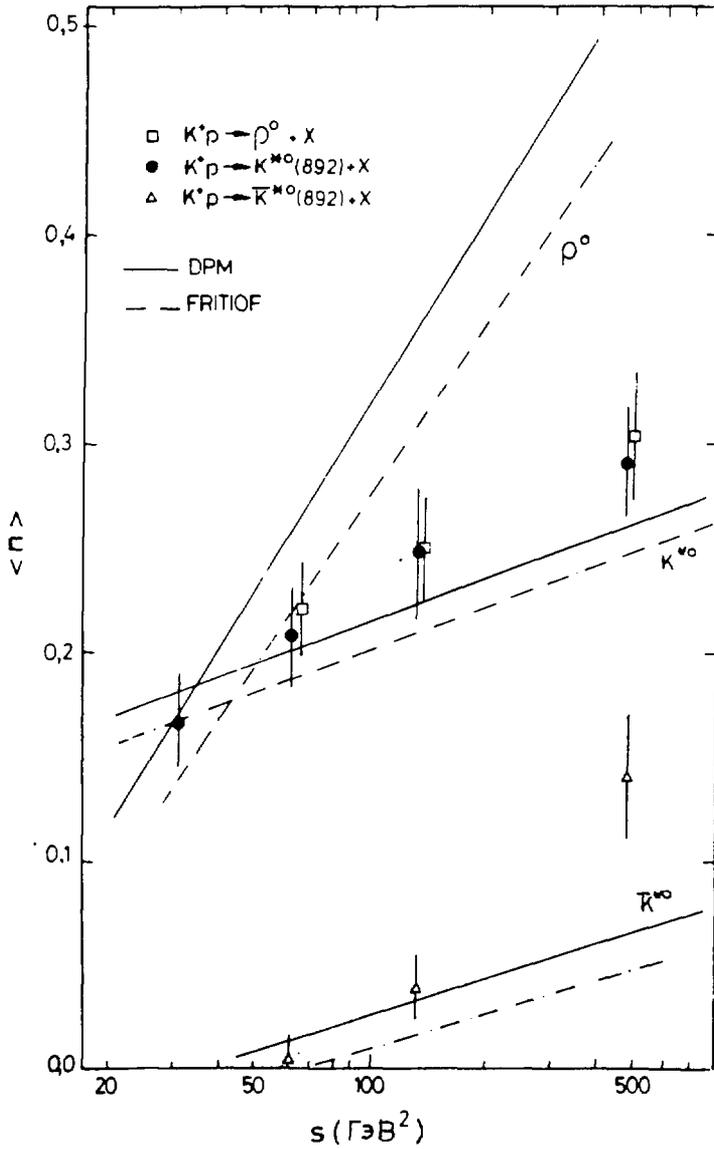


Рис.8. Зависимость от квадрата полной энергии в с.ц.м. средней множественности резонансов. Сплошная (штрих-пунктирная) линии - результат подгонки выражения (16) к предсказаниям DPM (Фритьюф).

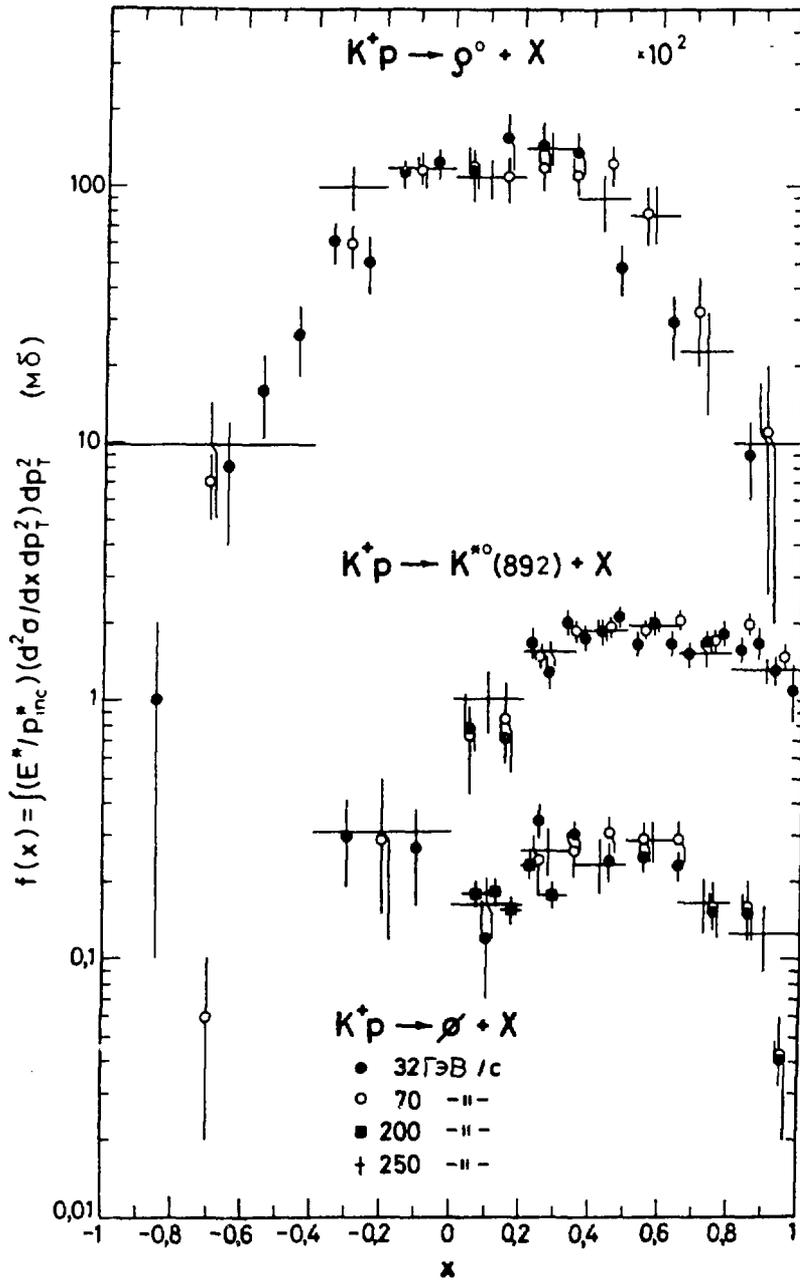


Рис. 9. Инвариантные $f(x)$ -распределения для реакций (1), (2), (5) в сравнении с данными при меньших энергиях.

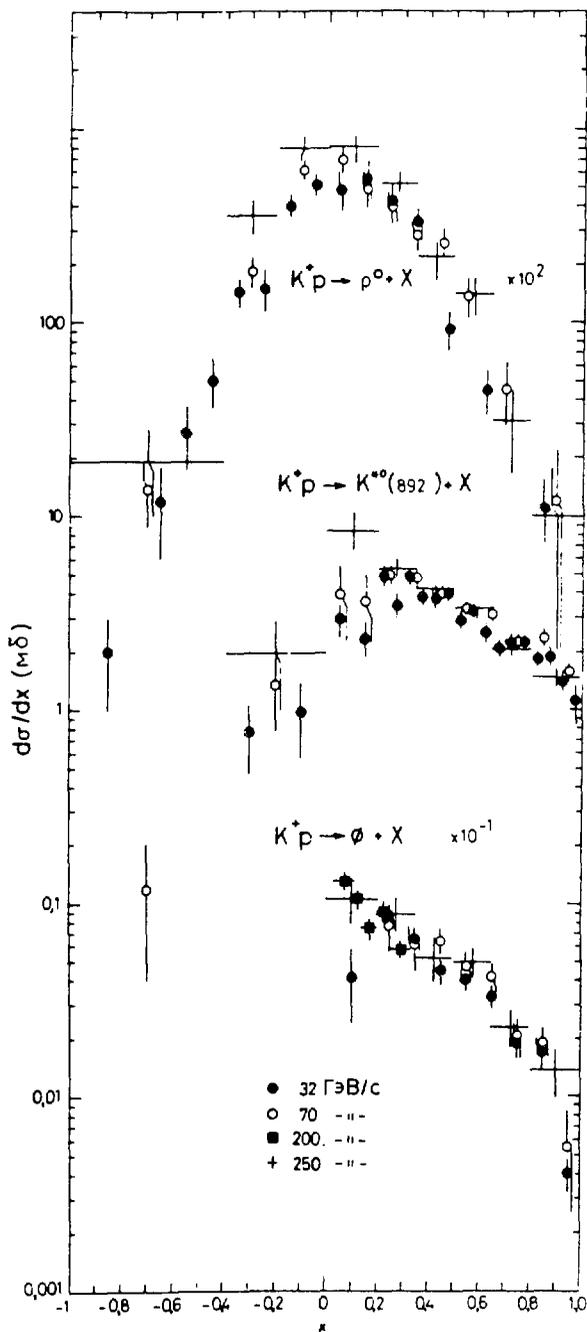


Рис. 10. Дифференциальные $d\sigma/dx$ -распределения для реакций (1), (2), (5) в сравнении с данными при меньших энергиях.

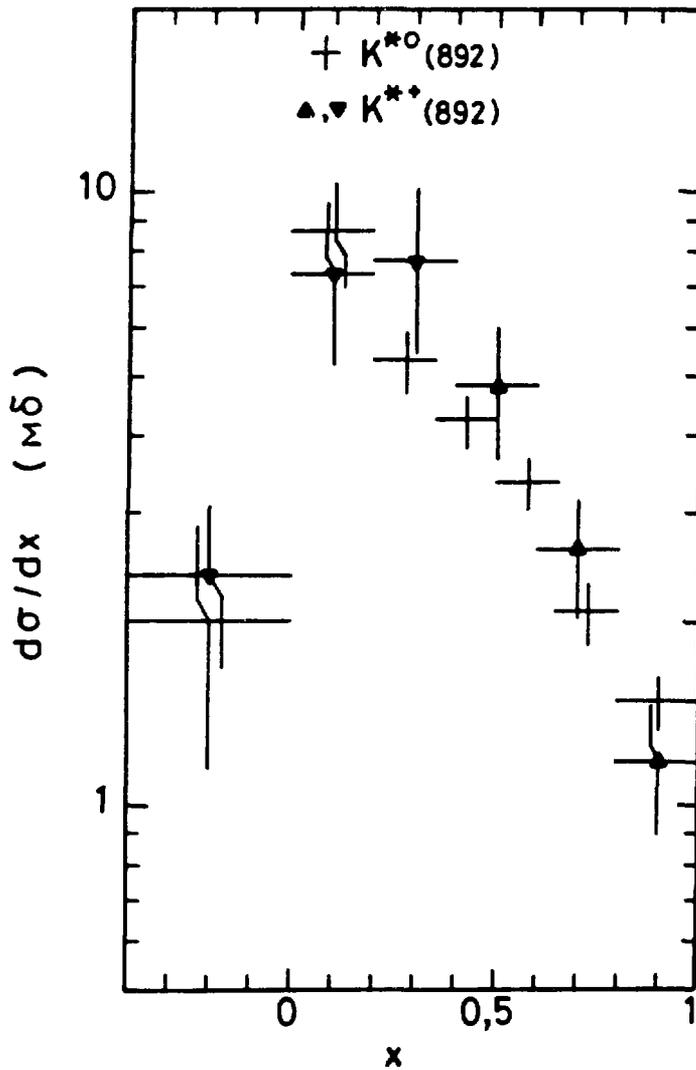


Рис. 11. $d\sigma/dx$ -распределения для $K^{*0}(892)$ и $K^{*+}(892)$ при 250 ГэВ/с.

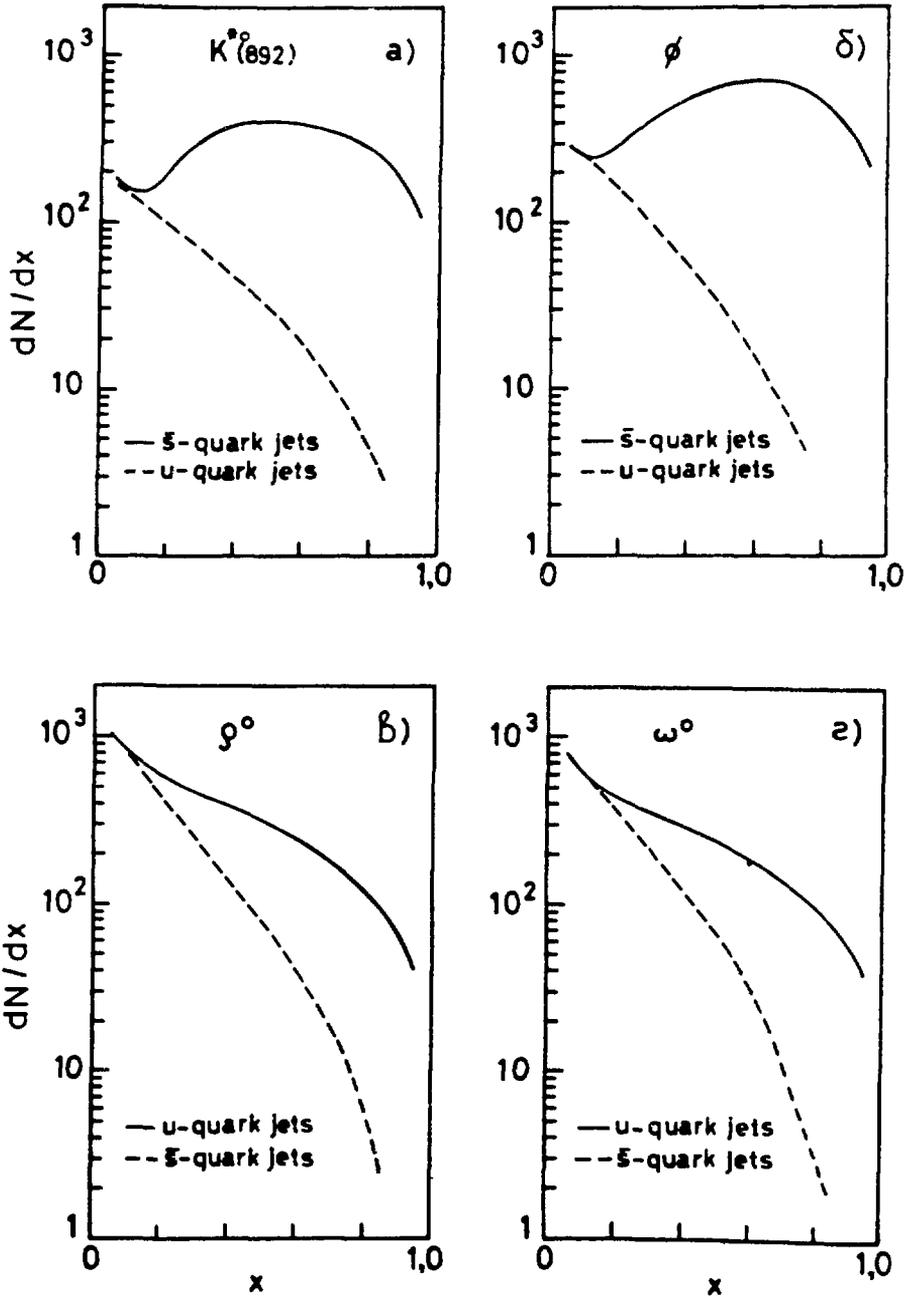


Рис. 12. dN/dx -распределения $K^{*0}(892)$ и ϕ (а, б), предсказанные моделью IQM (см. текст) при фрагментации s-кварка (сплошная линия) и u-кварка (пунктирная линия); то же самое для $\rho^{+,0}$, ω (в, г) при фрагментации u-кварка (сплошная линия) и s-кварка (пунктирная линия).

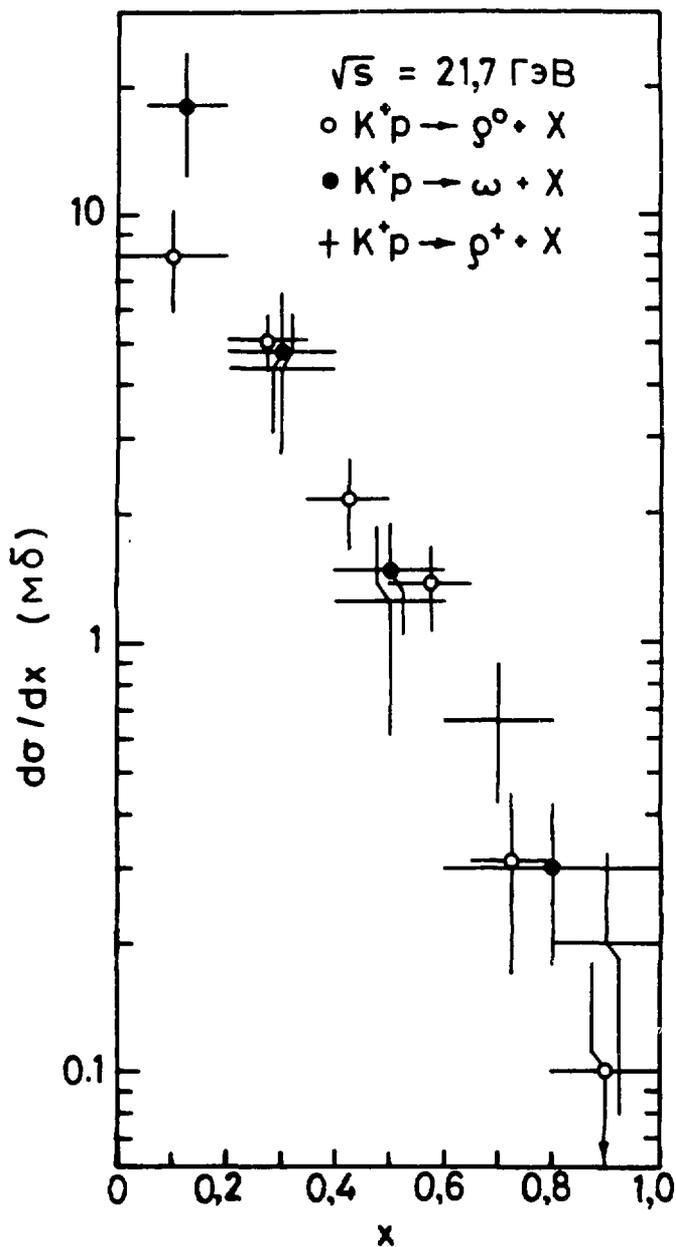


Рис. 13. Дифференциальные $d\sigma/dx$ -распределения ρ^+ , ρ^0 , ω при 250 ГэВ/с.

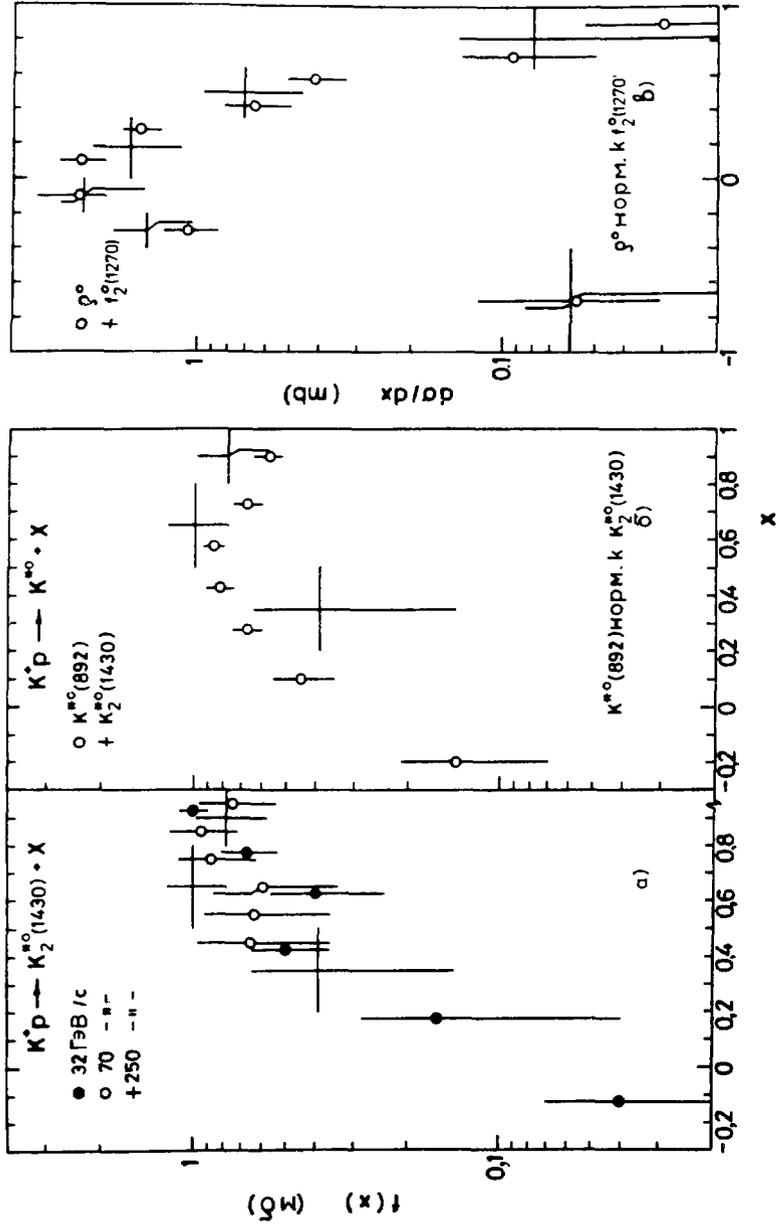


Рис. 14. Инвариантные $f(x)$ -распределения $K_2^{*0}(1430)$ (а) при 250 ГэВ/с вместе с данными при меньших энергиях; $K_2^{*0}(1430)$ (б) в сравнении с $K^{*0}(892)$ (спектр $K^{*0}(892)$ нормирован на спектр $K_2^{*0}(1430)$); d_6/dx -распределения ρ^0 и $f_2(1270)$ (в) (спектр ρ^0 нормирован на спектр $f_2(1270)$).

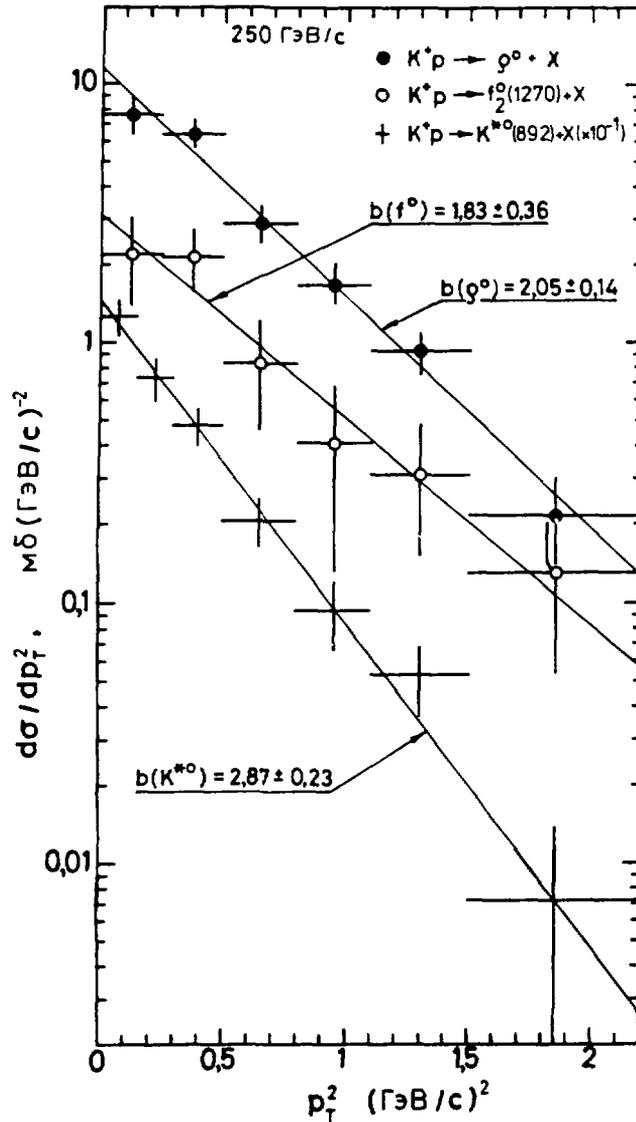


Рис. 15. Инклюзивные $d\sigma/dp_T^2$ -распределения ρ^0 , $f_2(1270)$, $K^{*0}(1430)$ при 250 ГэВ/с. Прямые линии - результат аппроксимации экспонентой $a \cdot \exp(-bp_T^2)$ с указанными на рисунке значениями b (в $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$).

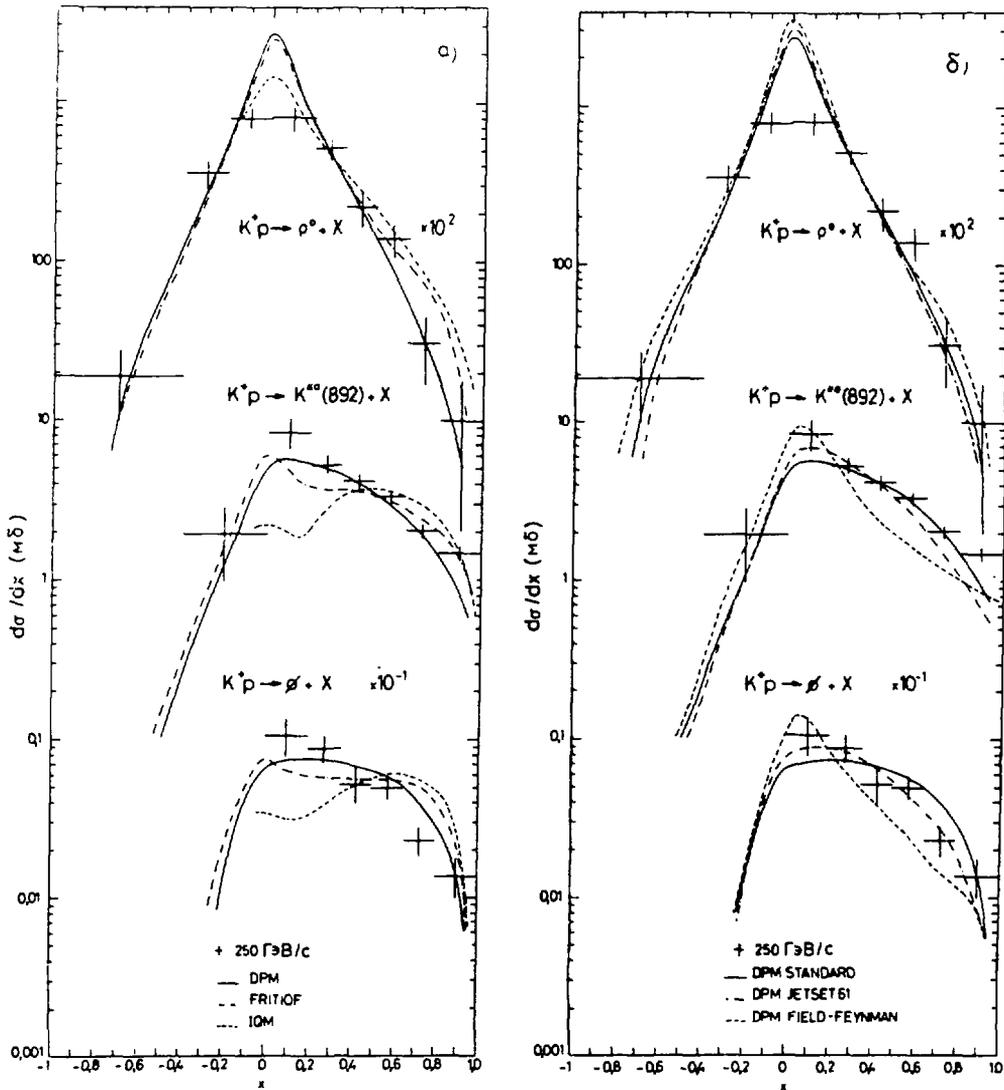


Рис. 16. Дифференциальные $d\sigma/dx$ -распределения ρ^0 , $K^{*0}(892)$ и ϕ при 250 ГэВ/с в сравнении с предсказаниями DPM, Фриттьоф и IQM (а); то же самое в сравнении с DPM при разных версиях JETSET (б).

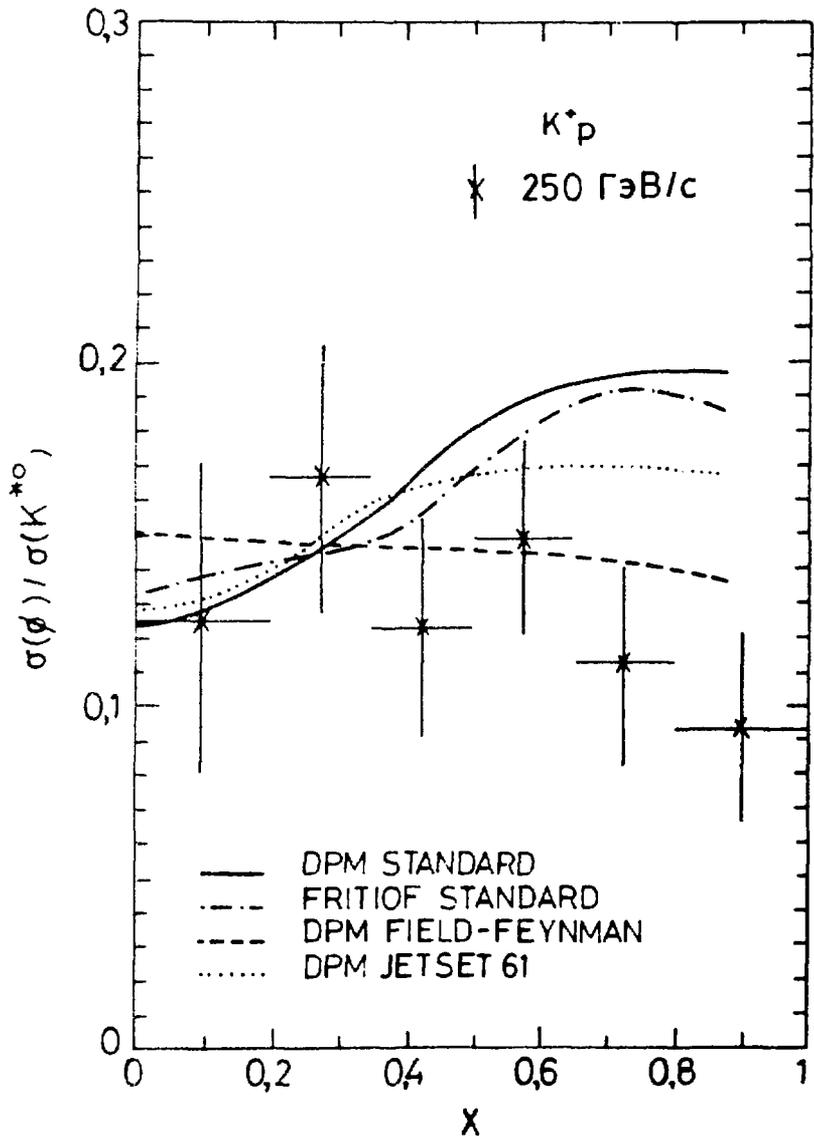


Рис. 17. Отношение сечений образования ϕ и $K^{*0}(892)$ в зависимости от x в сравнении с предсказаниями Фритьюф и DPM, как на рис. 15.

Список литературы

1. Andersson B. et al. // Phys.Reports. 1983. V.C97. P.31.
2. Chliapnikov P.V. et al. // Phys.Lett. 1983. V.130B. P.432.
3. Ajinenko I.V. et al. // Z.Phys. 1980. V.C5. P.177.
4. Chliapnikov P.V. et al. // Z.Phys. 1982. V.C12. P.113.
5. Ajinenko I.V. et al. // Z.Phys. 1984. V.C25. P.103.
6. Chliapnikov P.V. et al. // Nucl.Phys. 1980. V.B176. P.303.
7. Barth M. et al. // Phys.Lett. 1982. V.117B. P.267.
8. Barth M. et al. // Nucl.Phys. 1983. V.B223. P.296.
9. Dijkstra H. et al. // Z.Phys. 1986. V.C31. P.375.
10. Brick D. et al. // Phys.Rev. 1982. V.D25. P.2245.
11. Schouten M. et al. // Z.Phys. 1981. V.C9. P.93.
12. NA22 Collaboration: Adamus M. et al. // Phys.Lett. 1987. V.198B. P.427.
13. NA22 Collaboration: Adamus M. et al. // Phys.Lett. 1987. V.198B. P.292.
14. NA22 Collaboration: Adamus M. et al. // Z.Phys. 1986. V.C32. P.475.
15. NA22 Collaboration: Ajinenko I.V. et al. // Z.Phys. 1987. V.C35. P.7.
16. NA22 Collaboration: Ajinenko I.V. et al. Neutral Kaon Production in K^+p and π^+p Interactions at 250 GeV/c // to be submitted to Z.Phys.C.
17. Particle Data Group: Aguilar-Benitez M. et al. // Phys.Lett. 1986. V.B170. P.1.
18. De Roeck A., Inclusive Particle Production in Hadron-Proton Interactions at 250 GeV/c. // Ph.D. Thesis, Antwerpen, 1988.
19. NA22 Collaboration: Adamus M. et al. // Phys.Lett. 1987. V.186B. P.223.
20. Анисович В.В., Кобринский М.Н., Нири Ю. // ЯФ. 1981. Т.34. С.195.
21. Анисович В.В., Кобринский М.Н., Нири Ю. // ЯФ. 1982. Т.35. С.151.

22. Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B.// Nucl.Phys. 1987. V.B281. P.289.
23. Capella A.// Proc. Europhysics Study Conf. on Partons and Soft Hadronic Interactions (Erice). ed. Van de Walle R.T. World Scientific. Singapore. 1982. P.199.
24. De Wolf E.A. Beam and Target Fragmentation in Soft Hadron Collisions.// In Proc. XVth Int.Symp. on Multiparticle Dynamics (Lund). eds. Gustafson G. and Peterson C. World Scientific. Singapore. 1984. P.1-29.
25. NA22 Collaboration: Adamus M. et al.// Z.Phys. 1988. V.C39. P.311.
26. NA22 Collaboration: Adamus M. et al.// Z.Phys. 1988. V.C39. P.301.
27. De Wolf E.A. Inclusive Resonance and Particle Production - A comparison with the Lund Fragmentation Model.// Proc. XIIIth Int. Symp. on Multiparticle Dynamics (Volendam). eds. Kittel W., Stergiou S. and Metzger W. World Scientific. 1983. P.1-22.
28. EMC Collaboration: Arneodo M. et al.// Z.Phys. 1986. V.C33. P.167
29. Лиходед А.К., Толстенков А.Н., Шляпников П.В.// ЯФ. 1977. Т.26. С.153.
30. Field R.D., Feynman R.P.// Nucl.Phys. 1978. V.B136. P.1.
31. NA22 Collaboration: Adamus M. et al.// Phys.Lett. 1987. V.B183. P.425.
32. Peterson C., Walsh T.F.// Phys.Lett. 1980. V.91B. P.455.
33. NA22 Collaboration: Ajinenko I.V. et al.// Phys.Lett. 1987. V.197B. P.457.

Рукопись поступила

5 мая 1989 г.

Н.М.Агабабян и др.

Инклюзивное образование мезонных резонансов
в K^+ -взаимодействиях при 250 ГэВ/с.

Редактор М.Л.Фоломешкина. Технический редактор Л.П.Тимкина.

Подписано к печати 14.06.89. Т-III98. Формат 60x90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 3,00. Уч.-изд.л. 3,07. Тираж 270.
Заказ 496. Индекс 3649. Цена 46 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов
Московской обл.

46 коп.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 89-120, И Ф В Э, 1989
