

A-646

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



29/III-77

3410/2-77

P1 - 10616

Н.С.Ангелов, Л.Д.Грекова, Ю.И.Йорданова, В.Н.Пенев

ОБРАЗОВАНИЕ  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $f$  - МЕЗОНОВ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $\pi^-$  - МЕЗОНОВ С ПРОТОНАМИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 40 ГэВ

1977

P1 - 10616

Н.С.Ангелов, Л.Д.Грекова, Ю.И.Йорданова, В.Н.Пенев

ОБРАЗОВАНИЕ  $\rho^0$ ,  $\omega$ - и  $f$  - МЕЗОНОВ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ С ПРОТОНАМИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 40 ГэВ

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Образование  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $f$ -мезонов в инклюзивных и полунклюзивных взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов с протонами при энергии 40 ГэВ

В работе изучается образование  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $f$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Экспериментальный материал - около 11000 случаев неупругих  $\pi^-p$ -взаимодействий - получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной на серпуховском ускорителе. Для извлечения данных о рождении резонансов проводится анализ распределений по эффективным массам  $(\pi^+\pi^-)$ - и  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -систем с учётом влияния распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  на спектр масс  $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов. Получено, что инклюзивные сечения образования  $\omega$ - и  $\rho^0$ -мезонов равны соответственно  $(4 \pm 2)$  мб и  $(8 \pm 2)$  мб, а среднее число резонансов на одно взаимодействие составляет  $0,46 \pm 0,09$  для  $\rho^0$ -мезонов и  $0,24 \pm 0,10$  для  $\omega$ -мезонов. Сечение  $f$ -мезонов в пределах ошибок равно нулю. Приводятся также полунклюзивные сечения  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов, распределения  $\rho^0$ -мезонов по  $p_T^2$  и по быстрой  $y^*$ . Все данные о сечениях  $\rho^0$ -мезонов получены при фиксированном  $((4 \pm 2)$  мб) сечении  $\omega$ -резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

$\rho^0$ ,  $\omega$  and  $f$  Production in Inclusive and Semi-Inclusive  $\pi^-p$  Interactions at 40 GeV/c

Production of  $\rho^0$ ,  $\omega$  and  $f$  mesons in  $\pi^-p$  interactions at 40 GeV/c is studied. The data have been obtained using the Dubna 2-meter propane bubble chamber bombarded at the Serpukhov accelerator. The analysis of the effective mass distributions for  $(\pi^+\pi^-)$ - and  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -systems is performed to extract the data on the resonance production taking into account the influence of the  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  decay on the mass spectrum of  $(\pi^+\pi^-)$ -mesons. The inclusive cross sections of  $\omega$  and  $\rho^0$  production have been obtained to be  $(4 \pm 2)$  and  $(8 \pm 2)$  mb, respectively, the mean number of resonances per event being  $0.46 \pm 0.09$  for  $\rho^0$  and  $0.24 \pm 0.10$  for  $\omega$ . The  $f$  cross section within the error is equal to 0. The semi-inclusive cross sections for  $\rho^0$  and  $\omega$  mesons and  $p_T^2$  and  $y^*$  distributions for  $\rho^0$  mesons are given as well.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

### Введение

Образование резонансов в адрон-адронных взаимодействиях стало за последние годы предметом интенсивного изучения. Одной из причин этого служит то, что, по-видимому, значительная часть конечных продуктов реакции  $/\pi^-$ ,  $K$ -мезонов, нуклонов и т.д./ происходит  $/1/$  от распада резонансов, так что изучение механизма, управляющего этими реакциями, оказывается невозможным без исследования промежуточных состояний - резонансов. Пристальный интерес к этому вопросу вызван также недавними открытиями аномально большого прямого рождения лептонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях  $/2/$ . По крайней мере часть этих лептонов, по-видимому, является результатом распада обычных мезонных резонансов.

Инклюзивное и полунклюзивное рождение  $\rho^0$ - и  $f$ -мезонов изучалось, например, во взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов  $/3/$ ,  $\pi^+$ -мезонов  $/4/$ , протонов  $/5/$  с протонами в интервале энергий 15-205 ГэВ. Рождение  $\omega$ - и  $\eta$ -мезонов исследовалось только для некоторых определенных каналов /эксклюзивных/ при энергиях 12, 16 и 24 ГэВ  $/6/$ .

В настоящей работе представлены результаты изучения образования  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $f$ -мезонов в следующих реакциях  $\pi^-$ -мезонов с протонами при энергии 40 ГэВ:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 + X, \quad /1/$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- + X. \quad /2/$$

Ранее на основе анализа спектров  $M(\pi^+\pi^-)$  для  $\pi^\pm$ -мезонов из реакции /2/ были получены /7,9/ данные о сечениях рождения  $\rho^0$ - и  $f$ -мезонов. При этом косвенным образом оценено также сечение образования  $\omega$ -мезонов. Показано, что учет рождения  $\omega$ -мезонов существенно изменяет данные о сечении рождения  $\rho^0$ -мезонов. В связи с этим представляется важным на основе имеющихся экспериментальных данных о реакции /1/ определить сечение рождения  $\omega$ -мезонов по спектру  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  и уже после этого определить сечения рождения  $\rho^0$ -мезонов.

Некоторые методические особенности эксперимента, точности в определении эффективных масс резонансов, а также возможности изучения  $\omega$ -мезонов рассмотрены в § 1.

При высоких энергиях проведение анализа спектров эффективных масс наталкивается на серьезные трудности, связанные с отделением сигнала резонанса от фона. Визуально обнаруживаемый сигнал, например от  $\rho^0$ -мезонов в полном инклюзивном распределении эффективных масс /рис. 1/, не убедителен. Эффект от резонансов здесь, по-видимому, маскируется конфигурацией фона: фоновые кривые становятся такими же "острыми", как и пики от резонансов. Кроме того, как показано здесь и в /7,9/, спектр масс может искажаться кинематическим отражением других резонансов. "Размытие" резонансных кривых, вызываемое неточностями в определении эффективных масс, также затрудняет обнаружение резонансов.

В настоящей работе данные об образовании и поведении резонансов / $\omega$ - и  $\rho^0$ -мезонов/ получены на основе математической обработки спектров эффективных масс в предположении, что эти резонансы, действительно, рождаются в изучаемых взаимодействиях /§ 2/. Верность этого предположения подтверждается анализом изменений спектров в зависимости от инвариантных переменных, выделяющих из полного инклюзивного спектра такие его части, которые соответствуют какому-нибудь определенному механизму взаимодействия. Так, например, в нашем эксперименте соответствующие  $\rho^0$ -мезонам

максимумы в спектрах эффективных масс таких  $(\pi^+\pi^-)$ -систем, которые образованы в процессе фрагментации налетающих частиц /этому соответствуют значения переменной Фейнмана:  $-0,6 < x < -0,3$ , рис. 2а/, без сомнения, выражены лучше, чем в общем инклюзивном спектре.

Скорее, этому способствует благоприятная конфигурация фона, чем величина сечения образования  $\rho^0$ -мезонов в этой группе событий. Анализ для  $\omega$ -мезонов, аналогичный только что приведенному, изложен также в § 2.

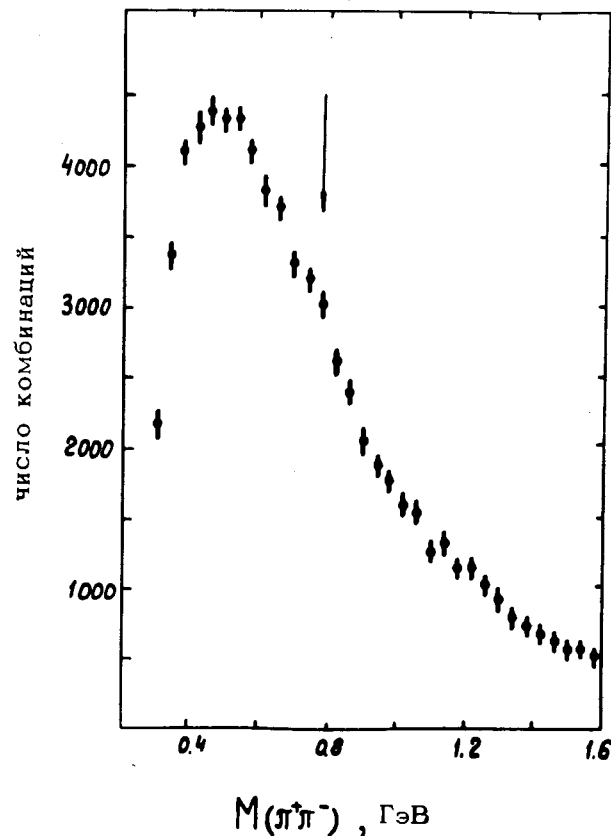


Рис. 1. Инклюзивное распределение эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ.

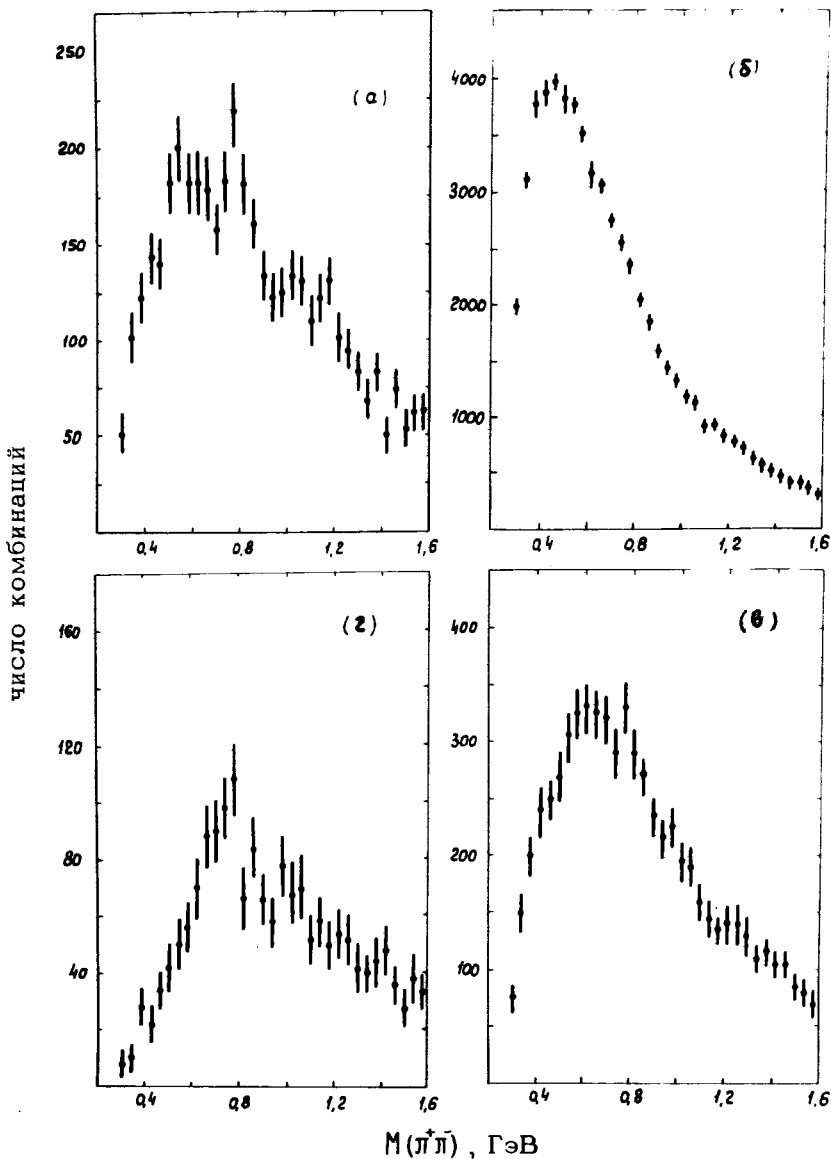


Рис. 2. Распределения эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов для разных интервалов значений переменной Фейнмана  $x$ : а/  $-0,6 \leq x < -0,3$ ; б/  $-0,3 \leq x < 0,3$ ; в/  $0,3 \leq x < 0,6$ ; г/  $0,6 \leq x < 1,0$ .

Определение сечений образования  $\omega$ -мезонов, выполненное в настоящей работе, привело к коррекции полного и дифференциальных сечений образования  $\rho^0$ -мезонов во взаимодействиях изучаемого типа. Новые данные о сечениях  $\rho^0$ -мезонов приведены в § 3.

Новые дифференциальные спектры  $\rho^0$ -мезонов обсуждаются в § 4.

Перечень основных полученных результатов в сравнении с данными других работ и краткие заключения содержатся в § 5.

### § 1. Методические особенности эксперимента

1. Настоящая работа выполнена на снимках с двухметровой пропановой пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной на серпуховском ускорителе на энергию 70 ГэВ.

Использовалось 11000 фотографий неупругих взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с протонами при 40 ГэВ, в результате которых было образовано 55000 заряженных  $\pi^\pm$ -мезонов и 10000  $\gamma$ -квантов. Оценки показывают, что примесь неидентифицированных протонов среди  $\pi^+$ -мезонов, продуктов реакций /1/ и /2/, составляет 15%, а примеси  $K^\pm$ -мезонов и  $\Sigma^\pm$ -гиперонов среди всех  $\pi^\pm$ -мезонов не превышают /4÷5/%. Неопознанные  $\Lambda^-$  и  $K^0$ -частицы среди  $\gamma$ -квантов составляют меньше 0,3%. Методика измерений и программы, по которым проводилась обработка на ЭВМ экспериментального материала, описаны в /8/.

2. Величины ошибок в эффективных массах определяются точностями измерения импульсов и углов вылета частиц. Зависимость средних абсолютных ошибок в эффективных массах  $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов от величины этих масс с хорошей точностью описывается прямой вида

$$\Delta M(M) = 0,094(M - m_\pi). \quad /3/$$

Для учета вызванных экспериментальными погрешностями искажений в форме спектров эффективных масс

теоретические кривые, описывающие резонансы, были проинтегрированы вместе с функцией разрешения, взятой в виде кривой Гаусса /9/. При этом принималось, что зависимость дисперсии от массы определяется выражением

$$\sqrt{D(M)} = \sqrt{\pi/2} \langle \Delta M \rangle \quad /4/$$

во всем исследуемом интервале масс.

Такой процедуры для  $\omega$ -мезонов не было проведено из-за того, что естественная ширина  $\omega$ -резонанса невелика и поэтому изменением величин ошибок в зависимости от массы можно пренебречь. Было оценено, что средняя ошибка в эффективной массе  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -мезонов при  $M(\pi^+\pi^-\pi^0) = M_\omega = 783 \text{ МэВ}$  составляет  $\langle \Delta M \rangle = 30 \text{ МэВ}$ . Для учета влияния этой ошибки ширина  $\Gamma_\omega$  кривой Брейта-Вигнера, описывающей  $\omega$ -мезоны, была взята равной  $35 \text{ МэВ}$ .

3. Одной из задач настоящей работы было изучение образования  $\omega$ -мезонов по продуктам их распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Для получения характеристик необходимых для этого  $\pi^0$ -мезонов нами были проанализированы зарегистрированные в камере гамма-кванты. Считалось, что  $\pi^0$ -мезоны являются единственным источником гамма-квантов; гамма-кванты от распадов  $\Sigma^0$ -гиперонов составляют меньше 1% /10/.

Для всех возможных переборок  $\gamma$ -квантов для каждого из взаимодействий были вычислены эффективные массы пар  $\gamma$ -квантов /рис. 3/. Далее считалось, что два  $\gamma$ -кванта являются продуктами распада  $\pi^0$ -мезона, если их эффективная масса отличается от массы  $\pi^0$ -мезона не более чем на три стандартные ошибки в величине эффективной массы.

Таким путем было выделено ~1900 пар  $\gamma$ -квантов /заштрихованная область на рис. 3/, которые в дальнейшем мы считали  $\pi^0$ -мезонами. Однако, как видно

из рис. 3, примесь фоновых комбинаций среди выбранных  $\pi^0$ -мезонов составляет не менее 50%\*.

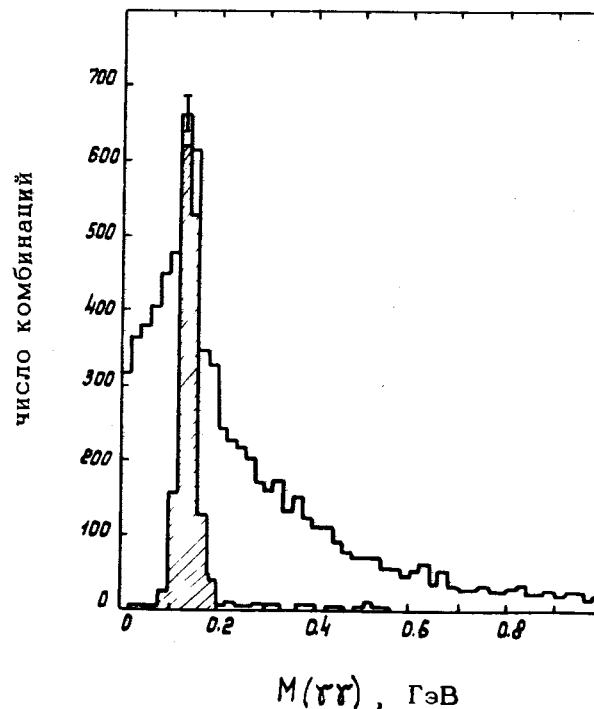


Рис. 3. Распределения эффективных масс пар  $\gamma$ -квантов  $M(\gamma\gamma)$ . Заштрихованы такие значения масс, которые отличаются от величины массы  $\pi^0$ -мезона на три стандартные ошибки.

\*Легко видеть, что в нашем эксперименте при средней множественности  $\pi^0$ -мезонов, равной  $\langle n_{\pi^0} \rangle = 2,43 \pm 0,05$  /10/, и при средней эффективности регистрации  $\pi^0$ -мезонов  $\bar{\epsilon}_{\pi^0} = (\bar{\epsilon}_\gamma)^2 = 0,04$  следует ожидать, что на 11000 событий будет зарегистрировано 1100  $\pi^0$ -мезонов.

## § 2. Сечение инклюзивного рождения $\omega$ -мезонов

Ситуация с наблюдением  $\omega$ -мезонов в нашем эксперименте аналогична описанной во введении ситуации с  $\rho^0$ -мезонами. Также и здесь в полном инклюзивном спектре эффект очень слабый. Оказалось также, что в спектрах  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ , построенных для таких троек  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ -мезонов, для которых квадрат поперечного импульса мал, или же в спектрах для узкой продольной центральной области, определяемой малыми абсолютными значениями переменной Фейнмана или быстроты  $\gamma^*$ , наблюдаются отчетливо максимумы, соответствующие  $\omega$ -мезонам /рис. 4/. Основываясь на этих данных, предположим, что  $\omega$ -мезоны, действительно, рождаются в изучаемых нами взаимодействиях, и оценим их инклюзивное сечение.

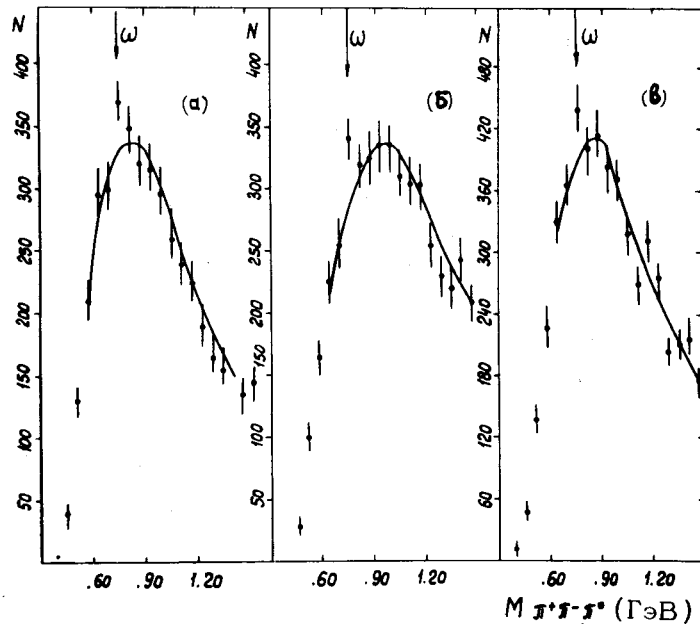


Рис. 4. Распределение эффективных масс  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -мезонов для следующих интервалов значений инвариантных переменных системы  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -мезонов: а/ -  $0,06 \leq x < 0,12$ , б/ -  $0,3 \leq y^* < 0,45$ , в/ -  $0 \leq p_T^2 < 0,2$  /ГэВ/с<sup>2</sup>.

Для этого методом наименьших квадратов экспериментальное распределение  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  было аппроксимировано теоретической кривой следующего вида:

$$R_1(M) = k_1 N_R BW(M) + k_2 N_0 BG(M). \quad /5/$$

Здесь  $BW$  - обычная нерелятивистская функция Брейта-Вигнера;  $BG(M)$  - аналитическая кривая, использованная, как и ранее /7,9/, для описания фонового распределения

$$BG(M) = \left(\frac{M}{M_0}\right)^a \exp(-bM + cM^2) \quad /6/$$

/где  $M_0 = 1$  ГэВ;  $a, b, c$  - подбираемые параметры /;  $k_1, k_2$  - нормировочные коэффициенты;  $N_R$  и  $N_0$  определяют количество резонансов и фоновых комбинаций соответственно.

Величина сечения рождения  $\omega$ -мезонов, полученная на основе сравнения с теоретической кривой /5/ инклюзивного распределения  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  и распределений  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ , соответствующих различным наборам интервалов переменных  $p_T^2, x$  и  $y^*$ , оказалась равной  $4 \pm 2$  мб.

## § 3. Инклюзивные и полуинклюзивные сечения рождения $\rho^0$ - и $f$ -мезонов

При анализе спектров эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов теоретическая кривая /5/ была видоизменена следующим образом:

$$R_2(M) = k_1' N_{\rho} BW_{\rho}'(M) + k_2' N_f BW_f'(M) + k_3 N_{\omega} F_{\omega}(M) + k_4 N_{\omega} BG_{\omega}'(M). \quad /7/$$

Здесь  $BW_{\rho}'(M), BW_f'(M)$  - релятивистские функции Брейта-Вигнера с  $\rho$  зависящей от массы шириной /9/.

Очевидно, что ошибки в определении значений эффективных масс влияют на наблюдаемую форму и ширину резонансных кривых. Это влияние было учтено способом, описанным в § 1, п. 2.

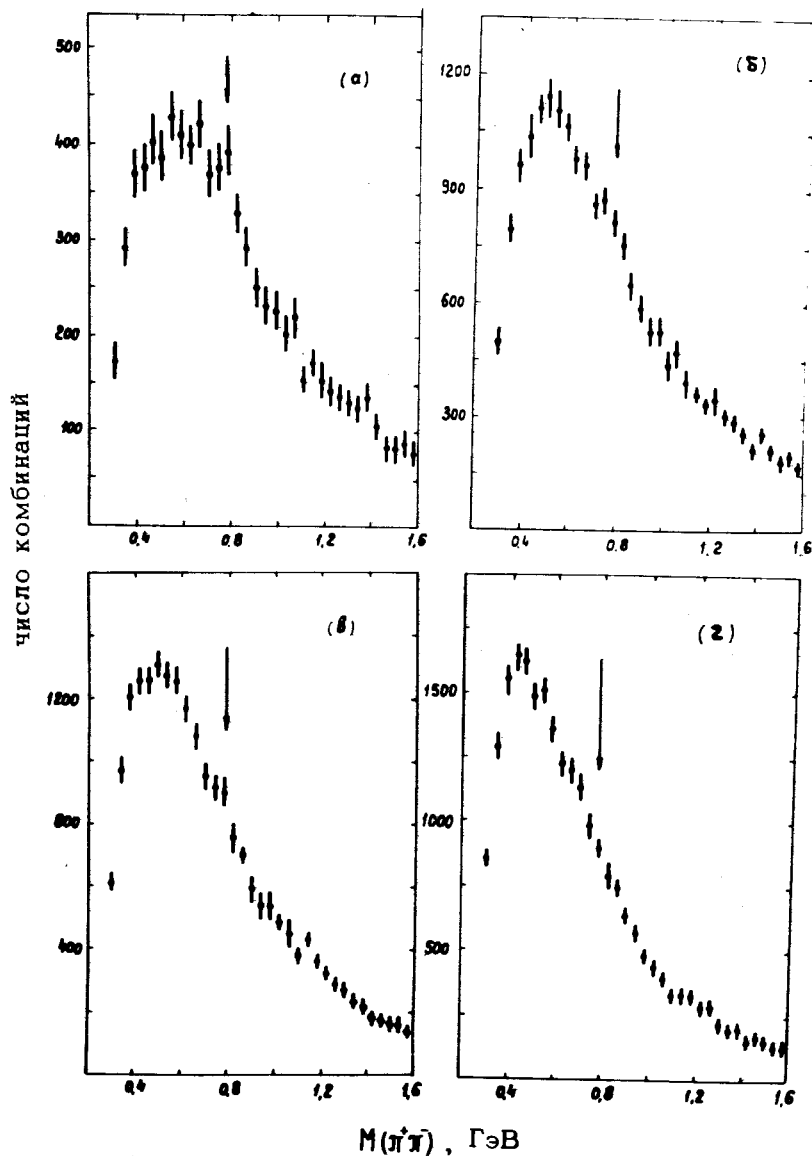


Рис. 5. Распределения эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов для каналов с множественностью заряженных частиц  $n_{ch} = 4, 6, 8, \geq 10$  /а, б, в, г/.

Функция  $F_\omega$  включена в /7/ для учета кинематического влияния  $\omega$ -мезонов на спектр  $M(\pi^+\pi^-)$  /7,9/.

Важной особенностью расчетов, приведенных здесь, было то, что величина кинематического отражения  $\omega$ -мезонов была зафиксирована в соответствии с определенным в §2 поперечным сечением рождения  $\omega$  во взаимодействиях этого типа.

В качестве фона /функция  $BG'(M)$  в выражении /7// было использовано суммарное распределение эффективных масс одноименно заряженных  $\pi$ -мезонов ( $M(\pi^\pm\pi^\pm)$ ).

В результате подгонки кривой /7/ под экспериментальное инклюзивное распределение  $M(\pi^+\pi^-)$  были получены для инклюзивных поперечных сечений рождения  $\rho^0$ - и  $f^0$ -мезонов следующие значения:

$$\sigma(\rho^0) = /8 \pm 2/ \text{ мб,}$$

$$\sigma(f \rightarrow \pi^+\pi^-) = /0,7 \pm 0,6/ \text{ мб.}$$

/8/

Процедура определения полуинклюзивных сечений резонансов была построена так, что подгонка кривых вида /7/ проводилась ко всем экспериментальным спектрам  $M(\pi^+\pi^-)$ , рис. 5а-5г, от полуинклюзивных каналов  $\pi^-p$ -реакции одновременно. При этом требовалось, чтобы для каждого из резонансов сечение, просуммированное по отдельным каналам, равнялось его инклюзивному сечению /8/. В этих расчетах в отличие от приведенных в /9/ инклюзивные сечения рождения  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $f$ -мезонов были зафиксированы.

Величины поперечных сечений образования  $\rho^0$ -,  $\omega$ - и  $f^0$ -мезонов, полученные в результате этих вычислений, приведены в табл. 1. Ошибки в сечениях  $\rho^0$ - и  $f^0$ -мезонов включают в себя статистические ошибки, а также ошибки, вызванные неточностью в определении сечения рождения  $\omega$ -мезонов.

#### § 4. Дифференциальные сечения $\rho^0$ -мезонов

Дифференциальные сечения рождения  $\rho^0$ -мезонов по переменным: квадрату поперечного импульса, переменной



Таблица I

$n_k$	$\sigma(\rho)$ , мбарн	$\langle n_\rho \rangle$	$\sigma(\rho)/\sigma(\pi^+)$	$\sigma(\omega)$ , мбарн	$\langle n_\omega \rangle$	$\sigma(\omega)/\sigma(\pi^+)$	$\sigma(f \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ , мбарн
4	$2,1 \pm 0,4$	$0,33 \pm 0,06$	$0,24 \pm 0,05$	$1,1 \pm 0,3$	$0,17 \pm 0,04$	$0,13 \pm 0,03$	$0,0 \pm 0,3$
6	$2,6 \pm 0,8$	$0,46 \pm 0,13$	$0,19 \pm 0,06$	$2,3 \pm 0,7$	$0,41 \pm 0,11$	$0,17 \pm 0,05$	$0,5 \pm 0,3$
8	$2,0 \pm 0,9$	$0,60 \pm 0,27$	$0,18 \pm 0,08$	$0,9 \pm 0,9$	$0,26 \pm 0,26$	$0,06 \pm 0,08$	$0,2 \pm 0,3$
$\geq 10$	$1,4 \pm 0,7$	$0,57 \pm 0,28$	$0,12 \pm 0,06$	$0,0 \pm 1,0$	$0,0 \pm 0,35$	$0,0 \pm 0,09$	$0,0 \pm 0,3$
все ( $\geq 4$ )	$8,1 \pm 1,8$	$0,46 \pm 0,09$	$0,18 \pm 0,04$	$4,3 \pm 2,1$	$0,24 \pm 0,10$	$0,10 \pm 0,05$	$0,7 \pm 0,6$

\*) Оценки показывают, что вклад от двухлучевых взаимодействий в полное инклюзивное сечение образования  $\rho^0$ -мезонов не превышает 0,3 мбарн. Получение других величин оказывается невозможным из-за малого количества событий.

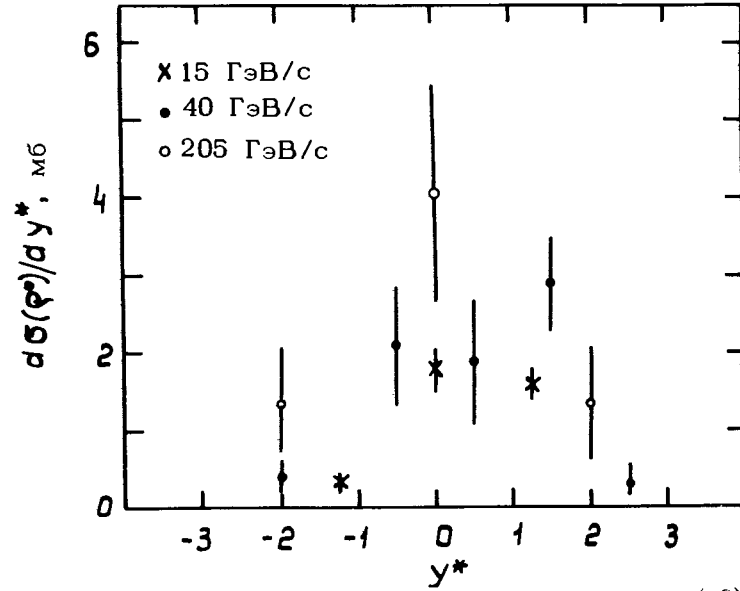


Рис. 6. Дифференциальные сечения  $\rho^0$ -мезонов  $d\sigma(\rho^0)/dy^*$  для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 15 ГэВ/с (x), 40 ГэВ/с (•) и 205 ГэВ/с (o).

Фейнмана  $x$  и быстройте  $y^*$  были получены при зафиксированном полном инклюзивном сечении, равном /8/. Каждая из этих дифференциальных зависимостей определялась на основе распределений эффективных масс, построенных для каждой из групп  $\pi^+ \pi^-$ -комбинаций, попадающих в определенный интервал  $p_T^2$ ,  $x$  и  $y^*$ . Вклад  $\rho^0$ -мезонов определялся, как и в § 3, путем аппроксимации этих распределений теоретическими кривыми вида /7/.

Дифференциальное распределение  $\rho^0$ -мезонов по быстройте показано на рис. 6. Видно, что около половины всех  $\rho^0$ -мезонов имеют значения быстройте, соответствующие, условно говоря, центральной области:  $-1 < y^* < +1$ . Из остальных  $\rho^0$ -мезонов большая часть приходится на область фрагментации пучка ( $y^* > 1$ ). На рис. 6 для сравнения приведены также данные, полученные для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 15 и 205 ГэВ<sup>3</sup>. Легко видеть, что рост инклюзивного сечения  $\rho^0$ -мезонов с энергией, если он есть, происходит в основном за счет увеличения сечения

в центральной области, тогда как в области фрагментации пучка сечения при этих трех энергиях в пределах ошибок одинаковы /табл. 2/.

Таблица 2

Область по $y^*$	15 ГэВ/с	Сечение $\sigma(\rho^0)$ ,	мбарн
	/3/	40 ГэВ/с	205 ГэВ/с
			/3/
Фрагментация мишени	0,53±0,11	0,8±0,5	2,70±1,25
Центральная	1,79±0,19	4±1,1	8,10±2,81
Фрагментация пучка	2,47±0,19	3,3±0,6	2,66±1,39

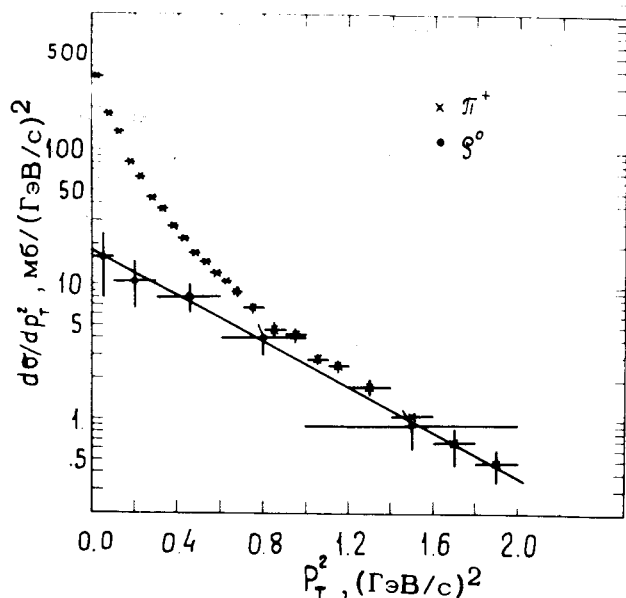


Рис. 7. Дифференциальные сечения  $d\sigma/dp_T^2$  для  $\rho^0$ -мезонов (●) и  $\pi^+$ -мезонов (×) из  $\pi^-p$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с.

На рис. 7 показаны дифференциальные сечения  $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$

для  $\rho^0$ -мезонов и  $\pi^+$ -мезонов, образованных в изучаемых нами взаимодействиях. В области малых значений квадратов поперечных импульсов сечения для  $\pi^+$ -мезонов значительно больше, чем для  $\rho^0$ -мезонов, и только при  $p_T^2 \geq 0,7$  /ГэВ/с<sup>2</sup> и величины сечений, и наклоны распределений в пределах ошибок совпадают. Таким образом, только при больших значениях поперечных импульсов выход лептонов от распада  $\rho^0$ -мезонов может играть заметную роль.

### § 5. Заключение

Итак, результаты настоящей работы показывают, что инклюзивные сечения образования  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействии при 40 ГэВ/с значительны и сопоставимы по величине; сечение же  $f$ -мезонов в пределах ошибок равно нулю. Оказывается, что около половины всех  $\pi^0$ -мезонов /например, 45%  $\pi^+$ -мезонов/ образуется через  $\rho^+$ -,  $\omega$ -резонансы\*.

Средние числа  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов на одно событие, а также средние числа этих мезонов, рассчитанные на событие с определенным числом заряженных частиц, приведены в табл. 2. Видно, что при 40 ГэВ  $\rho^0$ -мезоны образуются почти в половине взаимодействий, а один  $\omega$ -мезон рождается в среднем на 4-5 неупругих  $\pi^-p$ -взаимодействий.

На рис. 8а сравнены сечения инклюзивного рождения  $\rho^0$ -мезонов и средние числа  $\rho^0$ -мезонов на одно взаимодействие при различных энергиях. Если принять данные при 200 ГэВ/с<sup>1/3</sup> за более точные, чем результаты при 205 ГэВ/с, представленные в <sup>1/3</sup>, то можно предположить,

\* Величина  $\sigma(\rho^+)$  взята равной  $\sigma(\rho^0)$ .

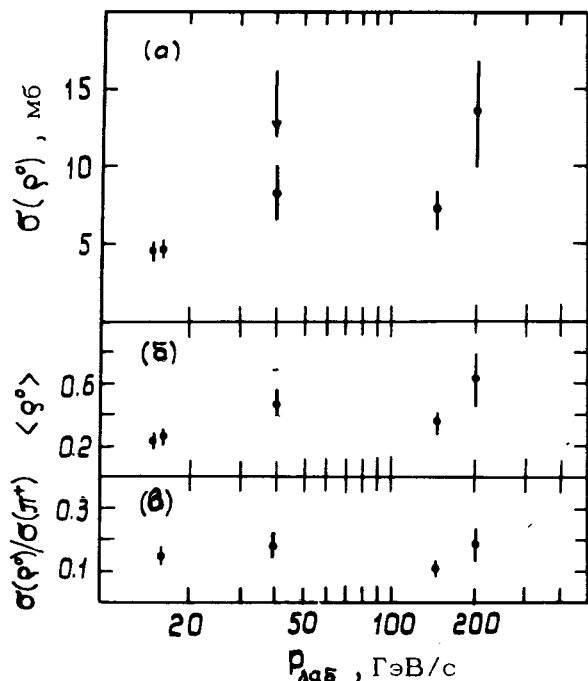


Рис. 8. Ход зависимости с энергией: а/ инклюзивного сечения образования  $\rho^0$ -мезонов; б/ средней множественности  $\rho^0$ -мезонов; в/ отношения инклюзивных сечений образования  $\rho^0$ -мезонов и  $\pi^+$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях.

что сечения инклюзивного образования  $\rho^0$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях после некоторой энергии /близкой к 40 ГэВ/ далее почти не изменяются вплоть до 200 ГэВ. Однако для более уверенных утверждений нужны новые результаты.

Почти не изменяется с энергией отношение инклюзивного сечения  $\rho^0$ -мезонов к инклюзивному сечению  $\pi^+$ -мезонов, которое при 40 ГэВ равно  $0,18 \pm 0,04$  /рис. 8в/. Величина отношения сечений  $\rho^0/\pi^+$  существенно изменяется в зависимости от величин поперечного импульса и достигает при  $p_T^2 \geq 0,7$  /ГэВ/с<sup>2</sup> единицы.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность всем участникам Сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры за предоставленные материалы и многочисленные полезные обсуждения.

Особенно приятно поблагодарить В.Г.Гришина, Е.М.Левина, В.М.Шехтера за интерес к работе и стимулирующие дискуссии.

Авторы признательны М.И.Соловьеву за внимание и поддержку.

#### Литература

1. Шляпников П.В. В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977.
2. Boymond J.P. e.a. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, 112; Appel J.A. e.a. Phys.Lett., 1974, 33, 722; Busser F.W. e.a. Phys.Rev.Lett., 1974, 53B, 212; Pope B.G. In: Proceedings of the Intern. Conf. on High Energy Physics, Palermo, 1975.
3. Brau J. e.a. Nucl.Phys., 1975, B99, 232 (15 GeV); Bartke J. e.a. Nucl.Phys., 1976, B107, 93 (16 GeV); Fong D. e.a. Phys.Lett., 1975, 60B, 124 (147 GeV/c); Winkelmann F. e.a. Phys.Lett., 1975, 56B, 101 (205 GeV/c).
4. Gordon H. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, 284 (6, 22 GeV/c); Deutschmann M. e.a. Nucl.Phys., 1976, B103, 426 (8; 16; 23 GeV/c).
5. Blobel V. e.a. Phys.Lett., 1974, 48B, 73 (12;24 GeV/c); Аммосов В. и др. Препринт ИФВЭ, М-19, 1975 /69 ГэВ/с/; Singer R. e.a. Phys.Lett., 1976, 60B, 385 (205 GeV/c).
6. Aachen - Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-Warsaw-Collaboration, CERN/EP/PHYS 76-28 (16 GeV/c); Blobel V. e.a. Nucl.Phys., 1976, B111, 397 (12; 24 GeV/c).

7. *Aghababian N.O. e.a. Bulg.J.Phys., 1975, II, 6, 570.*
8. *Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-9536, Дубна, 1976.*
9. *Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-9810, Дубна, 1976.*
10. *Abdurakhimov A. e.a. Nucl.Phys., 1973, B63, 114.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 апреля 1977 года.