

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-646

14/VI-76
1 - 9536

2222/2-76

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ρ^0 - И ω -МЕЗОНОВ
В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

Сотрудничество Дубна-София

1976

1 - 9536

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ρ^0 - И ω -МЕЗОНОВ
В $\pi^+ p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

Сотрудничество Дубна-София *

* Перечень авторов см. на обороте

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Н.Ангелов, К.П.Вишневская,¹ В.Г.Гришин,
С.В.Джмухадзе,² Л.А.Диденко, И.А.Ивановская,
Т.Я.Иногамова, Т.Канарек, Г.И.Копылов,
Е.Н.Кладницкая, В.Б.Любимов, С.И.Лютов,¹
Н.Н.Мельникова, В.С.Мурзин,¹ Р.М.Назаргулов,
В.Ф.Никитина, В.М.Попова,¹ А.Н.Соломин,¹
Х.И.Семерджиев, М.И.Соловьев, Д.Тувдендорж,
Н.Г.Фадеев, Э.Т.Цивцивадзе,² Л.М.Щеглова¹

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

Н.О.Ахабабян, Л.Д.Грекова, Н.Л.Иков, В.Н.Пенев,
Х.Я.Христов, А.И.Шкловская

Институт ядерных исследований и ядерной
энергетики, София

Введение

В настоящей работе изучается рождение ρ^0 -и ω -мезонов в π^+p -взаимодействиях при импульсе $40 \text{ ГэВ}/c$. Экспериментальный материал, около 11000 неупругих π^+p -взаимодействий, был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной на серпуховском ускорителе. Для извлечения данных о рождении мезонных резонансов использовались неупругие π^+p -взаимодействия, в которых импульсные и угловые характеристики всех вторичных заряженных частиц были измерены.

Методические особенности эксперимента и ряд физических результатов, полученных на этом материале, показаны в работах /1-3/. Здесь лишь отметим, что все вторичные заряженные частицы, за исключением протонов с импульсами, меньшими $0,7 \text{ ГэВ}/c$, считались пионами. Протоны с $P_{\text{lab}} \leq 0,7 \text{ ГэВ}/c$ идентифицировались по ионизации. В этом случае примесь протонов среди вторичных положительных заряженных частиц составляет $\approx 15\%$, а примесь K^+ -мезонов и Σ^+ -гиперонов среди вторичных заряженных частиц - $\approx 4-5\%$ /2, 3/.

§1. Инклюзивный спектр эффективных масс пар $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов

Основным источником информации о рождении ρ^0 -мезонов является спектр эффективных масс пар $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов ($M(\pi^+\pi^-)$). На рис. 1 приведено инклюзивное

¹ Физический факультет и Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

² Тбилисский Государственный университет.

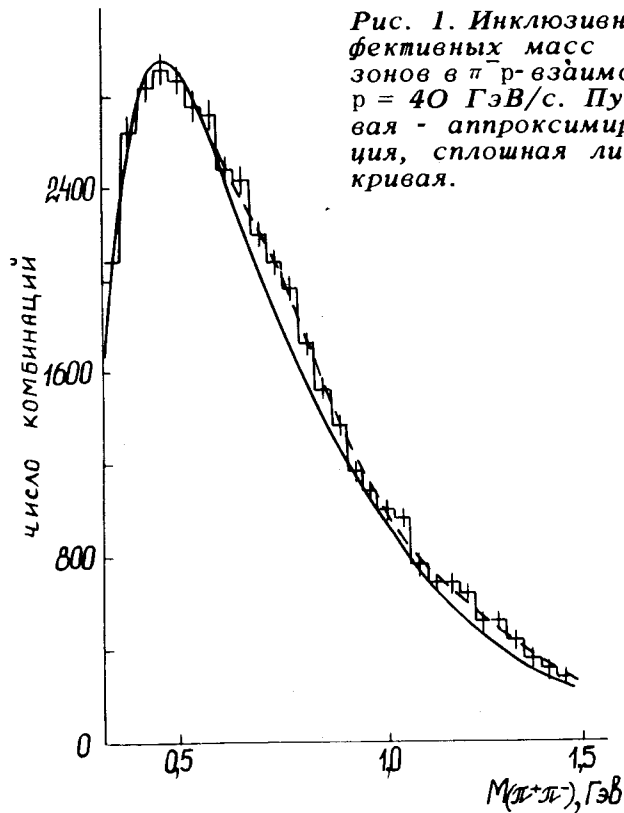


Рис. 1. Инклюзивный спектр эффективных масс пар $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с. Пунктирная кривая - аппроксимирующая функция, сплошная линия - фоновая кривая.

распределение $M(\pi^+\pi^-)$ для неупругих π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с с $n_{ch} \geq 2 / n_{ch}$ - число заряженных вторичных частиц/. Анализ этого спектра проводился путем сравнения его с фоновым распределением и с релятивистскими функциями Брейта-Вигнера /Б.В./, описывающими резонансы. Экспериментальное распределение $dN/dM(\pi^+\pi^-)$, нормированное на единицу, аппроксимировалось функциями типа

$$F(M(\pi^+\pi^-)) = (1 - \alpha_\rho - \beta_f) \Phi(M) + \alpha_\rho \text{Б.В.}_\rho(M) + \beta_f \text{Б.В.}_f(M), \quad /1/$$

где α_ρ и β_f - относительные вклады резонансов $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $f \rightarrow \pi^+\pi^-$; $\Phi(M)$ - фоновое распределение, нормированное на единицу. Функции Б.В. брались в виде /4/

$$\text{Б.В.}(M) = \frac{M^2}{q} \frac{M_0 \Gamma}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2}, \quad /2/$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2\ell+1} \left(\frac{M_0}{M}\right), \quad /3/$$

где $M_0 = 770$ МэВ, $\Gamma_0 = 150$ МэВ, $\ell = 1$ для ρ^0 -мезона и 1270 МэВ, 170 МэВ, $\ell = 2$ для f -мезона; q - импульс распадного π -мезона в системе покоя резонанса, q_0 есть q при $M = M_0^*$.

Мы также учитывали искажение функций Б.В. из-за экспериментальных погрешностей в измерении $M(\pi^+\pi^-)$. Для контроля правильности вычислений ошибок измерений и формы их распределения использовались данные, полученные в этом же эксперименте, по определению массы K_1^0 -мезонов по распадным π^\pm -мезонам /1-3/. Оказалось, что распределение ошибок удовлетворительно аппроксимируется кривой Гаусса. Поэтому учет экспериментальных погрешностей $\sigma(m)$ в измерении $M(\pi^+\pi^-)$ был сделан в виде

$$\text{Б.В.}(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{2m_\pi}^M \text{Б.В.}(m) \frac{1}{\sigma(m)} \exp\left[-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)}\right] dm, \quad /4/$$

где

*Здесь следует отметить, что использование различных форм функций Б.В. при аппроксимации спектра $M(\pi^+\pi^-)$ дает результаты, совпадающие в пределах однократной ошибки. Кроме функции Б.В. типа /2/ и /3/, мы использовали также функцию Б.В. в виде

$$\text{Б.В.}(M) = M \Gamma M_0 \sqrt{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2} \text{ с } \Gamma = \Gamma_0 (q/q_0)^{2\ell+1}. \quad /4-5/$$

$$\sigma(m) = 0,128(m - 2m_{\pi}) \text{ ГэВ}. \quad /5/$$

Интегральное значение функций Брейта-Вигнера с учетом функции разрешения /4/ нормировалось на единицу.

При анализе экспериментального спектра $M(\pi^+\pi^-)$ фоновая кривая $\Phi(M)$ бралась в виде

$$\Phi(M) = K \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^a \exp(-bM_1 + cM_1^2), \quad /6/$$

где $M = M(\pi^+\pi^-) - 2m_{\pi}$; $M_2 = 1 \text{ ГэВ}$; K - нормировочный коэффициент и a, b, c - подбираемые параметры. Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ в интервале $0,31 - 2,0 \text{ ГэВ}$ аппроксимировалось функцией /1/ с учетом /4/ и /6/ с помощью метода наименьших квадратов. В результате были получены значения параметров $a = 0,68 \pm 0,03$; $b = /4,39 \pm 0,16/ \text{ ГэВ}^{-1}$; $c = /0,78 \pm 0,06/ \text{ ГэВ}^{-2}$ и нормированное значение $\chi^2 = 1,20$. Сечения инклюзивного рождения ρ^0 - и f -мезонов оказались равными $\sigma(\rho^0) = 5,8 \pm 1,4 \text{ мб}$ и $\sigma(f \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2,6 \pm 0,9 \text{ мб}$.

На рис. 2 приведены инклюзивные сечения образования ρ^0 -мезонов в π^-p -взаимодействиях при $E \geq 8 \text{ ГэВ}$, полученные аналогичным способом /5, 6/. Здесь же даны величины отношений (R) этих сечений к инклюзивным сечениям π^+ -мезонов. Как видно из рисунка, доля π^+ -мезонов, образующихся при распадах ρ^0 -мезонов, составляет $15\% \div 20\%$ и остается практически постоянной в интервале энергий $/20 \div 200/ \text{ ГэВ}$. Аналогичный результат получен и для π^-p -взаимодействий /7, 8/.

В протон-протонных взаимодействиях доля π^- -мезонов, образующихся при распаде ρ^0 -мезонов, составляет $\approx 10\%$ /9-11/.

Таким образом, первые данные по инклюзивному рождению ρ^0 -мезонов показывают, что существенная доля пионов может быть образована в результате распада резонансов. Этот результат представляет большой интерес для исследования динамики множественного рождения частиц, так как в этом случае данные по рождению резонансов дают более непосредственную информацию о механизме рождения частиц, чем продукты их распада пионы и нуклоны.

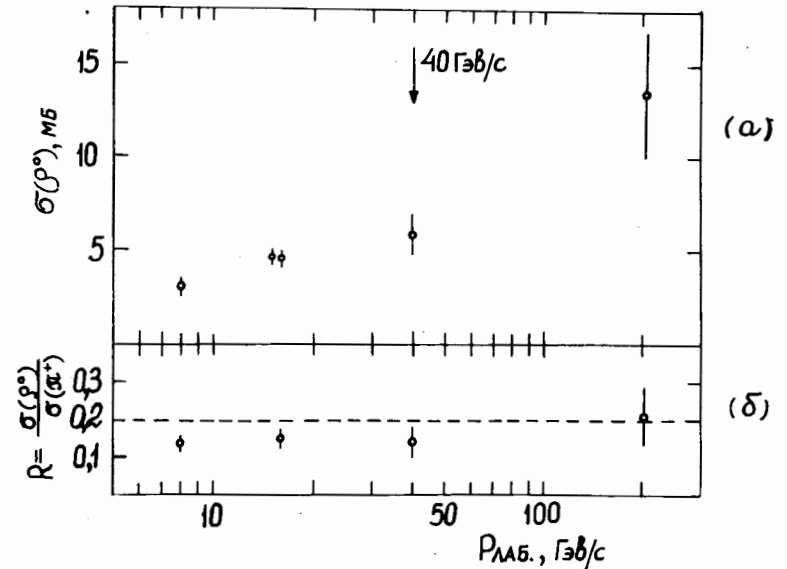


Рис. 2. Инклюзивные сечения образования ρ^0 -мезонов в π^-p -взаимодействиях при различных энергиях. R - доля π^+ -мезонов, образующихся при распаде ρ^0 -мезонов.

Результаты по $\sigma(\rho^0)$ как в настоящей работе, так и при других энергиях $/E \geq 20 \text{ ГэВ}/$ были получены в предположении "гладкости" фонового распределения. Мы аппроксимировали фоновое распределение кривой типа /6/, в других работах использовался полином по $M(\pi^+\pi^-) /s-1/$. Однако при высоких энергиях, когда "сигнал" от ρ^0 -мезона составляет $/8 \div 10/ \%$ от фона, проведение фоновой кривой, особенно в области резонанса, существенно сказывается на величине сечения. В связи с этим необходимо учесть возможные изменения фоновой кривой, связанные, например, с рождением резонансов, у которых среди продуктов их распада имеются $(\pi^+\pi^-)$ -пары мезонов. По-видимому, в данном случае следует учесть возможность образования ω - и η -мезонов, которые, по нашим предположениям, могут дать основной вклад в интересующую нас область эффективных масс.

По нашим оценкам, сечение образования η -мезонов в π^-p -взаимодействиях при $p = 40 \text{ ГэВ}$ мало. Кроме

того, отражение распадов $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- + \pi^0$ в спектре $M(\pi^+ \pi^-)$ будет находиться в области $M(\pi^+ \pi^-) \leq 400 \text{ МэВ}$, что далеко от области ρ^0 -резонанса. В связи с этим в §2 мы будем рассматривать только отражение распадов $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- + \pi^0$ в спектре эффективных масс $M(\pi^+ \pi^-)$.

§2. Учет влияния образования ω -мезонов на спектр $M(\pi^+ \pi^-)$ и определение сечений рождения ρ^0 - и ω -мезонов

В случае образования ω -мезонов продукты их распадов $\pi^+ \pi^- \pi^0$ дают вклад в спектр $M(\pi^+ \pi^-)$ в интервале масс от $2m_\pi$ до $|m_\omega - m_{\pi^0}|$, то есть вблизи ρ^0 -резонанса. Спектр эффективных масс $M(\pi^+ \pi^-)$, образованных при распаде ω -мезонов, можно представить в виде

$$\frac{dF(\omega)}{dM(\pi^+ \pi^-)} \sim M \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} |\vec{\omega}|^2 dm_{\pi\pi}^2, \quad /7/$$

где $\vec{\omega} = [\vec{p}_i \times \vec{p}_k]$ - матричный элемент распада $\omega \rightarrow 3\pi$ и

$$x_{\min}^{\max} = \frac{1}{2} [m_\omega^2 + 3m_\pi^2 - M^2 \pm \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2} \sqrt{(m_\omega^2 + m_\pi^2 - M^2)^2 - 4m_\omega^2 m_\pi^2}}]. \quad /8/$$

Вычисляя /8/ для каждого значения $M(\pi^+ \pi^-)$ и интегрируя /7/ по интервалу $x_{\max} - x_{\min}$, можно получить функцию распределения

$$\begin{aligned} \frac{dF(\omega)}{dM(\pi^+ \pi^-)} = & K \cdot M \left\{ -\frac{1}{12} M^2 [x_{\max}^3 - x_{\min}^3] + \right. \\ & + \frac{1}{4} M^2 (m_\pi^2 + \nu) [x_{\max}^2 - x_{\min}^2] - \\ & \left. - \frac{1}{4} m_\pi^2 (m_\omega^2 m_\pi^2)^2 [x_{\max} - x_{\min}] \right\}, \quad /9/ \end{aligned}$$

где

Таблица 1

n_{ch}	ρ^0 - мезон		ω - мезон		ρ^0 - мезон, когда ω - и f - мезоны не учтены	
	$\langle n_{\rho^0} \rangle$	σ (мб)	$\langle n_{\omega} \rangle$	σ (мб)	$\langle n_{\rho^0} \rangle$	σ (мб)
4	0,40±0,05	2,5±0,4	0,22±0,03	1,4±0,2	0,23±0,05	1,5±0,3
6	0,68±0,13	3,9±0,7	0,60±0,09	3,4±0,5	0,13±0,08	0,7±0,5
8	1,07±0,22	3,6±0,7	0,73±0,18	2,5±0,6	0,40±0,15	1,3±0,5
10	1,46±0,41	2,1±0,6	1,11±0,34	1,6±0,5	0,42±0,30	0,6±0,4
≥ 12	1,41±0,80	1,2±0,7	1,33±0,71	1,1±0,6	0,00±0,55	0,0±0,5
≥ 4	0,63±0,07	13,3±1,4	0,48±0,05	10,0±1,1	0,20±0,05	4,1±1,0

$$\nu = (m_{\pi}^2 + m_{\omega}^2 - M^2)/2, \quad K - \text{нормировочный множитель.}$$

Распределение /9/ нормировалось на единицу с учетом функции разрешения /4/ и добавлялось в виде слагаемого в /1/. Таким образом, аппроксимирующая кривая /1/ будет иметь вид

$$F(M(\pi^+\pi^-)) = (1 - \alpha_{\rho} - \beta_f - \gamma_{\omega})\Phi(M) + \alpha_{\rho} \text{Б.В.}_{\rho}(M) + \beta_f \text{Б.В.}_f(M) + \gamma_{\omega} \frac{dF(\omega)}{dM} \quad /10/$$

В качестве фоновой кривой $\Phi(M)$ в этом случае мы использовали спектр эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ -пар. Определение вкладов резонансов проводилось с помощью /10/ как для инклюзивного спектра $M(\pi^+\pi^-)$ с $n_{ch} \geq 4$, так и для спектров $M(\pi^+\pi^-)$ для π^-p -взаимодействий с фиксированной множественностью вторичных заряженных частиц /без $n_{ch} = 2$ /. При этом требовалось, чтобы сумма вкладов резонансов в полуинклюзивные реакции равнялась их вкладу в инклюзивный процесс. В результате было получено, что $\sigma(\rho^0) = 13,3 \pm 1,4$ мб, $\sigma(\omega) = 10,0 \pm 1,1$ мб и $\sigma(f) = 1,3 \pm 0,8$ при $\chi^2 = 1,37$.

В связи с тем, что функция разрешения /4/ была проверена при $M(\pi^+\pi^-) = 500$ МэВ и существует некоторая неопределенность в ее введении при $M(\pi^+\pi^-)$ в области масс ρ^0 - и f -мезонов, нами были получены сечения рождения резонансов при $\sigma(\pi) = 0$. Они оказались равными $\sigma(\rho^0) = 8,3 \pm 1,0$ мб; $\sigma(\omega) = 7,4 \pm 0,9$ мб и $\sigma(f) = 0,6 \pm 0,5$ мб при $\chi^2 = 1,55$. Эти величины можно рассматривать как нижний предел для сечений образования мезонных резонансов.

На рис. 3-5 приведены результаты аппроксимации спектра $M(\pi^+\pi^-)$ с учетом ω -, ρ^0 - и f -мезонов /рис. 3/, с учетом только ρ^0 -мезона /рис. 4/ и без учета резонансов /рис. 5/. Как видно из этих рисунков, в первом случае описание спектра $M(\pi^+\pi^-)$ наилучшее.

В таблице и на рис. 6 даны сечения и вероятности образования резонансов для $n_{ch} = 4, 6, 8, 10$ и $n_{ch} \geq 12$.

Рис. 3. Инклюзивный спектр $M(\pi^+\pi^-)$ для $n_{ch} \geq 4$. Пунктир - аппроксимирующая функция с учетом ρ^0 -, f -, ω -резонансов.

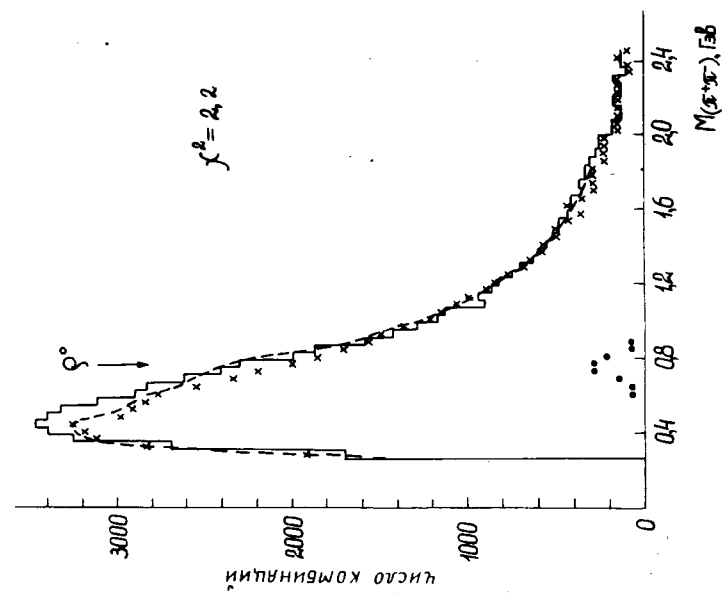
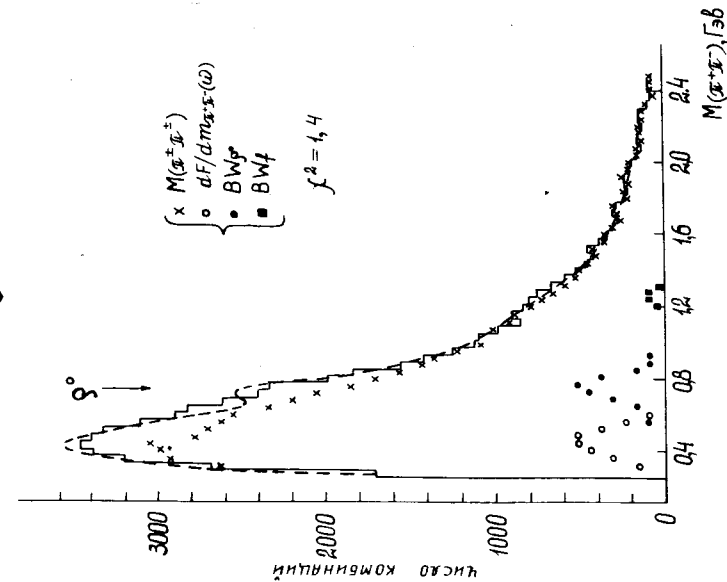


Рис. 4. Инклюзивный спектр $M(\pi^+\pi^-)$ для $n_{ch} \geq 4$. Пунктир - аппроксимирующая функция с учетом только ρ^0 -мезона, x - фоновая кривая, \bullet - вклад ρ^0 -мезона.

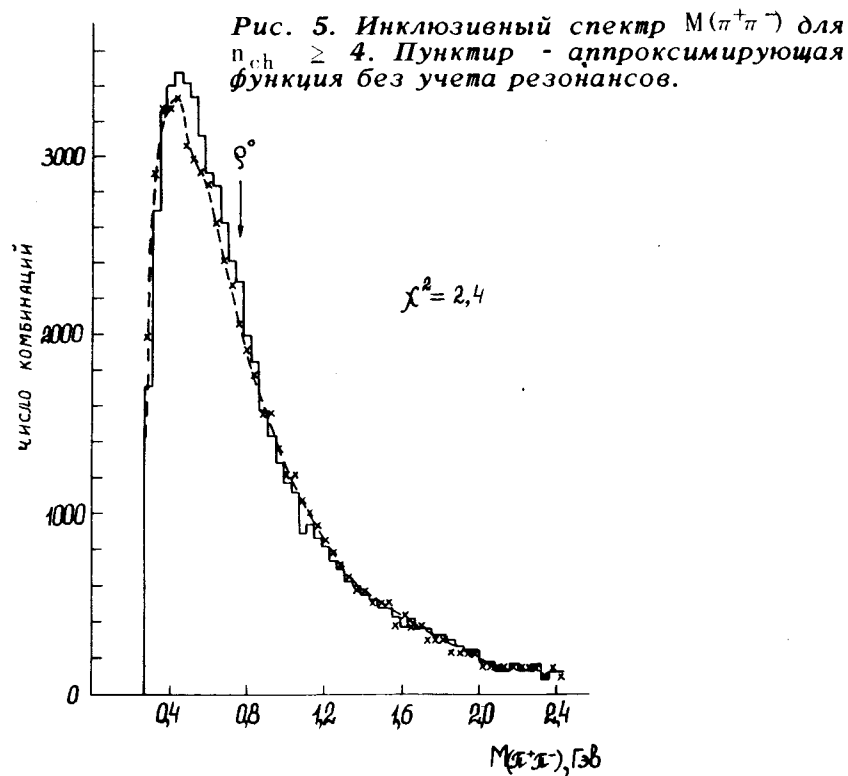


Рис. 5. Инклюзивный спектр $M(\pi^+\pi^-)$ для $n_{ch} \geq 4$. Пунктир - аппроксимирующая функция без учета резонансов.

Как видно из таблицы, средняя множественность ρ^0 - и ω -мезонов растет с увеличением n_{ch} . Доля π^+ -мезонов, образованных от распада ρ^0 - и ω -мезонов в предположении $\sigma(\rho^0) = \sigma(\rho^+)$, составляет 80%.

Нами была сделана попытка обнаружения образования ω -мезонов и прямым способом, т.е. на основе спектров эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Для этой цели вычислялись эффективные массы двух гамма-квантов ($M(\gamma, \gamma)$). Далее считалось, что два гамма-кванта являются продуктами распада π^0 -мезона, если их эффективная масса отличается от массы π^0 -мезона только на одну ошибку /рис. 7/. Спектр $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для неупругих π^-p -взаимодействий с учетом эффективности регистрации гамма-квантов ^{1-3/} приведен на рис. 8. Фоновая

кривая проведена произвольно. Сечение образования ω -мезона, оцененное из этого распределения, оказалось равным 10 ± 3 мб.

На рис. 9 приведено аналогичное распределение по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ без учета эффективности регистрации гамма-квантов для всех возможных комбинаций $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -систем и для таких, в которых $M(\pi^+\pi^-)$ находится в интервале масс для распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^- + \pi^0 / 0,28 \pm 0,64$ ГэВ^{*}. Эти данные также не противоречат образованию ω -мезона.

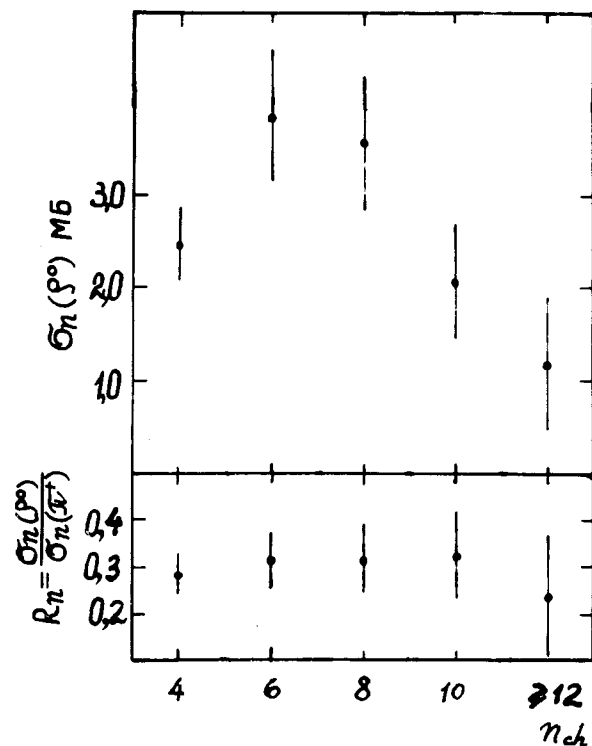


Рис. 6. Зависимость сечения образования $\sigma_n(\rho^0)$ от n_{ch} . R - доля π^+ -мезонов от распадов ρ^0 -мезонов в зависимости от n_{ch} .

* Следует отметить, что эффективности регистрации гамма-квантов в нашем эксперименте практически не зависят от n_{ch} ^{1-3/}.

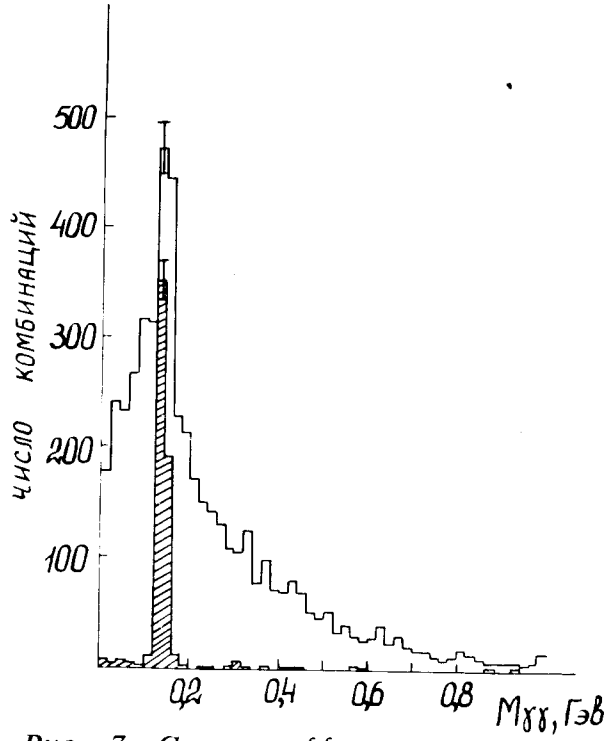


Рис. 7. Спектр эффективных масс двух гамма-квантов в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с. Заштрихованная часть спектра соответствует комбинациям $(\gamma\gamma)$, в которых $M(\gamma\gamma)$ в пределах однократной ошибки совпадает с $M(\pi^0)$.

Таким образом, сечения образования ρ^0 - и ω -мезонов в неупругих π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с оказались примерно одинаковыми. Учет образования ω -мезона существенно увеличивает сечение рождения ρ^0 -мезонов, определяемое по спектру эффективных масс пар $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов. В связи с этим представляет большой интерес учет рождения ω -мезонов и при других энергиях, особенно при $E \geq 20$ ГэВ, где величина исследуемого эффекта мала. С другой стороны, необходимо также и прямое определение сечения инклюзивного образо-

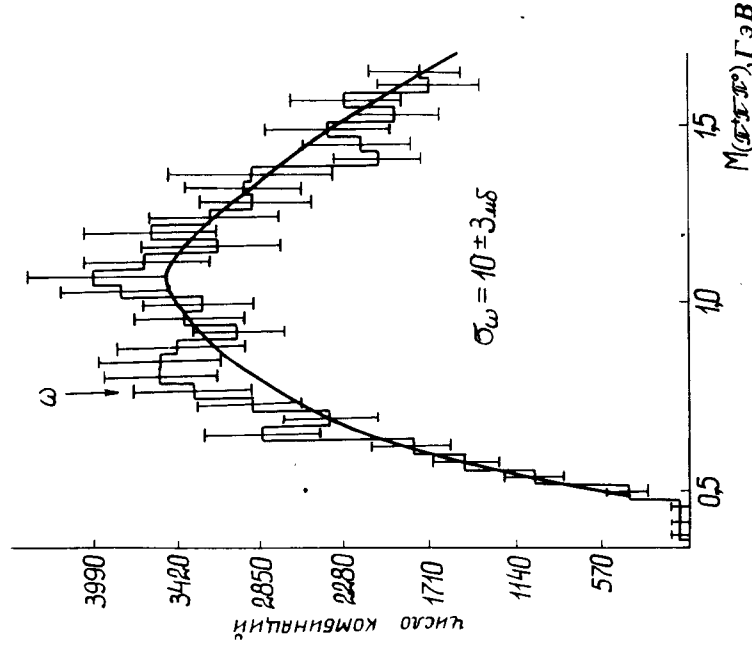
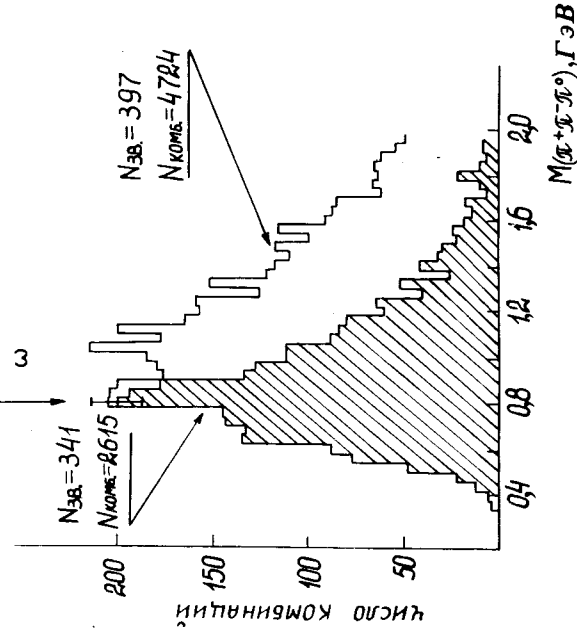


Рис. 8. Спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$, ГэВ в неупругих π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с с учетом эффективности регистрации гамма-квантов.

Рис. 9. Спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ без учета эффективности регистрации γ -квантов. Заштрихованная часть спектра соответствует интервалу по $M(\pi^+\pi^-)$, равному $0,28-0,64$ ГэВ.



вания ω -мезонов по спектру эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ или по другим модам распада ω -частиц.

Мы признательны участникам Сотрудничества по исследованию множественного рождения частиц в пион-нуклонных взаимодействиях при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$ за многочисленные полезные обсуждения, инженерам, техникам и лаборантам за помощь в получении экспериментального материала. Мы благодарим Е.М.Левина, М.И.Подгорецкого и В.М.Шехтера за стимулирующие дискуссии.

Литература

1. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков и др. Сообщение ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
2. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. ЯФ, т. 18, в. 3, 545 /1973/.
3. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. ЯФ, т. 18, в. 6, 1251/1973/.
4. J.D.Jackson. *Nuovo Cim.*, 34, 1644 /1964/;
J.Pišut, M.Roos. *Nucl.Phys.*, B6, 325 /1968/.
5. J.Brau, D.H.Brick, J.Grunhaus et al. *Nucl.Phys.*, B99, 23 /1975/.
6. F.C.Winkelmann et al. *Phys.Lett.*, 56B, 102 /1975/;
P.Borzatta et al. *Nuovo Cim.*, 15A, 45 /1973/.
7. H.A.Gordon et al. *Phys.Rev.Lett.*, 34, 284 /1975/.
8. M.Deutschmann et al. *CERN/D.Ph./PHYS.*, 75-29, June, 1975.
9. V.Blobel et al. *Phys.Lett.*, 48B, 73 /1974/.
10. R.Singer et al. ANL-HEP-PR-75-48, Argonne, 1975.
11. В.Аммосов и др. Препринт ИФВЭ, М-19, Серпухов, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1976 года.