

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-87-83

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В РЕАКЦИИ $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0$

ПРИ ИМПУЛЬСЕ 22,4 ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Дубна - Москва -
Прага - София - Хельсинки

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Д.Брунцко, В.Врба,
И.М.Граменицкий, Р.Ледницки, К.С.Медведь
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Д.И.Ермилова, В.В.Самойлов, Т.Темиралиев
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

Р.К.Дементьев, И.А.Коржавина, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

С.В.Левонян
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

И.Геринек, М.Локайчек, Я.Ридки, В.Шимак
Физический институт ЧСАН, Прага

А.Валкарова, М.Сук
Ядерный центр Карлова университета, Прага

З.Златанов, Х.Каназирски
Высший химико-технологический институт, София

П.Вилланен, Э.Волк
Отдел физики высоких энергий университета Хельсинки

Целью настоящей работы является изучение дифракционных процессов в реакции



антипротона при импульсе 22,4 ГэВ/с.

Экспериментальные данные были получены на снимках с 2-метровой водородной пузырьковой камеры "Людмила", облученной сепарированным пучком антипротонов на ускорителе У-70 имВЭ.

Реакция (1) изучена только в интервале сравнительно небольших импульсов от 3 до 12 ГэВ/с [1-6]. Ее характерной чертой является образование векторных ρ - и ω -мезонов и Δ^{++} изобар, свойства которых в указанном интервале импульсов удовлетворительно описываются с помощью однопионного обмена или двойного обмена реджеонами типа $\rho\pi$, $\omega\pi$ и т.д.

Метод выделения реакции (1) при 22,4 ГэВ/с описан в работе [7], где определено ее сечение, равное $1,55 \pm 0,13$ мб, с чувствительностью 0,6 мкб/соб. Там же определены и сечения образования резонансов, равные $\delta(\omega) = 0,089 \pm 0,013$ мб, $\delta(\rho^+) = \delta(\rho^-) = 0,058 \pm 0,019$ мб и $\delta(\Delta^{++}) = \delta(\Delta^{+-}) = 0,39 \pm 0,05$ мб.

Основными дифракционными процессами в реакции (1) являются одиночная и двойная диссоциация первичных частиц, соответствующие диаграммы для которых представлены на рис.1.

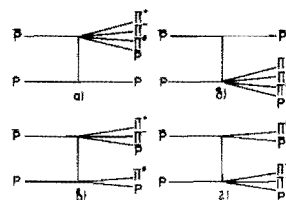


Рис.1. Диаграммы, соответствующие процессам: а) одиночной дифракционной диссоциации антипротона, б) одиночной дифракционной диссоциации протона, в, г) двойной дифракционной диссоциации в реакции (1).

Выделение этих механизмов дифракционной диссоциации антипротона и протона в реакции (1) при 22,4 ГэВ/с проводилось методом максимального интервала между быстротами вторичных частиц [8].

Согласно этому методу, вторичные частицы в событии выстраивались в соответствии с величинами их продольных быстрот в с.ц.м.

$y_i^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i^* + P_{zi}^*}{E_i^* - P_{zi}^*}$ и затем определялись интервалы Δy_i^* между соседними частицами. Известно, что частицы в дифракционной системе преимущественно группируются в ограниченном интервале быстрот y_i^* , отделенном от других систем максимальным быстротным интервалом.

Процедура разделения дифракционной и недифракционной компонент

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

проводилась так же, как и в работах [9, 10] с помощью переменной $\eta = 1 - e^{\xi}$,

$$\xi = \int_{i-1}^i \frac{\Delta y_{max}^* - \Delta y_{ij}^*}{\Delta y_{ij}^*} dy$$
, где Δy_{max}^* — максимальный интервал
 быстрот в событии, Δy_{ij}^* — интервалы быстрот между соседними части-
 цами, а $\langle \Delta y^* \rangle$ — их среднее значение. Для дифракционных событий
 $\Delta y_{max}^* \gg \Delta y_{ij}^*$ и $\eta \approx 1$, а для недифракционных событий $\Delta y_{max}^* \approx \Delta y_{ij}^*$ и
 $\eta \approx 0$.

На рис. 2 в качестве примера представлено η -распределение для
 событий, где максимальный быстротный интервал имеется между комбина-
 циями $p\pi^0$ и $\bar{p}\pi^+\pi^-$, т.е. относящихся к процессу $\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+\pi^-)(p\pi^0)$.

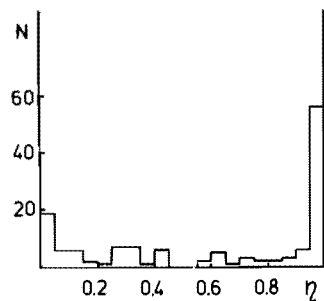


Рис. 2. Распределение по переменной η для событий, соответст-
 вующих процессу двойной
 дифракционной диссоциации:
 $\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+\pi^-)(p\pi^0)$.

Видно, что в этой выборке есть некоторый вклад от недифракционной
 компоненты. В качестве критерия отбора для дифракционных событий
 была принята величина $\eta, \eta > 0,5$, так же, как и при анализе реакции
 $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(p\pi^+\pi^-)$ в работе [11].

Полученные при этом сечения одиночной и двойной дифракции пер-
 вичных частиц приведены в табл. I.

Таблица I
 Сечения дифракционных процессов в реакции (I)

Одиночная дифракционная диссоциация	Число событий	Сечение, мб
$\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+\pi^-)p$	477 ± 22	$0,29 \pm 0,03$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(p\pi^+\pi^-)$	502 ± 22	$0,30 \pm 0,03$
Двойная дифракционная диссоциация	Число событий	Сечение, мб
$\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+\pi^-)(p\pi^0)$	80 ± 9	$0,048 \pm 0,007$
$\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^0)(p\pi^+\pi^-)$	104 ± 10	$0,063 \pm 0,008$

Из таблицы I видно хорошее совпадение между сечениями одиночной
 дифракционной диссоциации протона и антипротона и сечениями процес-
 сов $\bar{p}p \rightarrow (p\pi^0)(p\pi^+\pi^-)$ и $\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+\pi^-)(p\pi^0)$, как и должно быть

вследствие зарядовой симметрии этих реакций.

Изучение дифракционной системы $p\pi^+\pi^-\pi^0$ ($\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0$) показало,
 что она распадается в значительной степени по каналам с образованием
 изобары $\Delta^{++}\pi^-\pi^0$ ($\Delta^{+-}\pi^+\pi^0$) или ω -мезона $p\omega$ ($\bar{p}\omega$).

На рис. 3 приведен совместный спектр эффективных масс $p\pi^+$ и $\bar{p}\pi^-$
 комбинаций для событий одиночной дифракции, который аппроксимирова-
 лся выражением

$$F(M) = [a_1 \cdot BW(M) + (1 - a_1)] \cdot \Phi(M), \quad (2)$$

где $BW(M)$ — релятивистская функция Брейта-Вигнера. Для описания фо-
 на использовалась параметризация

$$\Phi(M) = q^{1+\alpha} \cdot e^{-\beta M}, \quad (3)$$

где q — импульс π -мезона в системе покоя $p\pi^+$ ($\bar{p}\pi^-$).

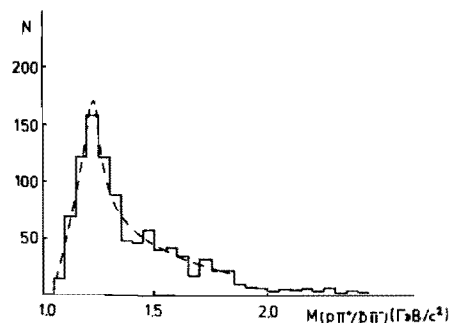


Рис. 3. Суммарное распре-
 деление по эффективным
 массам комбинаций
 частиц $p\pi^+$ и $\bar{p}\pi^-$ для
 событий одиночной
 дифракции протона и
 антипротона.

В результате было получено следующее значение сечения рождения
 изобары Δ^{++} и антиизобары Δ^{+-} : $\sigma(\Delta^{++}) = \sigma(\Delta^{+-}) = 0,10 \pm 0,03$ мб. Таким
 образом, дифракционная система $p\pi^+\pi^-\pi^0$ ($\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0$) в 33% случаев рас-
 падается с участием изобары Δ^{++} (Δ^{+-}).

На рис. 4 приведено распределение эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$
 для всех событий реакции (I) (сплошная гистограмма), а также для со-
 бытий, относящихся к одиночной дифракционной диссоциации протона или
 антипротона (пунктирная гистограмма). Видно, что пик, связанный с
 образованием ω -мезона, почти целиком относится к дифракционным
 событиям. Сечение рождения ω -мезона в процессах одиночной дифрак-
 ционной диссоциации, определенное таким же методом, как и в работе
 [7], в пределах ошибок совпадает с величиной $\sigma(\omega)$, ранее определенной
 для всех событий реакции (I).

Сечение образования заряженных ρ^+ и ρ^- -мезонов в дифракционных
 системах $p\pi^+\pi^-\pi^0$ и $\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0$ было определено с помощью формул (2)
 и (3) и составляет $\sigma(\rho^+) = \sigma(\rho^-) = 27 \pm 14$ мкб, т.е. $\sim 50\%$ от сечения
 рождения ρ^+ и ρ^- -мезонов в реакции (I).

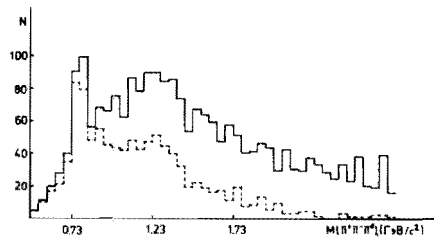


Рис.4. Распределение по эффективной массе системы частиц $\rho\pi^+\pi^-\pi^0$ для всех событий реакции (I) (сплошная гистограмма) и для событий, соответствующих одиночной дифракции (пунктирная гистограмма).

На рис.5 показано распределение эффективных масс системы $\rho\omega$ ($\bar{\rho}\omega$) для всех событий реакции (I) (сплошная гистограмма) и для событий, относящихся к одиночной дифракционной диссоциации (точечная гистограмма). В качестве ω -мезона отбирались комбинации 3π -мезонов, эффективная масса которых заключалась в пределах $0,73 \leq M(3\pi) \leq 0,83$ ГэВ/с².

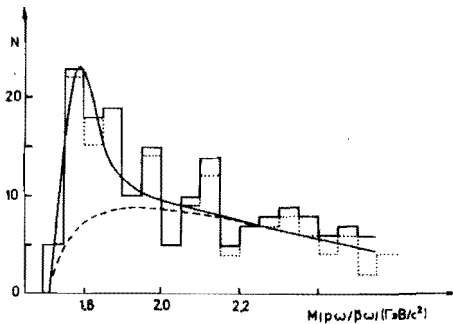


Рис.5. Распределение по эффективным массам $\rho\omega$ и $\bar{\rho}\omega$ -комбинаций для всех событий из реакции (I) (сплошная гистограмма) и для событий, относящихся к одиночной дифракции (точечная гистограмма). Кривые (пунктирная и сплошная) объяснены в тексте.

Видно, что околопороговый пик, который связывают с резонансом $N(1800)$, практически целиком принадлежит событиям, соответствующим одиночной дифракции первичных частиц в реакции (I). Сечение его образования, определенное в работе [7], оказалось равным $\sigma(\rho\omega, \bar{\rho}\omega) = 28 \pm 7$ мкб [12]. Сплошная кривая, приведенная на рис.5, - результат описания экспериментальных данных выражением [7]

$$\Psi(M_{\rho\omega}) = \frac{M_{\rho\omega} \cdot \rho \cdot \Gamma_{\rho\omega} \cdot e^{-B M_{\rho\omega}}}{(M_{\rho\omega}^2 - M_0^2) + M_0^2 \cdot \Gamma_{\rho\omega}^2} + \Psi_{\phi}(M_{\rho\omega}) \frac{q^{2c+1}(4)}{M_{\rho\omega}}$$

где ρ - импульс системы $\rho\omega$ в с.ц.м. реакции (I), $\Gamma_{\rho\omega} \sim \frac{q^{2c+1}(4)}{M_{\rho\omega}}$, $\Psi_{\phi}(M_{\rho\omega}) = \rho \cdot q \cdot e^{-B M_{\rho\omega}}$, q - импульс протона в системе покоя $\rho\omega$, c - орбитальный момент системы $\rho\omega$. Пунктирная кривая на рис.5 описывает фон $\Psi_{\phi}(M_{\rho\omega})$.

В пользу дифракционного механизма образования системы $N \rightarrow \rho\omega(\bar{\rho}\omega)$ говорит и очень слабая энергетическая зависимость сечения рождения системы $\rho\omega(\bar{\rho}\omega)$ в интервале импульсов антипротона от 5,7 до 22,4 ГэВ/с, как это уже отмечалось в работе [7].

В последнее время появились работы, главным образом, при высоких энергиях вплоть до ISR , где приводятся данные по изучению структуры дифракционных событий [13,14].

В системе покоя дифракционного кластера изучаются угловые и импульсные характеристики частиц из этого кластера. В работах [14] для области эффективных масс дифракционных систем $M_X > 3$ ГэВ/с² в эксклюзивных каналах $\rho\rho \rightarrow \rho\rho \pi^+\pi^-\pi^0$ ($n = 0,1,2$) обнаружена заметная асимметрия в угловых распределениях протона и вытянутость продольных импульсов частиц вдоль направления пучка в системе покоя M_X . Это противоречит предсказаниям фэйрболловых моделей и может быть обусловлено механизмом "точного" взаимодействия померона с одним из конститuentов налетающего адрона [13].

На рис.6а и 6б приведены распределения по косинусу угла вылета протона $\cos \theta_p^{G.D.}$ из дифракционного кластера $\rho\pi^+\pi^-\pi^0$ в системе Готтфрида-Джексона этого кластера для двух интервалов эффективных масс $M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0)$:

$$M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0) < 2,5 \text{ ГэВ/с}^2 \text{ и } M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0) > 2,5 \text{ ГэВ/с}^2.$$

Напомним, что ось Z в системе покоя M_X направлена вдоль импульса первичного протона.

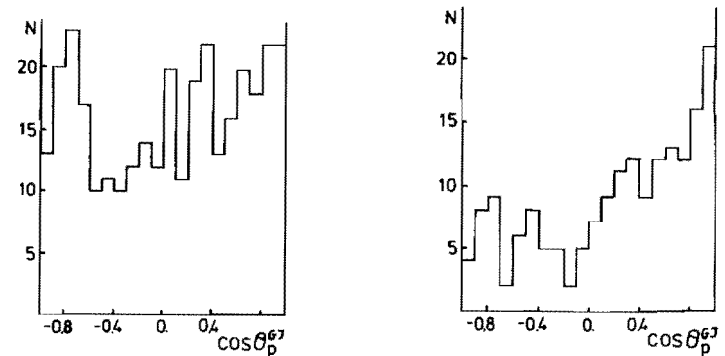


Рис.6. Распределение по косинусу угла Готтфрида-Джексона $\cos \theta_p^{G.D.}$ для протонов в системе покоя дифракционной комбинации $\rho\pi^+\pi^-\pi^0$ частиц:
а) для $M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0) < 2,5$ ГэВ/с², б) для $M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0) > 2,5$ ГэВ/с².

Видно, что для $M_x > 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ угловое распределение протонов становится вытянутым вперед, так же, как и в реакции $p\rho \rightarrow p\rho\pi^+\pi^-(\pi\pi^0)$ при $360 \text{ ГэВ}/c$ [14]. Распределения же по косинусу угла вылета π^+ и π^0 мезонов для $M_x > 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ близки к равномерным, а для π^- -мезонов наблюдается некоторая вытянутость назад.

На рис. 7 приведено двумерное распределение по $\cos\theta_p$ протонов и π^- -мезонов для $M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0) > 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$. Видно скопление событий в нижнем правом углу диаграммы, что соответствует такой конфигурации, когда протон и π^- -мезон разлетаются вдоль оси Z в противоположных направлениях, как это и предсказывается в работе [13].

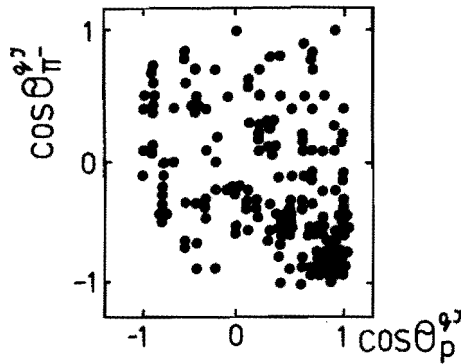


Рис. 7. Двумерное распределение $\cos\theta_p - \cos\theta_{\pi^-}$ для протонов и π^- -мезонов из дифракционной комбинации частиц с $M(\rho\pi^+\pi^-\pi^0) > 2,5 \text{ ГэВ}/c^2$ в системе её покоя.

Для спектра эффективных масс системы $\rho\pi^+\pi^-(\bar{\rho}\pi^+\pi^-)$, образующейся в процессах двойной дифракции, характерно преобладание небольших масс до величин $2,5 \text{ ГэВ}/c^2$, причем значительная доля системы $\rho\pi^+\pi^-(\bar{\rho}\pi^+\pi^-)$ распадается через квазидвухчастичный канал $\Delta^{*+}\pi^-(\Delta^{*+}\pi^+)$. Сечение рождения изобары $\Delta^{*+}(\Delta^{*+}\pi^+)$ в событиях двойной дифракции оказалось равным $\sigma(\Delta^{*+}\pi^+) = 0,045 \pm 0,013 \text{ мб}$, что составляет $\sim 40\%$ от величины сечения двойной дифракционной диссоциации. Заметный вклад квазидвухчастичного распада дифракционной системы $\rho\pi^+\pi^-(\bar{\rho}\pi^+\pi^-)$ наблюдался ранее в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ при $22,4 \text{ ГэВ}/c$ [11].

Важной характеристикой процессов дифракционной диссоциации является форма дифференциального сечения $d\sigma/dt'$, где $t' = t - t_{min}$, t - квадрат четырехмерного импульса, переданного от первичной частицы соответствующей дифракционной системе. Как и в случае упругого рассеяния, распределение $d\sigma/dt'$ можно аппроксимировать экспонентой вида $A \cdot e^{-b t'}$. Значение параметра наклона b при $t' < 0,5(\text{ГэВ}/c)^2$ в

случае одиночной дифракции было получено равным $b_1 = 5,3 \pm 0,3(\text{ГэВ}/c)^{-2}$, в случае двойной дифракции $b_2 = 5,3 \pm 1,0(\text{ГэВ}/c)^{-2}$.

Известно, что для дифракционных процессов характерно уменьшение величины наклона "b" с ростом массы M_x диссоциированной системы, что подтверждается и данными этой работы, представленными в таблице 2.

Таблица 2
Зависимость параметра наклона "b" в $d\sigma/dt' \sim e^{-b t'}$ от массы дифракционной системы

Одиночная дифракционная диссоциация	
Интервал эффективных масс ($\text{ГэВ}/c^2$)	Наклон "b" ($\text{ГэВ}/c$) ⁻²
$1,45 < M(\bar{\rho}\pi^+\pi^-\pi^0)/M(\rho\pi^+\pi^-) < 2$	$8,2 \pm 0,8$
$2 < M(\bar{\rho}\pi^+\pi^0)/M(\rho\pi^+\pi^0) < 2,8$	$5,3 \pm 0,4$
$M(\bar{\rho}\pi^+\pi^0)/M(\rho\pi^+\pi^0) > 2,8$	$4,0 \pm 0,7$
Двойная дифракционная диссоциация	
Интервал эффективных масс ($\text{ГэВ}/c^2$)	Наклон "b" ($\text{ГэВ}/c$) ⁻²
$1,25 < M(\rho\pi^+\pi^-/\bar{\rho}\pi^+\pi^-) < 1,8$	$7,4 \pm 1,6$
$M(\rho\pi^+\pi^-/\bar{\rho}\pi^+\pi^-) > 1,8$	$3,5 \pm 1,2$

Характерной особенностью дифракционных процессов является существование факторизационных соотношений для их сечений [15]. Например, в нашем случае должно быть справедливо соотношение

$$\frac{\sigma[\bar{p}p \rightarrow (\bar{\rho}\pi^0)(\rho\pi^+\pi^-)]}{\sigma[\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\rho\pi^+\pi^-)]} \approx \frac{\sigma[\bar{p}p \rightarrow (\bar{\rho}\pi^0)p]}{\sigma[\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p]} \quad (5)$$

Величина упругого $\bar{p}p$ -рассеяния при $22,4 \text{ ГэВ}/c$ равна $9,0 \pm 0,3 \text{ мб}$.

Сечения одиночной дифракционной диссоциации в реакциях $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\rho\pi^+\pi^-)$ и $\bar{p}p \rightarrow (\bar{\rho}\pi^0)p$ при нашей энергии равны $0,41 \pm 0,02 \text{ мб}$ и $0,68 \pm 0,15 \text{ мб}$ соответственно. Тогда из соотношения (5) для сечения двойной дифракционной диссоциации $\bar{p}p \rightarrow (\bar{\rho}\pi^0)(\rho\pi^+\pi^-)$ получается значение $\sigma_{gg} = 0,031 \pm 0,007 \text{ мб}$. Оно оказывается близким к среднему значению сечения двойной дифракции ($0,056 \pm 0,008$) мб, полученному методом быстрых интервалов (см. таблицу 1).

Оценки сечений процессов одиночной и двойной дифракции в реакции (I) при $22,4 \text{ ГэВ}/c$ проводились также с помощью метода анализа фазового пространства продольных импульсов в с.п.м. (LPS-анализ) [17], при этом значения сечений одиночной дифракции практически совпали с данными, приведенными в таблице 1, а сечения для двойной дифракции получились в 2,5 раза больше. Последнее, по-видимому, связано с тем обстоятельством, что в событиях, принадлежащих LPS-секторам, связанным

с двойной дифракцией, системы частиц $\rho\pi^+\pi^-$ ($\bar{\rho}\pi^+\pi^-$) и $\bar{\rho}\pi^0$ ($\rho\pi^0$) при нашей энергии в значительной степени образуются через обмен другими резонансами, например, π^2 и ω -мезонами.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Методом максимального быстрого интервала выделены процессы одиночной и двойной дифракционной диссоциации в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$ при 22,4 ГэВ/с, составляющие ~45% от величины сечения реакции.

2. Показано, что в дифракционных системах образуются резонансы $\Delta^+(\Delta^+)$, $N^*(\rho\omega, \bar{\rho}\omega)$, ρ^\pm и ω -мезоны, при этом ω -мезон и Δ^{++} изобара образуются практически целиком через механизм дифракционной диссоциации, а изобары $\Delta^{++}(\Delta^{++})$ и $\rho^+(p^-)$ -мезоны рождаются дифракционно в ~30% и ~50% случаев соответственно.

3. Получено указание на появление выстроенности частиц в дифракционной системе $\rho\pi^+\pi^-\pi^0$ с ростом её массы.

4. Подтверждена характерная для дифракционных процессов зависимость величины наклона дифференциального сечения $d\sigma/dt'$ от массы дифракционной системы M_X для одиночной и двойной дифракции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ferbel T. et al.-Phys.Rev., 1965, 138B, p.1528.
2. Dehne H.C. et al.-Phys.Rev., 136B, 1964, p.843.
3. Atherton H.W. et al.-Il Nuovo Cimento, 1975, 30A, p.505.
4. Van Apeldorn G.W. et al- Nucl.Phys., 1978, B133, p.245.
5. Stenbacka R. et al.- Nucl.Phys., 1977, B131, p.386.
6. Borecka I. et al.-Nuovo Cimento, 1971, 5A, p.19.
7. Батюня Б.В. и др. Препринт ОИЯИ Р1-86-838, Дубна, 1986
8. Burdet J. et al.-Nucl.Phys., 1972, B48, p.13.
9. Veneske J. et al.- Nucl.Phys., 1974, B76, p.29.
10. Батюня Б.В. и др. ЯФ, 1983, т.37, стр.105
11. Batyunya B.V. et al.-JINR s1-82-415, Dubna, 1982.
12. Lednicky R.-Phys.Lett., 1975, 58B, p.89.
13. Ingelman G. et al.-Phys.Lett., 152B, 1985, p.256.
14. Smith A.M. et al.-Phys.Lett., 1985, 163B, p.267. Smith A.M. et al. Phys.Lett., 1986, 167B, p.248. NA-23 EHS-Collaboration, NUPD-8603, 1986.
15. Alberi G., Goggi G., Phys.Rep., 1981, 74, p.1.
16. Батюня Б.В. и др. Препринт ОИЯИ Р1-85-854, Дубна, 1985
17. Kittel W., Ratti S., Van Hove L.-Nucl.Phys., 1971, B30, p.333.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1987 года.

Батюня Б.В. и др.

P1-87-83

Изучение дифракционных процессов
в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$ при импульсе 22,4 ГэВ/с

Методом максимального быстрого интервала выделены процессы одиночной и двойной дифракционной диссоциации первичных частиц в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$ при 22,4 ГэВ/с с сечениями $\sigma_D = 0,30 \pm 0,03$ мб и $\sigma_{DD} = 0,056 \pm 0,008$ мб. Показано, что в дифракционных системах образуются резонансы $\Delta^{++}/1236/$, $N^*/1800/$, ω и ρ^\pm -мезоны. Изучена зависимость наклона дифференциального сечения $d\sigma/dt'$ от величины массы дифракционной системы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Batyunya B.V. et al.

P1-87-83

The Study of the Diffraction Processes
in the $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$ Reaction at 22.4 GeV/c

The processes of single and double diffraction dissociation of primary particles in the $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$ reaction at 22.4 GeV/c have been selected by the maximum rapidity gap method with the $\sigma_D = 0,30 \pm 0,03$ and $\sigma_{DD} = 0,056 \pm 0,008$ mb cross sections. It is shown that in diffraction systems the resonances $\Delta^{++}(1236)$, $N^*(1800)$ and ω , ρ^\pm mesons are produced. The dependence of the slope of differential cross section $d\sigma/dt'$ on diffractive mass value was studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987