

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-771

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РЕАКЦИИ $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^-$
ПРИ 22,4 ГэВ/с

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

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

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

Э.Г.Боос, В.В.Самойлов, Т.Темиралиев
Институт физики высоких энергий, Алма-Ата

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

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 Хельсинкского университета

Необходимость изучения свойств отдельных эксклюзивных каналов во взаимодействиях адронов при средних и высоких энергиях по-прежнему остается актуальной. Их свойства, полученные в широком энергетическом интервале, позволяют проследить за вкладом отдельных механизмов образования данного конечного состояния, помогают при проверке справедливости многих теоретических моделей.

Реакция



изучена в широком интервале энергий, от 3 до 100 ГэВ. Основные сведения о реакции (I) получены на пузырьковых камерах^{/1-7/}, на гибридных установках ФНАИ^{/8,9/}, а при импульсах 25 и 40 ГэВ/с на спектрометре ИВЭ^{/12/}.

Характерной чертой конечного состояния $\bar{p}p \pi^+ \pi^-$ является активное рождение резонансов в системах из нуклонов и π -мезонов, которое происходит в основном за счет двух механизмов: однопийонного обмена и дифракционной диссоциации.

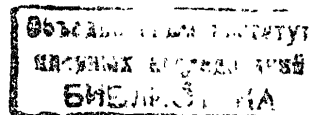
Возможность разделения этих механизмов при низких энергиях $E_{\text{lab}} < 10$ ГэВ еще очень затруднительна, но с ростом энергии становится все более надежной из-за разной энергетической зависимости этих процессов.

В данной статье представлены результаты анализа реакции (I) на снимках с 2-метровой пузырьковой камеры "Людмила" ОИЯИ, облученной сепарированным пучком антипротонов с импульсом 22,4 ГэВ/с. Предварительные результаты по изучению реакции (I) можно найти в работах^{/10,11/}.

План предлагаемой статьи следующий. В разделе I сообщается процедура отбора событий и приводится сечение реакции (I), в разделе 2 анализируется рождение резонансов в канале (I), в разделах 3 и 4 обсуждаются свойства одновершинной дифракционной диссоциации и парного рождения изобар. В заключение сформулированы основные выводы.

I. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ КАНАЛА $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^-$

Основная методическая трудность выделения отдельных эксклюзивных каналов с помощью методики пузырьковой камеры связана с большими при-



месями от различных возможных конечных состояний, возникающими, главным образом, из-за наличия быстрых частиц, параметры которых определяются менее точно, чем параметры прочих частиц.

Для выделения канала (I) были отобраны и измерены около 29000 4-лучевых взаимодействий. События измерялись на автоматических (HPD) и полуавтоматических приборах (ПУОС-2, ENETRA и др.). Измеренные события обсчитывались по традиционной цепочке программ MDTRESH - GRIND - SLICE.

Для выделения гипотезы $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ отбирались события, для которых вероятность прохождения 4С-гипотезы (I) была $P(\chi^2) \geq 0,001$ и не противоречила визуальной оценке ионизации медленных частиц с $\rho_{\text{лаб}} \leq 1,5$ ГэВ/с.

Среди отобранных взаимодействий $\sim 1,5\%$ составляли события, где проходили две 4С-гипотезы (I), отличающиеся перестановкой частиц антипротона и π^- -мезона, в качестве окончательной выбиралась гипотеза с большей вероятностью. 13% событий имели кроме 4С-гипотезы (I) также 1С-гипотезы типа $\bar{p}p\pi^+\pi^0$ или $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, в этих случаях в качестве окончательной всегда бралась 4С-гипотеза. В 2% событий протон и антипротон летели в заднюю полусферу в с.ц.м., что, скорее всего, связано с примесью от конечного состояния $\bar{p}p\bar{p}p$, а также с плохими измерениями; эти события из набора событий реакции (I) были отброшены, и в качестве окончательного набора реакции (I) было оставлено 2194 события.

После учета потерь 4С-событий, связанных с низкой эффективностью регистрации короткого остановившегося протона отдачи ($\sim 3\%$), а также с плохим качеством снимков и измерений ($\sim 11\%$), была получена величина сечения реакции (I), равная $\sigma_{4c} = (1,41 \pm 0,03)$ мб и составляющая $\sim 10\%$ от величины 4-лучевого топологического сечения $\sigma_4 = (13,95 \pm 0,07)$ мб.

Чтобы убедиться в выполнении зарядовой симметрии для отобранных событий реакции (I), были построены угловые распределения в с.ц.м. всех частиц. При этом распределение по $\cos\theta^*$ для протонов и отраженное относительно $\cos\theta^*=0$ распределение для антипротонов совпали в пределах ошибок, а коэффициенты угловой асимметрии для спектров π^- и π^+ -мезонов оказались равными $|B_{\pi^-}| = 0,262 \pm 0,021$, $|B_{\pi^+}| = 0,246 \pm 0,021$.

При описании данных по сечению реакции (I) для импульсов от 5,7 до 100 ГэВ/с с помощью зависимости

$$\sigma = C \cdot S^{-\eta} \quad (2)$$

для параметра η была получена величина $\eta = 0,665 \pm 0,029$.

2. ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ В РЕАКЦИИ $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$

Как уже говорилось, характерной особенностью реакции (I) является обильное рождение резонансов в системе, состоящей из нуклонов и π -мезонов.

На рис. I приведено двумерное распределение по эффективным массам $p\pi^+$ и $\bar{p}\pi^-$ -комбинаций. Видно сильное заселение гистограммы в областях, где $M(p\pi^+) < 1,4$ ГэВ/с² и $M(\bar{p}\pi^-) < 1,4$ ГэВ/с², включая область совместного рождения изобар Δ^{++} и Δ^{+-} .

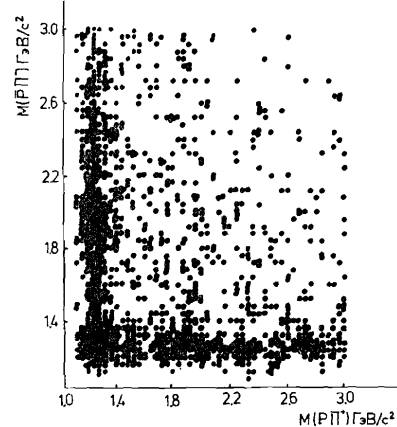


Рис. I. Двумерное распределение эффективных масс $M(p\pi^+)$ и $M(\bar{p}\pi^-)$ для событий реакции (I).

Экспериментальное двумерное распределение $p\pi^+$, $\bar{p}\pi^-$ масс описывалось методом максимума правдоподобия следующим выражением^{5/}:

$$\frac{dP}{dM_1 dM_2} = \left[d_1 \frac{BW(\Delta) \cdot BW(\bar{\Delta})}{I_1} + d_2 \frac{BW(\Delta)}{I_2} + d_3 \frac{BW(\bar{\Delta})}{I_3} + d_4 \frac{BW(\Delta')}{I_4} + d_5 \frac{BW(\bar{\Delta}')}{I_5} + d_6 \right] \cdot \frac{P \cdot q_1 \cdot q_2}{(t_{\min} + \mu^2)(t_{\max} + \mu^2)}, \quad (3)$$

где M_1 и M_2 означают эффективную массу ($p\pi^+$) и ($\bar{p}\pi^-$), соответственно, P - импульс комбинации $p\pi^+$ в системе центра масс, q_1 (q_2) - импульс пиона в системе покоя M_1 (M_2), I_i - нормировочные интегралы вида

$$I_i = \int BW(M_1) \cdot BW(M_2) \cdot P \cdot q_1 \cdot q_2 \cdot dM_1 \cdot dM_2. \quad (4)$$

Фитирование величин $\frac{dP}{dM_1 dM_2} = f(t_i)$ внутри небольших интервалов по t_i показало, что $f(t_i)$ следует поведению пионного пропагатора $(t + \mu^2)^{-2}$, где μ - масса пиона; поэтому в выражении (3) появился множитель $[(t_{\min} + \mu^2)(t_{\max} + \mu^2)]^{-1} \approx \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} (t + \mu^2)^{-2} dt$.

Δ' – представляет смесь резонансов в области $M \sim 1,9 \text{ ГэВ}/c^2$, которая заметна и на рис.1. $BW(M)$ – релятивистская функция Брейта-Витнера, умноженная на обратный фазовый объем распада M_i/q_i .

Параметры резонансов в (3) фиксировались при значениях

$$M_0(\Delta) = 1230 \text{ МэВ}; \quad \Gamma_0(\Delta) = 110 \text{ МэВ},$$

$$M_0(\Delta') = 1920 \text{ МэВ}; \quad \Gamma_0(\Delta') = 350 \text{ МэВ}.$$

В результате описания экспериментальных данных выражением (3) величина сечения двойного рождения изобар получилась равной $\sigma(\Delta\Delta') = (0,25 \pm 0,03) \text{ мб}$, сечения одиночного рождения изобар $\sigma(\Delta) = \sigma(\bar{\Delta}) = (0,61 \pm 0,02) \text{ мб}$, $\sigma(\Delta') = \sigma(\bar{\Delta}') = (0,068 \pm 0,015) \text{ мб}$.

На рис. 2 приведено совместное распределение по эффективным массам систем $\rho\pi^+$ и $\bar{\rho}\pi^-$, сплошная кривая – результат подгонки по формуле (3).

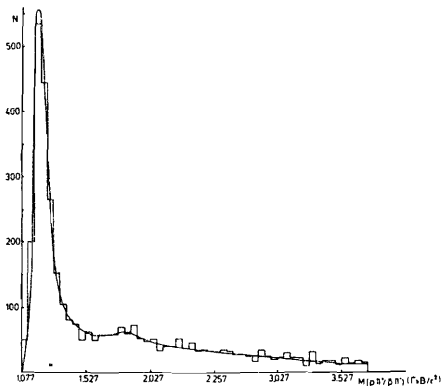


Рис.2. Суммарный спектр масс $M(\rho\pi^+)$ и $M(\bar{\rho}\pi^-)$ для реакции (I). Сплошная кривая – результат описания экспериментальных данных выражением (3).

В спектрах эффективных масс комбинаций $\rho\pi^-$ и $\bar{\rho}\pi^+$ не наблюдается резких пиков, и оценки сечений изобар Δ^0 и $\bar{\Delta}^0$ получились равными $\sigma(\Delta^0) = (0,105 \pm 0,019) \text{ мб}$, и $\sigma(\bar{\Delta}^0) = (0,068 \pm 0,017) \text{ мб}$.

В общем спектре масс $\pi^+\pi^-$ -комбинаций не наблюдается никаких особенностей из-за большого фона, связанного с отражением от распада изобар. Для событий же, содержащих изобар, т.е. удовлетворяющих условию $M(N\pi) > 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$, отчетливо наблюдаются пики в области ρ^0 - и f^0 -мезонов (см. рис.3).

Спектр масс, приведенный на рис.3, описывался функцией^{/17/}

$$F(M_{\pi^+\pi^-}) = \left[\frac{a_1 BW_\rho(M)}{\Gamma_\rho} + \frac{a_2 BW_f(M)}{\Gamma_f} + \frac{(1-a_1-a_2)}{\Gamma_{BG}} \right] BG(M), \quad (5)$$

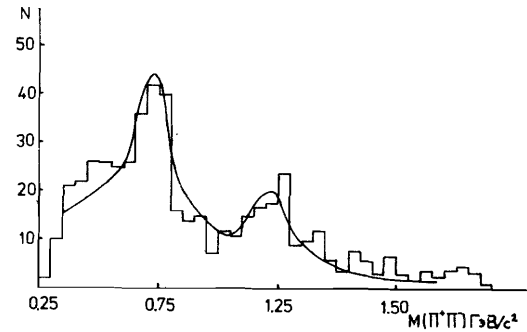


Рис.3. Распределение эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ в событиях реакции (I), где $M(\rho\pi^+) > 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$ или $M(\bar{\rho}\pi^-) > 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$. Сплошная кривая – результат описания экспериментального спектра выражением (5).

где нерезонансный фон имел вид

$$BG(M) = q^{1-\alpha_1} \cdot e^{-\alpha_2 M}. \quad (6)$$

Смысл обозначения q и M тот же, что и в (3). При этом были получены следующие величины сечений:

$$\sigma(\rho^0) = (0,076 \pm 0,014) \text{ мб}$$

$$\sigma(f^0) = (0,039 \pm 0,009) \text{ мб}.$$

Ширины и массы резонансов брались фиксированными при значениях $M_\rho = 700 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_\rho = 155 \text{ МэВ}/c^2$, $M_f = 1271 \text{ ГэВ}/c^2$, $\Gamma_f = 155 \text{ МэВ}/c^2$.

3. ИЗУЧЕНИЕ ОДНОВЕРШИННОЙ ДИФРАКЦИИ

Известно, что рождение резонансов в эксклюзивных каналах при средних энергиях происходит, главным образом, за счет двух механизмов: за счет дифракционной диссоциации первичных частиц, т.е. обмена помероном, и за счет однопионного обмена.

Выделение механизмов дифракционной диссоциации первичного антипротона и протона в реакции (I) при $22,4 \text{ ГэВ}/c$ проводилось двумя методами: методом анализа фазового пространства продольных импульсов в с.ц.м. (LPS -анализ)^{/13/} и методом максимального интервала между скоростями вторичных частиц^{/14/}.

Распределения частиц в продольном фазовом пространстве (LPS) выражаются с помощью редуцированных продольных импульсов, которые определяются по формуле

$$X_i = 2q_i \left(\sum_{j=1}^4 |q_j| \right)^{-1}, \quad (7)$$

где q_i - продольный импульс i -й вторичной частицы в с.ц.м. Импульсы X_i удовлетворяют двум уравнениям связи $\sum_i X_i = 0$ и $\sum_i |X_i| = 2$, так что число независимых переменных X_i равно 2.

На рис. 4 показаны LPS -сектора реакции (I), где по осям отложены значения редуцированных продольных импульсов π^- и π^+ -мезонов. На том же рисунке представлены обменные диаграммы, описывающие механизмы, которые доминируют при высоких энергиях в соответствующих LPS -секторах, т.е. дифракционная диссоциация первичных частиц в секторах A и C , однопийный обмен - в секторах B и D .

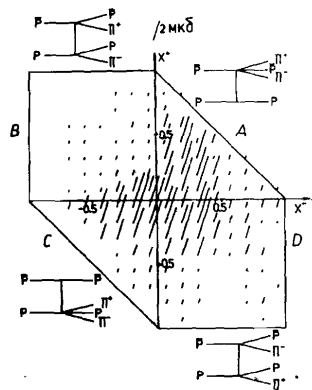


Рис.4. Распределение событий из реакции (I) по LPS -секторам. Приведены обменные диаграммы, доминирующие в соответствующих секторах.

В таблице I приведены данные о заселенности разных LPS -секторов. Видно очень хорошее совпадение между числом событий в секторе A и числом событий в секторе C , что и должно быть в силу зарядовой симметрии реакции (I).

Таблица I. Заселенность LPS - секторов

LPS -сектора	число событий	сечение (мб)
$A [(\bar{p}\pi^+\pi^-)p]$	658	$0,42 \pm 0,02$
$B [(\bar{p}\pi^+)(p\pi^-)]$	149	$0,10 \pm 0,01$
$C [\bar{p}(p\pi^+\pi^-)]$	657	$0,42 \pm 0,02$
$D [(\bar{p}\pi^-)(p\pi^+)]$	715	$0,45 \pm 0,02$

На рис.4 представлено так называемое LPS - распределение событий с весом ΔW . Величина ΔW определена в работе /13/, согласно которой каждый LPS -сектор делится на небольшие ячейки (в нашем случае с размерами $\Delta X^- \cdot \Delta X^+ = 0,125 \times 0,125$). В каждой области определяется величина ΔW по формуле

$$\Delta W = \sigma_0 \cdot N_t^{-1} \cdot S^{-1} \cdot \sum W_j, \quad (8)$$

где σ_0 - сечение реакции (I); N_t - число событий в этом канале; S - квадрат полной энергии в с.ц.м. Суммирование проводится по всем событиям из данной ячейки, взятым с весом W_j /13/.

Максимумы в значениях величины ΔW в секторах A и C можно интерпретировать как указание на существование значительного вклада механизма дифракционной диссоциации антипротона и протона в реакции (I), а максимум ΔW в секторе D связан с двойным рождением изобар $\Delta^{++}\Delta^{--}$.

Для выделения дифракционной диссоциации антипротона и протона в реакции (I) был применен также и другой метод - метод максимального интервала по быстротам вторичных частиц /14,15/, согласно которому в каждом событии частицы выстраивались в соответствии с величинами их продольных быстрот в с.ц.м. $y_i^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i^* + p_{zi}^*}{E_i^* - p_{zi}^*}$. Затем определялись интервалы быстрот между соседними частицами. Предполагалось, что частицы в дифракционной системе группируются в ограниченном интервале Δy^* , а сама система в целом отделена от других систем или частиц максимальной разностью быстрот.

Процедура разделения дифракционной и недифракционной компонент проводилась, как и в работе /15/, с помощью переменной

$$\eta = 1 - e^{-\xi}, \quad \xi = \sum_{i=1}^2 \frac{\Delta y_{max}^* - \Delta y_i^*}{\langle \Delta y_i^* \rangle}, \quad (9)$$

где Δy_{max}^* - максимальный интервал быстрот в событии, Δy_i^* - интервалы быстрот между парами соседних частиц дифракционной системы, а $\langle \Delta y_i^* \rangle$ - их среднее значение. В случае дифракционных событий $\Delta y_{max}^* \gg \Delta y_i^*$ и $\eta_i = 1$, а для недифракционных событий $\Delta y_{max}^* \approx \Delta y_i^*$ и $\eta \approx 0$.

На рис.5 показано η -распределение для дифракционной диссоциации антипротона, из которого видно, что в нашей выборке есть небольшой вклад от недифракционной компоненты, а в области промежуточных значений η вклады от дифракционной и недифракционной компонент перекрываются.

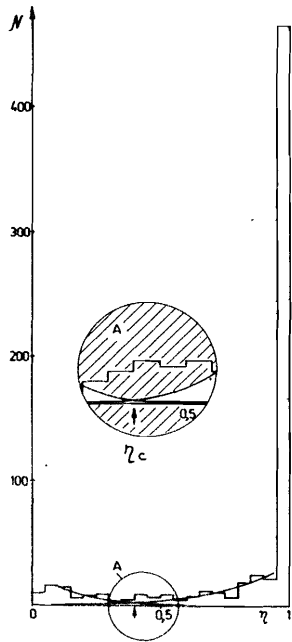


Рис.5. Распределение по переменной η для дифракционной диссоциации антипротона.

Величина η_c , используемая для обрезания при отборе дифракционной компоненты, определялась при фитировании η -распределения функцией

$$\frac{dN}{d\eta} = A_1 \cdot e^{a_1 + b_1 \eta} + A_2 e^{a_2 + b_2 \eta}. \quad (10)$$

В результате этой процедуры для параметра обрезания при отборе событий дифракции антипротона было получено значение $\eta_c = 0,4$, что соответствует $\zeta_{\text{диф}}(\bar{p}) = 0,41 \pm 0,02$ ($N = 598$), а при отборе событий дифракции протона - $\eta_c = 0,55$; $\zeta_{\text{диф}}(p) = 0,40 \pm 0,02$ ($N = 578$).

Сравнение этих данных с данными таблицы 2 показывает хорошее согласие между результатами, полученными двумя методами.

Зависимость сечения одновершинной дифракционной диссоциации в реакции (I) от квадрата энергии в с.ц.м. описывалась функцией (2) в интервале импульсов от 7,2 до 100 ГэВ/с. Для параметров C и η были получены значения $C = 1,7 \pm 0,3$; $\eta = 0,36 \pm 0,05$.

Таблица 2. Параметры изобар $N^*(\rho\pi^+\pi^-)$

$P_{\text{лаб}}$ (ГэВ/с)	$M_0(\rho\pi^+\pi^-)$ МэВ/с ²	$M(\rho\pi^+\pi^-)$ МэВ/с ²	Γ (МэВ/с ²)	α (%)
7,2	$N^*(1500)$	1419 ± 7	120 ± 10	51 ± 2
	$N^*(1700)$	1690 ± 7	120 ± 10	24 ± 2
12	$N^*(1500)$	1409 ± 7	87 ± 1	27
	$N^*(1700)$	1688 ± 1	221 ± 1	60
22,4	$N^*(1500)$	1445 ± 6	60 ± 36	13 ± 3
	$N^*(1700)$	1661 ± 20	182 ± 72	24 ± 8

В спектрах эффективных масс систем $(\rho\pi^+\pi^-)$ и $(\bar{\rho}\pi^+\pi^-)$ для событий из секторов А и С наблюдались пики при $M \sim 1500$ и $M \sim 1700$ МэВ.

На рис. 6 приведен спектр масс для событий сектора С.

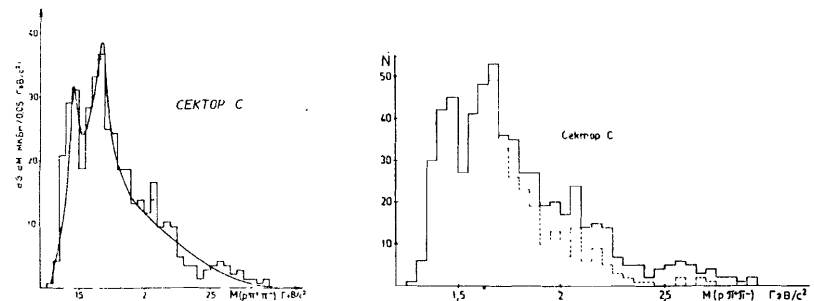


Рис. 6. а) Распределение по эффективной массе $M(\rho\pi^+\pi^-)$ для событий из сектора С, сплошная кривая - результат описания экспериментальных данных выражением (5). б) Распределение по эффективной массе $M(\bar{\rho}\pi^+\pi^-)$ из сектора С без ограничений (сплошная кривая) и распределение по эффективной массе $M(\rho\pi^+\pi^-)$ из сектора С для событий, где $1,06 \leq M(\rho\pi^+) \leq 1,4$ ГэВ/с².

Эти особенности наблюдались в реакции (I) в широком интервале импульсов антипротона от 5,7 ГэВ/с до 50 ГэВ/с, а также в дифракцион-

но рожденной ($p\pi^+\pi^-$)-системе в $\bar{p}p$ -, Kp - и pp -взаимодействиях вплоть до энергии $ISR/6, II/$.

Как правило, первый пик связывают с наличием изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1520)$, а второй - с суперпозицией различных изобар с изотопическими спинами $3/2$ и $5/2$.

Распад систем ($p\pi^+\pi^-$) и ($\bar{p}\pi^+\pi^-$) идет главным образом через квазидвухчастичный канал $\Delta^{++}\pi^-$ и $\Delta^{++}\pi^+$, что наглядно видно на рис. 6б, где приведены спектры эффективных масс $p\pi^+\pi^-$ для сектора С, пунктирная гистограмма соответствует событиям, в которых $1,6 \leq M(p\pi^+) \leq 1,4$ ГэВ/с².

Сечения рождения изобар $\Delta^{++}(\bar{p}\pi^-)$ и $\Delta^{++}(p\pi^+)$ в дифракционных секторах А и С равны, соответственно $\sigma_A(\bar{\Delta}) = (0,28 \pm 0,02)$ мб и $\sigma_C(\Delta) = (0,31 \pm 0,02)$ мб, т.е. $\sim 50\%$ изобар в реакции (I) рождаются в процессе дифракционной диссоциации первичных нуклонов.

Параметры изобар в системе ($p\pi^+\pi^-$) определялись при описании спектра эффективных масс с помощью релятивистских функций Брейта-Вигнера, а в качестве фона использовались события, сгенерированные по модели реджеванного однопионного обмена (OPER)^{/16/}.

В OPER-модели реакция (I) описывается с помощью диаграмм, приведенных на рис. I для секторов В и D, а вклад обмена помероном учитывается только в диаграмме типа Дека, где в системе ($N\pi\pi$) не предполагается наличия каких-либо резонансов.

Как видно из рис. 6а, такое описание хорошо согласуется с экспериментальным распределением (сплошная кривая - результат подгонки). Параметры резонансов $N^*(p\pi^+\pi^-)$ при разных энергиях антипротонов приведены в таблице 2.

Хорошо известным фактом для дифракционных процессов является уменьшение параметра наклона " δ " при параметризации дифференциального сечения выражением $d\delta/dt' = A e^{-\delta t'}$ с ростом дифракционной массы M. Наши данные, приведенные вместе с результатами других экспериментов в таблице 3, подтверждают эту зависимость.

При описании спектров эффективных масс ($\pi^+\pi^-$)-комбинаций для тех событий из секторов А и С, где системы $p\pi^+$ и $\bar{p}\pi^-$ не образуют изобары Δ^{++} и Δ^{++} , с помощью формулы (5) было получено сечение рождения ρ^0 -мезона, равное $\sigma(\rho^0) = (0,056 \pm 0,003)$ мб. Это означает, что ρ^0 -мезоны, в основном, т.е. в 70% случаев, образуются при распаде дифракционной возбужденной $p\pi^+\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+\pi^-$)-системы, как это наблюдалось и при энергии 32 ГэВ/с^{16/}.

Таблица 3. Изменение наклона δ (ГэВ/с)² с ростом $M(N\pi\pi)$

$\bar{p}p$ -взаимодействия			
$P_{\bar{p}}$ (ГэВ/с)	$M < 1,6$ ГэВ/с ²	$1,6 \leq M \leq 1,9$ ГэВ/с ²	$1,9 < M \leq 2,6$ ГэВ/с ²
22,4	$15,3 \pm 1,8$	$9,0 \pm 1,7$	$4,5 \pm 1,6$
25	$12,4 \pm 1,1$	$8,1 \pm 0,9$	$5,2 \pm 0,8$
32	$13,5 \pm 2,5$	$8,5 \pm 1,1$	$6,8 \pm 1,2$
40	$15,7 \pm 1,8$	$6,6 \pm 0,9$	$5,5 \pm 1,6$
pp -взаимодействия			
P_p (ГэВ/с)	$M < 1,5$ ГэВ/с ²	$1,5 \leq M \leq 1,8$ ГэВ/с ²	$M > 1,8$ ГэВ/с ²
24	$13,2 \pm 0,6$	$7,4 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,1$

4. СВОЙСТВА РЕАКЦИИ $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{++}$

Квазидвухчастичная реакция



детально изучена в области энергий до 12 ГэВ^{1-5/}, при больших энергиях её вклад заметно уменьшается, т.к. энергетическая зависимость (2) для этого канала дает значения коэффициента $\eta = 1,69 \pm 0,04$. Например, при $P_{\text{лаб}} = 5,7$ ГэВ/с $\delta(\Delta\Delta)$ составляет $\sim 60\%$ от сечения реакции (I), а при 22,4 ГэВ/с $\delta(\Delta\Delta)$ составляет всего 18%.

Характерной особенностью реакции (II) является наличие двух параметров наклона в распределении $d\delta/dt'$, где $t' = |t - t_{\text{min}}|$ - квадрат четырехмерного импульса, переданного от $p(\bar{p})$ к $\Delta^{++}(\Delta^{++})$. Для событий реакции (I), принадлежащих сектору D на рис. 4 и удовлетворяющих дополнительному условию $1,06 \leq M(p\pi^+) \leq 1,4$ ГэВ/с² и $1,06 \leq M(\bar{p}\pi^-) \leq 1,4$ ГэВ/с², были получены значения параметров наклона $\delta_1 = 19,12 \pm 2,76$ для $|t'| < 0,1$ ГэВ² и $\delta_2 = 5,97 \pm 2,07$ для $0,1 \leq |t'| \leq 0,3$ ГэВ². В таблице 4 приведены параметры наклонов для канала (II) при других импульсах антипротона.

Как уже говорилось ранее, основным механизмом, ответственным за реакцию (II), является однопионный обмен.

Модель реджеванного пионного обмена OPER^{/16/}, уже использованная нами при анализе дифракционных ($N\pi\pi$)-систем, хорошо описывает спектры эффективных масс ($N\pi\pi$)-комбинаций из секторов В и D рис.4.

Таблица 4. Параметры наклона в d^2/dt^2 для $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{++}$

$P_{\text{лао}}(\text{ГэВ/с})$	$a/t_1^2(\text{ГэВ/с})^2$	$b_1(\text{ГэВ/с})^{-2}$	$A/t_2^2(\text{ГэВ/с})^2$	$b_2(\text{ГэВ/с})^{-2}$
5,7	0,0 - 0,065	12,83 ± 0,96	> 0,065	5,80 ± 0,18
7,3	0,0 - 0,14	16,8 ± 1,4	0,07 - 0,5	5,5 ± 0,5
9,1	0,0 - 0,1	15,5 ± 1,7	0,1 - 0,5	6,5 ± 0,5
12	0,0 - 0,1	18,0 ± 3,0	> 0,1	6,5 ± 0,5
22,4	0,0 - 0,1	19,12 ± 2,76	0,1 - 0,3	5,97 ± 2,07
32	0,0 - 0,065	42,7 ± 7,1	> 0,065	6,0 ± 0,8

Основными диаграммами, ответственными в OPEP-модели за рождение ($N\pi$)-системы, являются диаграммы типа В и D, приведенные на рис.4, где обмен между вершинами происходит за счет $\bar{\pi}$ -мезона, причем вклад диаграммы D является определяющим.

Свидетельством в пользу механизма одноопионного обмена в реакции (II) могут служить также значения элементов совместной спиновой матрицы плотности или статистических тензоров $T_{M_1 M_2}^{J_1 J_2}$ /18,19/, которые связаны с угловыми распределениями частиц в системах покоя $p\pi^+$ и $\bar{p}\pi^-$ -комбинаций (J_1, J_2 - полные моменты систем $p\pi^+$ и $\bar{p}\pi^-$, M_1, M_2 - их проекции на ось Z).

В случае одноопионного обмена должны выполняться следующие соотношения между тензорами:

$$T_0^2 = -\frac{1}{2}; \quad T_{00}^{22} = \frac{1}{4}; \quad T_{00}^{00} = \frac{1}{4};$$

$$\chi = T_{00}^{22} - (T_0^2) = 0. \quad (12)$$

Все остальные тензоры должны равняться нулю. Равенство нулю χ означает отсутствие корреляций между угловыми распределениями при распадах изобар и антиизобар в диаграмме D, т.е. обмен бесспиновой частицей.

Для 355 событий из сектора D, удовлетворяющих условию одновременного рождения изобар, были вычислены методом моментов 19 статистических тензоров, описывающих угловые распределения в системе Готфрида-Джексона^{4,5/}.

Таблица 5. Значения статистических тензоров для реакции $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{++}$

J_1, J_2 M_1, M_2	22,4 ГэВ/с ²				0,34 ± 1,5 ГэВ ²	0,179 ± 0,031	0,083 ± 0,008	9,1 ГэВ/с ²
	0,1 ГэВ ²	0,1 ± 0,3 ГэВ ²	0,1 ± 0,5 ГэВ ²	0,1 ± 3,0 ГэВ ²				
T_{00}^{20}	-0,261 ± 0,040	-0,080 ± 0,054	-0,052 ± 0,108	-0,179 ± 0,031	-0,179 ± 0,031	-0,083 ± 0,008	-0,068 ± 0,013	
T_{22}^{22}	0,022 ± 0,052	0,054 ± 0,078	0,314 ± 0,135	0,063 ± 0,042	0,063 ± 0,042	0,079 ± 0,011	0,079 ± 0,026	
T_{11}^{22}	-0,099 ± 0,071	0,008 ± 0,086	0,206 ± 0,132	-0,025 ± 0,051	-0,025 ± 0,051	-0,073 ± 0,015	-0,099 ± 0,030	
T_{1-1}^{22}	-0,038 ± 0,072	0,002 ± 0,077	0,302 ± 0,152	-0,052 ± 0,050	-0,052 ± 0,050	-0,034 ± 0,015	-0,012 ± 0,028	
T_{20}^{22}	0,065 ± 0,049	0,099 ± 0,062	-0,070 ± 0,115	0,062 ± 0,037	0,062 ± 0,037	0,024 ± 0,009	0,001 ± 0,019	
T_{2-1}^{22}	-0,073 ± 0,064	0,076 ± 0,077	0,113 ± 0,138	-0,004 ± 0,009	-0,004 ± 0,009	0,014 ± 0,009	0,023 ± 0,019	
T_{00}^{22}	0,268 ± 0,104	0,240 ± 0,120	0,231 ± 0,192	0,255 ± 0,074	0,255 ± 0,074	0,058 ± 0,020	0,179 ± 0,042	
$T_{00}^{22} - (T_0^2)^2$	0,004 ± 0,091	0,211 ± 0,130	0,220 ± 0,194	0,091 ± 0,070	0,091 ± 0,070	0,030 ± 0,020	0,161 ± 0,043	

В таблице 5 приведены значения некоторых тензоров и их линейных комбинаций, полученные в нашем эксперименте, а также данные при других энергиях.

Отличие экспериментальных данных из таблицы 5 при малых t' от предсказаний (12) говорит о необходимости учета поглощения $1/20$. Усиление же этих отклонений с ростом t' , а также наличие двух наклонов в $d\sigma/dt'$ свидетельствует о вкладе другого механизма, преобладающего при $t' > 0,1$, например, обмена другими реджеонами.

5. ВЫВОДЫ

В заключение можно сформулировать следующие выводы:

1. Основными процессами, приводящими к конечному состоянию (1), являются одновершинная дифракция с сечением $\sigma_{\text{диф}}(p) = \sigma_{\text{диф}}(\bar{p}) = (0,42 \pm 0,02)$ мб и двойное рождение изобар $\Delta^{++}\Delta^{--}$ с сечением $\sigma(\Delta\bar{\Delta}) = (0,25 \pm 0,03)$ мб.

2. В спектре эффективных масс дифракционной системы $N\pi\pi$ имеется структура, связанная с образованием изобар $N^*(1500)$ и $N^*(1700)$.

3. Значительная доля изобар Δ^{++}, Δ^{--} ($\sim 50\%$) и ρ^0 -мезонов ($\sim 70\%$) рождается в результате дифракционной диссоциации.

4. Распределение $d\sigma/dt'$ в реакции $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{--}$ характеризуется двумя наклонами $b_1 = (19,12 \pm 2,76)$ (ГэВ²)⁻¹ при $|t'| < 0,1$ (ГэВ/с) и $b_2 = (5,97 \pm 2,07)$ (ГэВ²)⁻¹ при $|t'| > 0,1$ (ГэВ/с)².

5. Анализ угловых распределений при распадах изобар ($\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$) и антиизобар ($\Delta^{--} \rightarrow \bar{p}\pi^-$) в реакции $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{--}$ говорит о значительном вкладе процесса однопикетного обмена при малых $|t'|$, при $|t'| > 0,1$ (ГэВ/с)² возможен обмен другими реджеонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alles-Borelli V. et al. - N.Cim., 1967, 48A, N.2, 360.
2. Van Apeldoorn G.W. et al. - Nucl.Phys., 1979, B156, 111.
3. Van Apeldoorn G.W. et al. - Z.Phys., 1982, C12, 95.
4. Walck Ph. et al. - Nucl.Phys., 1975, B100, 61.
5. Borecka I. et al. - N.Cim., 1971, 5A, 19.
6. Боголюбовский М.Ю. и др. - ЯФ, 1984, 40, 162.
7. Bust C.P. et al. - Nucl.Phys., 1978, B140, 409.
8. Ward D.R. et al. - Nucl.Phys., 1980, B172, 302.
9. Zissa D.E. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, 2642.
10. Boos E.G. et al. Proc. of the IV European Antiproton Conf. (BARR-Strasbourg), v.1, p.501, 1979.
11. Batyunya B.V. et al. Preprint JINR E1-82-415, Dubna, 1982.

12. Antipov Yu. et al. - Nucl.Phys., 1975, B99, 189.
13. Kittel W., Ratti S., Van Hove L. - Nucl.Phys., 1971, B30, 333.
14. Benecke J. et al. - Nucl.Phys., 1974, B76, 29.
15. Батюня Б.В. и др. - ЯФ, 1983, 37, 105.
16. Пономарев Л.А., Тарасов В.Е. Препринт ИТЭФ-136, 1977.
17. Batyunya B.V. et al. - Phys.Rev.Lett., 1985, 55, 562.
18. Kotanski A., Zalewski K. - Nucl.Phys., 1968, B4, 559.
19. Svensson A. et al. - N.Cim., 1965, 39A, 667.
20. Boos E.G. et al. - Nucl.Phys., 1979, B151, 193.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1986 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Батюня Б.В. и др.

P1-86-771

Основные свойства реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$
при 22,4 ГэВ/с

Показано, что основными процессами, приводящими к конечному состоянию в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ при 22,4 ГэВ/с, являются одновершинная дифракционная диссоциация с сечением $\sigma_{\text{диф}}(p) = \sigma_{\text{диф}}(\bar{p}) = (0,42 \pm 0,02)$ мб и двойное рождение изобар $\Delta^{++}\Delta^{--}$ с сечением $\sigma(\Delta, \bar{\Delta}) = (0,25 \pm 0,03)$ мб. Определены сечения рождения резонансов: изобар Δ^{++} , $\bar{\Delta}^{--}$, ρ^0 - и f^0 - мезонов, в дифракционной системе $N\pi\pi$ наблюдается структура, связанная с образованием изобар $N^*(1500)$ и $N^*(1700)$. Изучены угловые характеристики частиц в канале $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$, говорящие о значительном вкладе однопионного обмена.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Batyunya B.V. et al.

P1-86-771

The Main Properties of the $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$
Reaction at 22.4 GeV/c

It is shown that two mechanisms to be important in the $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ reaction at 22.4 GeV/c are the single diffraction dissociation with $\sigma_D(p) = \sigma_D(\bar{p}) = (0,42 \pm 0,02)$ mb cross section and the double isobar production $\Delta^{++}\Delta^{--}$ with $\sigma = (0,25 \pm 0,03)$ mb cross section. The cross sections of isobar Δ^{++} , $\bar{\Delta}^{--}$ and ρ^0 -, f^0 - meson production have been determined. The structure in diffractive $N\pi\pi$ system connected with $N^*(1500)$ and $N^*(1700)$ isobars has been observed. The study of angular characteristics in $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}$ reaction provides information about a remarkable fraction of one-pion exchange mechanism.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986