

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С346481

6326/83

P1-83-606

Д.Беллини,¹ О.А.Займидорога, Ю.И.Иваньшин,
Л.К.Лыткин, Ф.Паломбо,¹ Л.А.Пономарев,²
В.Е.Тарасов,² А.А.Тяпкин, П.Л.Фрабетти³

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ СИСТЕМЫ $\pi^+ \pi^- \pi^-$,
КОГЕРЕНТНО ОБРАЗОВАННОЙ НА ЯДРАХ,
И МОДЕЛЬ ДЕККА

¹ Институт физики Миланского университета

² Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

³ Институт физики Болонского университета

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах ^{/1/} были опубликованы результаты экспериментального исследования когерентного образования системы $\pi^+ \pi^- \pi^-$ на ядрах



и парциально-волнового анализа данных, полученных на спектрометре МИС в Серпухове при импульсе 40 ГэВ/с на ядрах Be, C, Al, Ti, Cu, Ag, Ta, Pb. Основным результатом работ ^{/1/} заключается в наблюдении двух резонансов π' и π'' , и A1-резонанса с квантовыми числами соответственно $J^P = 0^-$ и 1^+ .

Трудность непосредственного наблюдения трехпионных резонансов в реакции /1/ по спектру эффективных масс 3π -системы заключается в наличии большого фона динамического происхождения, описываемого моделью Дрелла-Хииды-Декка /ДХД/ ^{/2/}, чаще называемой моделью Декка. Оценки показывают, что вклад этого механизма в сечение реакции /1/ может достигать 70-80%. Таким образом, знание фона необходимо для точного определения параметров резонансов и сечений, с которыми они рождаются.

Цель данной работы - исследование возможности описания нерезонансного вклада в области $M_{3\pi} \leq 1,4$ ГэВ с помощью модели Декка, и уточнение ее параметров. Модель Декка была модифицирована с учетом эффектов ядерного перерасеяния. Выбор свободных параметров модели сделан из условия наилучшего описания экспериментально полученных t' распределений для различных ядер. Затем был проведен парциально-волновой анализ сгенерированных по этой модели событий с использованием программы ПВА ^{/3/}.

2. МОДЕЛЬ

Модель ДХД достаточно строго не может быть обоснована. В пользу ее существования можно привести качественные аргументы, на которых остановимся ниже.

Пион в процессе своего распространения может превращаться в виртуальные адронные составляющие. Чем меньше масса виртуальных частиц, тем больше радиус соответствующей флуктуации. Для пиона флуктуация, имеющая наибольший радиус, состоит из пар мезонов $\pi\rho$ и $\pi\epsilon$ /рис.1/. При взаимодействии с внешним полем становится возможным неупругий процесс периферической диссоциации, амплитуда которого графически представлена на рис.2.

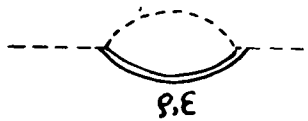


Рис.1. Диаграмма, изображающая превращение пиона в виртуальную пару $\pi\pi$ или $\pi\epsilon$ в процессе свободного распространения.

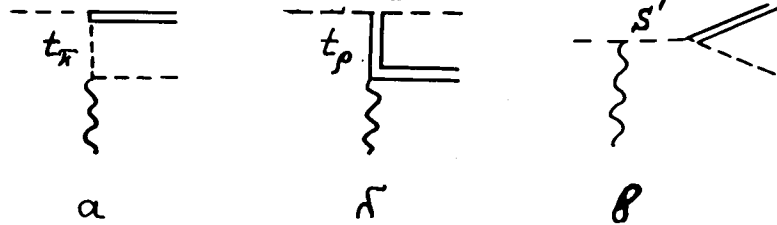


Рис.2. Диаграммы, отвечающие диссоциации пиона в пару $\pi\rho, \pi\epsilon$ при взаимодействии с внешним полем.

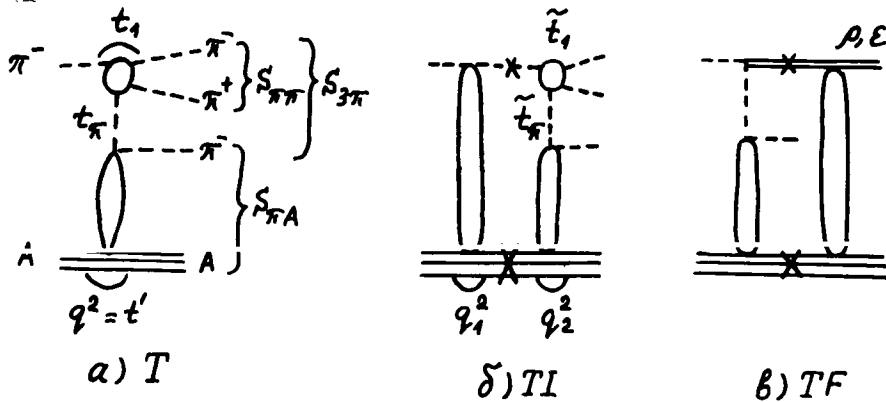


Рис.3. Диаграммы, отвечающие амплитуде реакции /1/ в модели Декка, модифицированной учетом эффектов перерассеяния.

Сопоставив пропагаторам π и ρ -мезонов на рис.2 а,б,в множители $(t_\pi - \mu^2)^{-1}$, $(t_\rho - m_\rho^2)^{-1}$, и $(S' - \mu^2)^{-1}$ / μ, m_ρ - массы пиона и ρ -мезона; инвариантные переменные обозначены на рис.3/ при средних величинах $t_\pi \approx t_\rho \approx 0,1 \div 0,3$ /ГэВ/с², $S' \approx 1 \div 1,4$ /ГэВ², для отношения вкладов графиков в полную амплитуду получим 5:1,3:0,8. Таким образом, с точностью ~20% полную амплитуду можно аппроксимировать вкладом одной π -обменной диаграммы /рис.2а/. Более точные ограничения на вклад ρ -обмена в процессе диссоциации $\pi \rightarrow 3\pi$ на нуклонной мишени были получены в работе /4/. В этой работе показано, что однопионный обмен описывает различные распределения не только в полном фазовом объеме, но также в той

кинематической области, в которой должен бы доминировать ρ -обмен /диаграмма на рис.2б/.

Аналогичная задача для процесса диссоциации

$$N \rightarrow N\pi$$

/2/

была решена в работах /5/. Опираясь на результаты этих работ, полную амплитуду процесса /1/ представим в виде, изображенном на рис.3. Вертикальные блоки соответствуют полным амплитудам $\pi A, \rho A$, и ϵA -рассеяния. Полюсной однопионный график Т /рис.3а/ соответствует обычной модели ДХД, а графики ТI и TF /рис.3а,б/ учитывают перерассеяние в начальном и конечном состояниях. В амплитудах ТI и TF /графики и соответствующие им амплитуды обозначаем одинаково/ учтены полные амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния, содержащие наряду с ϵ и ρ -резонансами также нерезонансный вклад. Полная амплитуда содержит также графики, отличающиеся от приведенных на рис.3 перестановкой конечных π^- -мезонов. В дальнейшем будут использоваться симметризованные по конечным π^- -мезонам амплитуды и будут учитываться также диаграммы, аналогичные приведенным на рис.3а, б, но содержащие полные амплитуды упругого $\pi^-\pi^-$ -рассеяния /кружочки на рис.3а,б/, хотя вклад таких диаграмм в полную амплитуду незначителен.

Амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния табулировалась численно /4/. Амплитуда упругого πA -рассеяния параметризовалась в рамках глауберовского формализма /7/. Так как сравнение с экспериментом будет сделано для тяжелых ядер (Cu, Pb), то будет использоваться оптическое приближение, а амплитуда когерентного рассеяния на ядре будет представлена в виде интеграла по прицельному параметру b^* :

$$M_{\pi A}(q) = 2i \int \exp(iqb) \Gamma_{\pi A}(b) db,$$

$$\Gamma_{\pi A}(b) = 1 - \exp[-\sigma_{\pi N}(1 - ia_{\pi N})T(b)/2],$$

$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz,$$

где q - поперечный переданный импульс; $\sigma_{\pi N}$ - полное сечение πN взаимодействия,

* Здесь используются не зависящие от энергии инвариантные амплитуды $M(q)$, связанные со стандартными глауберовскими амплитудами F соотношением $M = (4\pi/K)F$, где K - лабораторный импульс пучковой частицы.

$$a_{\pi N} = \text{Re} f_{\pi N}(0) / \text{Im} f_{\pi N}(0),$$

где $f_{\pi N}$ - амплитуда упругого πN -рассеяния на угол 0; $\rho(b, z)$ - одночастичная функция плотности ядра вуд-саксоновского типа:

$$\rho(r) = \{1 + \exp[(r - r_0 A^{1/3})/a]\}^{-1} \quad /4/$$

со следующими значениями параметров, использованными ранее в работах^{/1/}

$$a = 0,545 \text{ Фм}, \quad r_0 = 1,12 \text{ Фм}, \quad \sigma_{\pi N} = 24 \text{ мбн}, \quad a_{\pi N} = -0,15. \quad /5/$$

Энергетическую зависимость амплитуды упругого πA -рассеяния можно учесть двумя множителями $\gamma'(S_{\pi A})$ и $\gamma(K_{\pi A})$, записав

$$A_{\pi A}(S, t') = \gamma'(S) \gamma(K) M_{\pi A}(q). \quad /6/$$

Функция γ' учитывает энергетическую зависимость глауберовской амплитуды, которая возникает из-за энергетической зависимости полного сечения πN -взаимодействия, имеющего вид

$$\sigma_{\pi N}(s) = \sigma_{\pi N}(\infty)(1 + 1/\sqrt{S}).$$

Функция $\gamma(K)$ феноменологически учитывает поправки на неупругое экранирование, роль которых увеличивается с ростом энергии. Аналогичная функция была подобрана в^{/8/} для описания энергетической зависимости $\sigma_{\pi A}$ и имела вид

$$\gamma(K) = \begin{cases} 1 + 0,8/K & K > 5 \text{ ГэВ}, \\ 1,16 & K < 5 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad /7/$$

Поправки на неупругое экранирование в πA -рассеянии невелики и определяются этой же функцией $\gamma(K)$.

Амплитуда, отвечающая полюсному графику T , имеет вид:

$$T(S_{\pi\pi}, t', t_{\pi}, t_1) = A_{\pi A}(S_{\pi A}, q^2) A_{\pi\pi}(S_{\pi\pi}, t_1) \frac{F(t, S)}{t_{\pi} - \mu^2}. \quad /8/$$

Здесь $A_{\pi A}$ и $A_{\pi\pi}$ - амплитуды πA и $\pi\pi$ -рассеяния; F - феноменологический формфактор, учитывающий сход с массовой поверхности этих амплитуд и функции Грина пиона. Вид формфактора выбран нами из условия реджезации π -обмена

$$F = \exp\{[R^2 + a_{\pi}' \ln(\frac{S_{3\pi}}{S_0}) - i\pi a_{\pi}' / 2](t - \mu^2)\}, \quad /9/$$

где $S_0 = (\mu + m_{\rho})^2$, $a_{\pi}' = 0,7 \text{ ГэВ}^{-2}$ - наклон π -траектории Редже, R^2 - свободный параметр модели.

Амплитуда TI , отвечающая графику с перерасеянием /рис.36/, имеет вид

$$TI = \frac{i}{2} \int A_{\pi A}(S, q_1^2) T(S_{\pi\pi}, \bar{t}', \bar{t}_{\pi}, \bar{t}_1, \dots) \frac{dq_1^2 d\phi}{(4\pi)^2}. \quad /10/$$

Здесь интегрирование ведется по двухчастичному промежуточному состоянию, характеризуемому поперечным импульсом q_1 и азимутальным углом ϕ . Поперечные импульсы q , q_1 , q_2 связаны соотношением $q^2 = q_1^2 + q_2^2 - 2q_1 q_2 \cos \phi$.

Вид амплитуды TF аналогичен /10/, а в подынтегральное выражение вместо амплитуды πA -рассеяния войдет амплитуда упругого ρA - или ϵA -рассеяния. Расчеты показывают, что при высоких энергиях и небольших массах 3π -системы /много меньших энергии пучка/ при равенстве амплитуды πA -рассеяния амплитудам ρA - и ϵA -рассеяния /как этого требует наивная кварковая модель/ амплитуды TI и TF близки друг к другу. Предполагая равенство этих амплитуд, запишем полную амплитуду процесса /1/ в виде:

$$A = T + 2 \cdot C \cdot TI. \quad /11/$$

Феноменологический коэффициент C учитывает здесь два обстоятельства:

1/ отличие амплитуд ρA - и ϵA -рассеяния от амплитуды πA -рассеяния;

2/ возможное образование ливневой частицы в промежуточном состоянии на графиках TI и TF .

Модель, определяемую формулами /8/-/11/, обозначим $M1$. Ввиду сложности амплитуды /11/ расчеты различных распределений в модели $M1$ производились численно.

Для большей наглядности модели сделаем следующие упрощения:

1. Усредним вершинную функцию диссоциации $\pi \rightarrow 3\pi$ амплитуды /11/ по массе трехпионной системы и углам ее распада.

2. Пренебрежем энергетической зависимостью амплитуд πA -рассеяния, задаваемой множителями $\gamma'(S)$ и $\gamma(K)$ в /6/.

При этих упрощениях модель /обозначим ее $M2$ / сохраняет только одну переменную в амплитуде - поперечный импульс, переданный от пиона пучка 3π -системе, т.е.

$$\bar{A}(q) = \bar{T}(q) + 2 \cdot C \cdot \bar{TI}(q), \quad /12/$$

где /черта сверху соответствует упрощенным амплитудам модели $M2$ /:

$$\bar{T}(q) = \beta M_{\pi A}(q), \quad /13a/$$

$$\overline{\text{TI}}(q) = \frac{i\beta}{2} \int M_{\pi A}(q_1) M_{\pi A}(q_2) \frac{dq_1^2 d\phi}{(4\pi)^2} . \quad /136/$$

Здесь β есть усредненное по массе и углам распада значение вершины диссоциации $\pi \rightarrow 3\pi$. Из-за наличия этого параметра результат расчета абсолютно ненормирован. Величину β можно вычислить в модели М1.

Подставляя /3/ в /13/, получаем после ряда преобразований следующее выражение для полной амплитуды /12/:

$$\overline{\text{A}}(q) = 4\pi i\beta \int J_0(qb) \Gamma_{\pi A}(b) [1 - C \cdot \Gamma_{\pi A}(b)] b db . \quad /14/$$

При $C = 1$ эта формула совпадает с точностью до нормировки с формулой Колбига-Марголиса /9/. При $C \neq 1$ формулы /14/ и КМ неэквивалентны.

В подходе /9/ не рассматривается динамика образования конечных частиц, а фитируемым параметром является полное сечение σ_2 взаимодействия 3π -системы с нуклоном ядра. Учет динамики образования трех пионов в области малых масс в этой модели приводит к такой картине перерасеяния конечных частиц, в которой ρ /или ϵ -мезон и π -мезон когерентно перерасеиваются на ядре-мишени, сами не взаимодействуя друг с другом. При этом в качестве фитируемых параметров естественным образом появляются сечения когерентного рассеяния образованных в реакции ρ и ϵ -мезонов /рис.3а/. Если пренебречь возможным образованием ливней в промежуточных состояниях на графиках $\overline{\text{TI}}$ и $\overline{\text{TF}}$ /рис.3б, в/* и относительно небольшим сечением образования ϵ -мезона /в рассматриваемой модели сечения образования ϵ и ρ -мезонов относятся как сечения $\pi\pi$ -рассеяния в состояниях с $l = 0$ и $l = 1$, т.е. как 1:9/, то коэффициент C будет однозначно связан с полным сечением ρA -взаимодействия соотношением

$$\sigma_{\rho A} = \sigma_{\pi A} (2 \cdot C - 1) . \quad /15/$$

Равенства /11/ и /15/ получены в предположении, что амплитуды πA и ρA -рассеяния, а следовательно, и амплитуды $\overline{\text{TI}}$ и $\overline{\text{TF}}$, имеют одинаковую зависимость от переданного импульса. Модель можно уточнить, выразив по Глауберу амплитуды ρA -рассеяния через полное сечение ρN -взаимодействия. Тогда полная амплитуда процесса /1/ примет вид

$$\overline{\text{A}} = \overline{\text{T}} + \overline{\text{TI}} + \overline{\text{TF}} , \quad /16/$$

* Строгие указания на малость сечения образования ливней отсутствуют. Это предположение основано на результате анализа когерентной реакции $NA \rightarrow \pi NA$ /8,10/, указавшего на малое сечение образования ливней в этой реакции.

где $\overline{\text{TF}}$ имеет вид, аналогичный $\overline{\text{TI}}$ /136/

$$\overline{\text{TF}} = \frac{i\beta}{2} \int M_{\pi A}(q_1) M_{\rho A}(q_2) \frac{dq_1^2 d\phi}{(4\pi)^2} . \quad /17/$$

Используя /3/, /13/ и /17/, для полной амплитуды /16/ получим

$$\overline{\text{A}}(q) = 2\pi i\beta \int J_0(qb) \Gamma_{\pi A}(b) \times \times \{ \exp[-\sigma_{\pi N}(1 - ia_{\pi N})T(b)/2] + \exp[-\sigma_{\rho N}(1 - ia_{\rho N})T(b)/2] \} b db . \quad /18/$$

Модель с амплитудой /18/ назовем М3. В качестве свободного параметра она содержит $\sigma_{\rho N}$, и так же, как модель М2, претендует только на описание распределений по переданному импульсу и их A -зависимость. Сравнение моделей М2 и М3 с данными по t' -распределениям в реакции /1/ /взятыми из /11/ / на тяжелых ядрах /Cu, Ag, Pb / было проведено в работе /10/. При этом значения параметров оказались следующими: $C \approx 0,8$ или $\sigma_{\rho N} \approx 0,6 \sigma_{\pi A}$ /модель М2/; $\sigma_{\rho N} \approx /10 \div 15/$ мбн /модель М3/. Обе модели дают практически эквивалентное описание результатов. Поэтому в данной работе при анализе реакции /1/ в точной модели /М1/ /учитывающей структуру вершины диссоциации $\pi \rightarrow 3\pi$ / применен более простой подход, использующий параметр C .

3. ОПИСАНИЕ ОБЩИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В РЕАКЦИИ /1/

Все данные, использованные в настоящей работе, были получены в экспериментах /1/ при $R_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с. В нашей модели, содержащей два параметра C и R , форма t' -распределений существенно зависит только от параметра C . Поэтому величину C подбирали из условия наилучшего описания этих распределений в области первых двух дифракционных максимумов /в области второго максимума для тяжелых ядер когерентная часть процесса еще доминирует над некогерентной/. При этом удовлетворительно воспроизводились основные характеристики, а именно:

1/ относительная высота первого и второго дифракционных максимумов;

2/ положение первого минимума и второго максимума.

Параметр R определялся из условия описания данных в области масс /1 ÷ 1,2/ ГэВ в абсолютной нормировке на ядре Cu при фиксированном значении C . Параметры оказались равны

$$C = 0,75; R^2 = 0,8 \text{ ГэВ}^{-2} . \quad /19/$$

Для нескольких тяжелых ядер был проведен анализ t' -распределений в упрощенных моделях М2 и М3, которым отвечают, соответ-

Таблица

	Ti	Cu	Ag	Ta	Pb
$\sigma_{\rho N}$ /мбн/	5,7 \pm 3,5	11,5 \pm 3,5	11,3 \pm 2,11	13,6 \pm 1,7	13 \pm 20
	/98%/	1%	/99%/	/68%/	/1%/
I - C	0,32 \pm 0,07		0,078 \pm 0,023		

венно, амплитуды /14/ и /18/. Значения параметров С и $\sigma_{\rho N}$, полученные для отдельных ядер с учетом разрешающей способности спектрометра, приведены в таблице. В скобках указана достоверность. Значения параметра С, приведенные в таблице, значение, полученное в работе /10/, а также /19/ близки друг другу. Значения $\sigma_{\rho N}$ из таблицы согласуются с результатом работы /10/.

Модель правильно воспроизводит распределения по массе 3π -системы и положение максимума в районе /1,0 \div 1,1/ ГэВ /так называемый "дековский" максимум, всегда присутствующий в моделях типа ДХД/, но естественно, не дает хорошего описания формы экспериментального спектра в области масс 1,2 \div 1,4 ГэВ, где проявляется вклад трехпионных резонансов / Δ 1 и ρ' -мезоны/, которые в настоящей работе не учитывались.

На рис. 4 приведены распределения по массам пар $\pi^+\pi^-$ /рис.4а/, $\pi^+\pi^-$ /рис.4б/. Здесь и далее π^+ и π^- соответствуют медленный и быстрый π^- -мезоны в л.с. Из рисунков видно, что как в модели, так и на эксперименте для данной области $M_{3\pi}$ быстрый π^- -мезон в отличие от медленного образуется преимущественно при распаде ρ -мезона. Теоретически это связано с периферическим характером $\pi\pi$ -рассеяния /диаграмм на рис.3а,б/.

На рис.5-8 приведены угловые распределения в t-канальной системе координат /система Готфрида-Джексона/ в трех интервалах массы 3π -системы в области ρ -мезона

$$0,8 \leq M_{3\pi} < 1,0 \text{ ГэВ} \quad /20а/$$

$$1,0 \leq M_{3\pi} \leq 1,2 \text{ ГэВ} \quad /20б/$$

$$1,2 \leq M_{3\pi} \leq 1,4 \text{ ГэВ.} \quad /20в/$$

Область ρ -мезона задавалась условием

$$0,66 \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0,88 \text{ ГэВ.} \quad /21/$$

Cu $P=40$ ГэВ $1 < M_{3\pi} < 1,2$ ГэВ

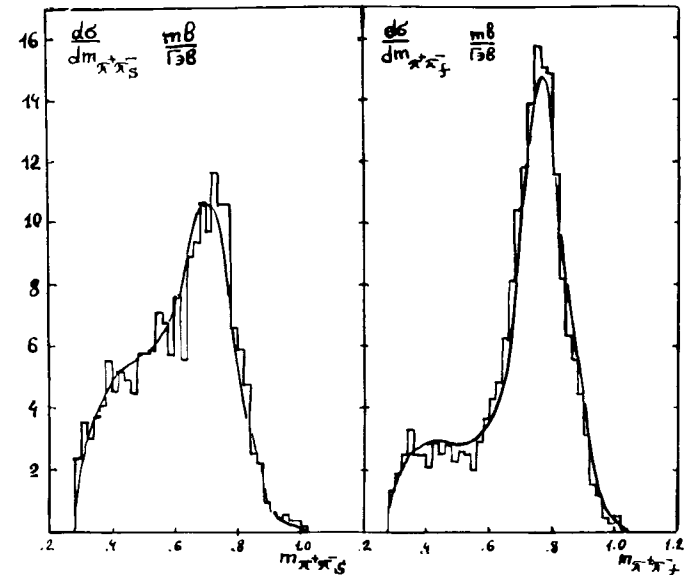


Рис.4. Распределения по массам пар $\pi^+\pi^-$ /а/, и $\pi^+\pi^-$ /б/ на ядре Cu при $t' < 0,02$ /ГэВ/с² и $M_{3\pi} = 1,0 \div 1,2$ /ГэВ/.

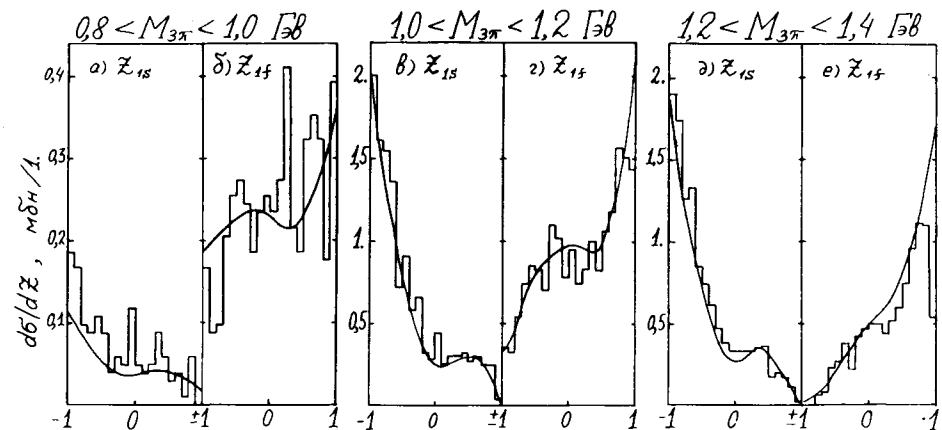


Рис.5. Распределение по косинусу угла $\rho_8(\rho_f)$ -мезона в системе покоя 3π -системы для трех интервалов масс.

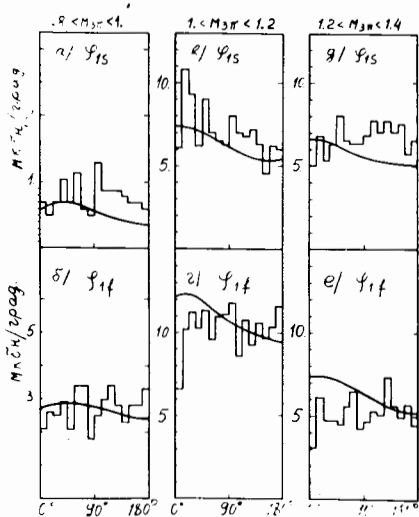


Рис.6. Распределение по азимутальному углу $\rho_S(\rho_F)$ -мезона в системе покоя 3π -системы для трех интервалов масс.

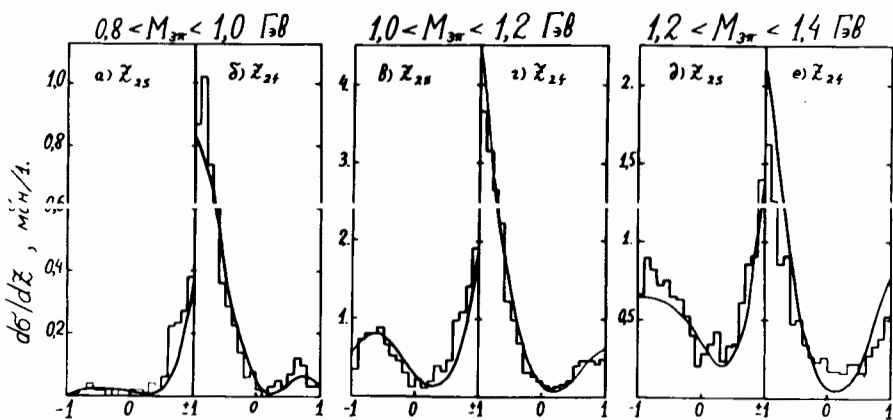


Рис.7. Распределение по косинусу угла π^+ -мезона в системе покоя $(\pi^+ \pi^-)$ -пары для трех интервалов масс.

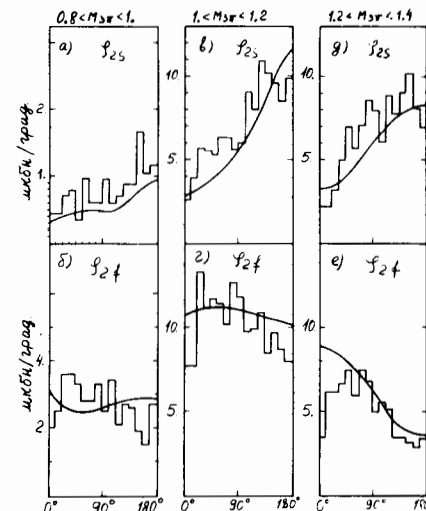


Рис.8. Распределение по азимутальному углу π^+ -мезона в системе покоя $(\pi^+ \pi^-)$ -пары для трех интервалов масс.

4. ПАРЦИАЛЬНО-ВОЛНОВОЙ АНАЛИЗ 3π -СИСТЕМЫ

Анализ модели проводился с помощью программы частично-волнового анализа, разработанной в Иллинойском университете^{/3/}. Теоретические события /4-импульсы конечных частиц/, генерируемые по фазовому объему кинематических переменных, записывались вместе с весами* на магнитную ленту. Затем производилась многократная случайная выборка событий с вероятностью, пропорциональной их весу. Полученные таким образом события анализировались точно так же, как и экспериментальные.

Анализ модели проведен на одном ядре Си для узкой области $t' = /4 \div 6/ \cdot 10^{-8} / \text{ГэВ}^2 / \text{с}^2$, чтобы уменьшить относительный разброс весов около их среднего значения.

На рис.9-11 представлены интенсивности отдельных волн и разности фаз между ними. Для отдельных волн используются спектроскопические обозначения $J^P \ell$, где J - полный угловой момент 3π -состояния, P - его четность, ℓ - орбитальный момент между π_1^- -мезоном и парой $\pi^+ \pi_2^-$. В изучаемой области $M_{3\pi} \leq 1,4$ ГэВ анализ производился со следующим набором волн: $0^- S$, $0^- P$, $1^+ S$, $1^+ P$ и $2^- P$. Вклад других волн оказался невелик. Состояния $0^- S$ и $1^+ P$ распадаются на 0^+ дипион / ϵ -мезон/ и π -мезон. Дипион 0^+ параметризовался либо как ϵ -резонанс, либо через фазы упругого $\pi\pi$ -рассеяния. Результаты анализа не зависят от типа параметризации дипионной амплитуды, и интерференция между волнами $1^+ S$ и $1^+ P$, $0^- S$, $0^- P$ мала.

*Весом называется квадрат модуля теоретической амплитуды, умноженный на якобиан.

Обозначения на рис.5-8 следующие:

z_{1S} , ϕ_{1S} (z_{1F} , ϕ_{1F}) - косинус полярного угла и азимутальный угол вылета $\rho_S(\rho_F)$ в с.ц.и. 3π -системы, где $\rho_S(\rho_F)$ обозначает комбинацию $\pi^+ \pi_2^- (\pi^+ \pi_1^-)$ с массой, удовлетворяющей условию /21/; z_{2S} , ϕ_{2S} (z_{2F} , ϕ_{2F}) - косинус полярного угла и азимутальный угол вылета π^+ -мезона в с.ц.и. $\rho_S(\rho_F)$. Теоретические угловые распределения в областях /20а/ и /20в/ приведены в относительной нормировке и отвечают нормировке модели на экспериментальный массовый спектр в этих областях. Как видно из рисунков 5-8, согласие теории с экспериментом в одномерных угловых распределениях вполне удовлетворительное. Более детальную информацию об угловых зависимостях в распаде 3π -системы дает парциально-волновой анализ, результаты которого изложены ниже.

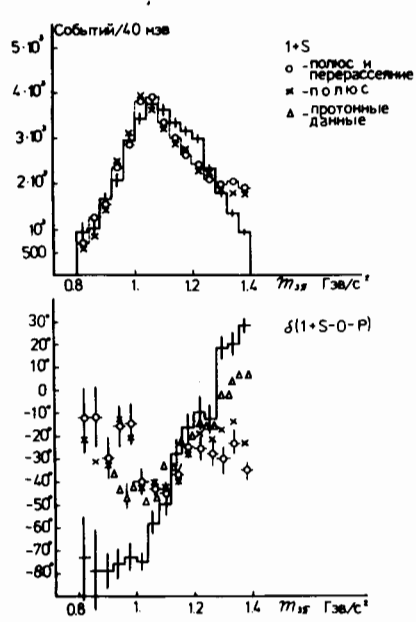


Рис.9. Интенсивность волны 1^+S и относительная фаза $\delta(1+S-0^-P)$ в зависимости от массы 3π -системы.

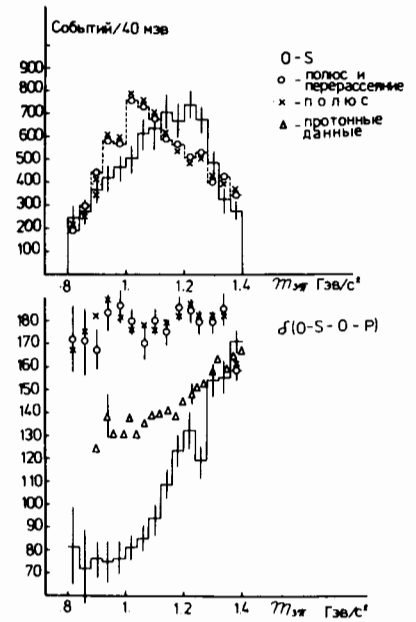


Рис.10. Интенсивность волны 0^-S и относительная фаза $\delta(0^-S-0^-P)$ в зависимости от массы 3π -системы.

Парциально-волновой анализ модели проведен как для полной амплитуды $|11\rangle$, так и для одного полюсного члена $|8\rangle$ /без перераспределения π /. Результаты обоих случаев приведены на рис.9-11 и в пределах ошибок практически эквивалентны. Таким образом, в модели график с перераспределением (π), учет которого необходим для описания t' -распределений, несуществен для парциально-волнового анализа системы.

Из рис.9 видно, что как в модели, так и на эксперименте доминирует волна 1^+S , отвечающая S -волновому $\rho\pi$ состоянию. Определенное расхождение наблюдается в области масс $1,2 \div 1,3$ ГэВ, где экспериментальный спектр содержит избыток событий, отвечающий $A1$ -мезону.

Из других волн наибольший вклад дает 0^-S -волна /рис.10/, для которой также наблюдается некоторое расхождение с экспериментом в области масс $1,2 \div 1,3$ ГэВ, возникающее из-за присутствия π' -мезона в экспериментальных спектрах.

На рис.9,10 приведены распределения для разностей фаз между основными волнами $1^+S, 0^-S$ и 0^-P -волной. На эксперименте в области $M_{3\pi} = /1,0 \div 1,4/$ ГэВ для обеих разностей $\delta(1^+S-0^-P)$ и $\delta(0^-S-0^-P)$ наблюдается сильный рост на величину, равную 110°

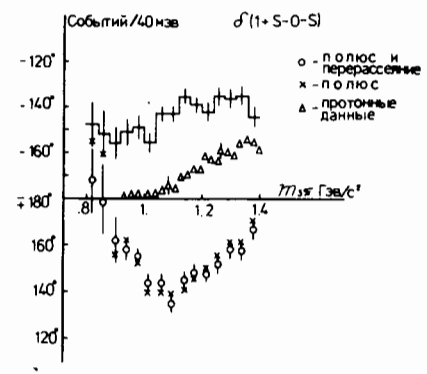


Рис.11. Относительная фаза $\delta(1+S-0^-S)$ в зависимости от массы 3π -системы.

и 80° соответственно. В модели соответствующие разности фаз меняются более медленно. Ясно, что это расхождение модели с экспериментом в разностях фаз в области $M_{3\pi} /0,8 \div 1,4/$ ГэВ может быть устранено при включении в модель 3π -резонансов $A1$ и π' . В области $M_{3\pi} = /0,8 \div 1,0/$ ГэВ

теоретические кривые близки к результатам анализа данных, полученных на протонной мишени, и заметно отличаются от результатов экспериментов на ядерных мишенях. Это различие ядерных и нуклонных экспериментальных данных не может быть связано с различием в сечениях образования $A1$ и π' -резонансов на нуклонной и ядерной мишенях, так как массы их лежат вне обсуждаемого интервала $/0,8 \div 1,0/$. Таким образом, обсуждаемое различие фаз - ядерный эффект, пока не имеет объяснения.

Парциально-волновой анализ показал, что модель удовлетворительно воспроизводит следующие характеристики: $M_{3\pi}$ -распределения интенсивностей основных волн 1^+S и 0^-S и средние значения разностей фаз, в области $M_{3\pi} = /1,0 \div 1,2/$ ГэВ, причем теоретическое описание лучше совпадает с данными, полученными на нуклонной мишени, чем на ядерной. Хуже всего описывается разность фаз $\delta(0^-S-0^-P)$, но даже для нее расхождение в средних значениях, полученных на нуклонной мишени, не превышает 50° .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный теоретический анализ реакции $/1/$ в рамках модели Декка, модифицированной учетом эффектов перераспределения, приводит к следующим результатам:

1. Учет перераспределения существен только для описания t' -зависимостей. Модель позволяет правильно описать t' -зависимость на разных ядрах при близких значениях параметров S и $\sigma_{\rho N}$. Модель правильно описывает A -зависимости реакции $/1/$.
2. Для величины эффективного полного сечения взаимодействия ρ -мезона с нуклоном получено малое значение $\sigma_{\rho N} \cong 11$ мбн. Это значение $\sigma_{\rho N}$ противоречит предсказанию аддитивной кварковой модели, где $\sigma_{\rho N} \cong \sigma_{\pi N}^*$.

* В работе $/13/$ было показано, что полученное противоречие может быть устранено при учете взаимодействия в ρ -мезонной вершине продуктов его распада $/\pi$ -мезонов/.

3. Удовлетворительно описываются основные одномерные угловые распределения в трех интервалах масс $M_{3\pi}$.

4. Парциально-волновой анализ сгенерированных по модели событий дает удовлетворительное описание интенсивностей основных волн 1^+S и 0^-S в диапазоне масс $0,8 \div 1,2$ ГэВ.

5. В области $M_{3\pi} > 1,2$ ГэВ модель не дает наблюдающегося в эксперименте резкого хода разностей фаз $\delta(1^+S - 0^-P)$ и $\delta(0^-S - 0^-P)$, обусловленного вкладом резонансов A_1 и π' .

6. Наблюдается большое отличие теоретических предсказаний для разностей фаз от экспериментальных, полученных на ядерной мишени в области малых масс $0,8 \div 1,0$ ГэВ, которое нельзя устранить включением трехпионных резонансов. Разности фаз для данных на нуклонной мишени в этой области лучше описываются моделью и также отличаются от данных ядерного эксперимента. Это указывает на наличие некоторого чисто ядерного эффекта, не учитываемого в нашей модели.

Таким образом, для более точного определения параметров трехпионных резонансов требуется дальнейшее развитие теоретического описания дифракционного процесса диссоциации пионов на ядрах с учетом совместного вклада нерезонансного фона и рождения резонансных систем при первичном соударении и при перерасеянии в конечном состоянии.

Авторы выражают благодарность М.А.Ананьевой и М.Ю.Попову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bellini G. et al. Preprint CERN-EP/81-40, 1981;
Bellini G. et al. Preprint CERN-EP/81-97, 1981;
Bellini G. et al. Preprint CERN-EP/81-98, 1981;
Bellini G. et al. Preprint CERN EP/81-110, 1981.
2. Drell S.D., Hiida K. Phys.Rev. Lett., 1961, 7, p. 199;
Deck R.T. Phys.Lett., 1964, 13, p. 169.
3. Ascoli G. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, p. 962.
4. Камалов А.Н., Пономарев Л.А. Preprint ИТЭР-8, 1976;
Камалов А.Н., Пономарев Л.А. Препринт ИТЭФ-120, 1976.
5. Пономарев Л.А. ЯФ, 1978, 27, с. 1342;
Пономарев Л.А., Тарасов В.Е. ЯФ, 1980, 31, с. 455.
6. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б., Пономарев Л.А. ЯФ, 1973, 17, с. 1283.
7. Glauber R.J. High Energy Phys. and Nucl. Str., North-Holland, 1967.
Glauber R.J., Matthial G. Nucl.Phys., 1970, B21, p. 135.
8. Веребрюсов В.С., Пономарев Л.А., Тарасов В.Е. ЯФ, 1981, 34, с. 1102.
9. Kölbig K.S., Margolis B. Nucl.Phys., 1968, B6, p. 85.

10. Пономарев Л.А., Тарасов В.Е. ЯФ, 1983, 38, с. 226.
11. Roberts et al. Phys.Rev., 1978, D18, p. 59.
12. Daum C. et al. Preprint CERN-EP/79-110, 1979.
13. Веребрюсов В.С., Пономарев Л.А. ЯФ, 1980, 32, с. 558.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д10,11-81-622	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д1,2-82-27	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Д2-82-568	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д9-82-664	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
ДЗ,4-82-704	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Беллини Д. и др. P1-83-606
Фазовый анализ системы $\pi^+\pi^-\pi^-$ когерентно образованной на ядрах, и модель Декка

Проведен анализ нерезонансного вклада в когерентное образование $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системы на ядрах в реджесованной модели Декка. Модель Декка была модифицирована с целью учета эффектов ядерного перерассеяния. Осуществлен парциально-волновой анализ сгенерированных по этой модели событий. Анализ показал, что учет ядерных перерассеяний несуществен для описания интенсивностей основных волн и их фаз. Модель дает удовлетворительное описание интенсивностей волн 1^+8 и 0^-8 и среднее значение фаз в области масс 1-1,2 ГэВ/с², причем теоретическое описание лучше совпадает с данными, полученными на нуклонной мишени, чем на ядерной. В области масс более 1,2 ГэВ/с² модель не дает наблюдающегося в эксперименте сильного изменения фаз основных волн, обусловленного вкладом резонансов A_1 и π' .

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bellini D. et al. P1-83-606
Phase Analysis of $\pi^+\pi^-\pi^-$ System Produced Coherently on Nuclei and Deck Model

Nonresonance contribution into the coherent production of $\pi^+\pi^-\pi^-$ system on nuclei in reggeised Deck model has been investigated. Deck's model has been modified taking into account the effect of nuclear rescattering. Partial wave analysis has been performed using events simulated in a modified Deck model. The results of analysis have shown that the nuclear rescattering is not essential for the description of intensities of the main waves and their phases. The model gives a satisfactory description of intensities of 1^+8 and 0^-8 waves and the mean value of phases in the 1-1.2 GeV/c² mass region, and the results of analysis better describe the hydrogen data than the nuclear ones. In the region of mass more than 1.2 GeV/c² the model does not give fast motion of phases of main waves which are present in experimental data and are due to the contribution of A_1 and π' resonances.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.