

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ И МОДЕЛЬ ДРЕЛЛА — ХИИДЫ — ДЕКА

Н. П. Зотов

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,
Москва

В. А. Царев

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР,
Москва]

Обсуждается описание эксклюзивных процессов дифракционной диссоциации адронов на основе модели Дрелла — Хииды — Дека. Рассмотрены достоинства модели и трудности, которые возникают при ее сравнении с экспериментом. Дан обзор основных путей современного развития модели, связанных с учетом перекрестных обменов, резонансных вкладов, абсорбтивных поправок и эффектов взаимодействия в конечном состоянии.

Description of the exclusive diffractive dissociation on the base of Drell—Hiida — Deck model is considered. Successes and failures of the model are discussed. Recent developments connected with cross exchanges, resonance contributions, absorptive corrections and final state interaction are reviewed.

ВВЕДЕНИЕ

Явление неупругого дифракционного рассеяния или дифракционной диссоциации (ДД) адронов было предсказано теоретически [1, 2] много лет назад на основе аналогии с рассеянием электромагнитных волн. При столкновении адронов высоких энергий наличие многих неупругих процессов вызывает абсорбцию налетающей волны, что приводит к упругому дифракционному рассеянию. В результате искажения падающей волны, вызванного абсорбцией, возникает также примешивание неупругих состояний, с которыми связана налетающая частица, и таким образом происходит рождение этих состояний вследствие «дифракционной диссоциации».

В рамках оптического формализма [2] дифракционный переход между физическими состояниями адрона $|f_i\rangle$ и $|f_j\rangle$ вычисляется с помощью системы «затравочных» состояний $|\chi_i\rangle$, которые, по предположению, испытывают лишь упругое дифракционное рассеяние, вызванное абсорбцией в недифракционные каналы:

$$T|\chi_i\rangle = (1 - \eta_i)|\chi_i\rangle + \sum_k \gamma_k |\mu_k\rangle, \quad (B.1)$$

где η_i — коэффициенты абсорбции. Для физических состояний, являющихся суперпозицией затравочных состояний:

$$|f_i\rangle = \sum_k U_{ik} |\chi_k\rangle, \quad (\text{B.2})$$

где U — унитарная матрица, диагонализующая амплитуду дифракционного рассеяния, матрица дифракционного рассеяния не диагональна и содержит матричные элементы, описывающие как упругое, так и неупругое дифракционное рассеяние:

$$\langle f_i | T | f_j \rangle = (1 - \eta_i) \delta_{ij} + \sum_k (\eta_k - \eta_i) U_{jk} U_{ki}^{-1}. \quad (\text{B.3})$$

Как видно из (B.3), неупругая дифракция возникает лишь в том случае, если хотя бы для некоторых k $\eta_k \neq \eta_i$, т. е. если абсорбция меняет относительный вес состояний $|\chi_k\rangle$ в исходной суперпозиции (B.2).

Уже в ранних экспериментах в спектрах масс ДД нуклонов, π - и K -мезонов были обнаружены характерные пики при малых массах возбужденной системы, которые интерпретировались как свидетельство того, что ДД происходит главным образом за счет возбуждения резонансных состояний адронов. Однако подобная интерпретация в ряде случаев встречает серьезные возражения (см., например, [3—5]) и не является исчерпывающей.

Другое объяснение может быть связано с нерезонансными «пороговыми» эффектами, возникающими при двойных периферических обменах [6, 7]. Подобный механизм можно рассматривать как реализацию оптической модели в том случае, если затравочные состояния близки к реальным физическим состояниям частиц, т. е.

$$U_{ij} = \delta_{ij} + \varepsilon_{ij}, \quad \varepsilon_{ij} \ll 1. \quad (\text{B.4})$$

Например, для диссоциации $N \rightarrow \pi N$ из (B.3) и (B.4) следует, что простейшие диаграммы, описывающие этот процесс (рис. 1), включают распад $N \rightarrow \pi N$ и упругое дифракционное рассеяние π и N на мишени. Вклады диаграмм рис. 1, б и в близки по величине и имеют противоположные знаки. Поэтому ожидается, что в некоторой области кинематических переменных происходит значительное сокращение этих вкладов, так что полная амплитуда может быть описана с хорошей точностью лишь одной диаграммой рис. 1, а.

Если предположить, что π -мезон в промежуточном состоянии находится близко к массовой поверхности, то эта диаграмма не содержит неизвестных параметров и предсказывает поведение амплитуды ДД в терминах непосредственно измеряемых на опыте величин: константы связи $NN\pi$ и амплитуды упругого рассеяния реального π -мезона на мишени. Диаграммы типа рис. 1, а с двой-

ным обменом в t -канале были введены Дреллом и Хиидой [6] и Деком [7] и в настоящее время играют основную роль в попытках систематизировать и количественно описать экспериментальные данные по эксклюзивным каналам ДД. Сравнение с экспериментом показало, что при учете форм-факторов модель Дрелла — Хииды — Дека (ДХД) позволяет описать основные свойства сечений $d\sigma/dt dM^2$ для различных эксклюзивных каналов ДД: $\pi \rightarrow 3\pi$, $K \rightarrow K\pi\pi$, $N \rightarrow \pi N$, $N \rightarrow \pi\pi N$ и т. п.

В последние годы были достигнуты значительные успехи в экспериментальном изучении процессов ДД, связанные с повы-

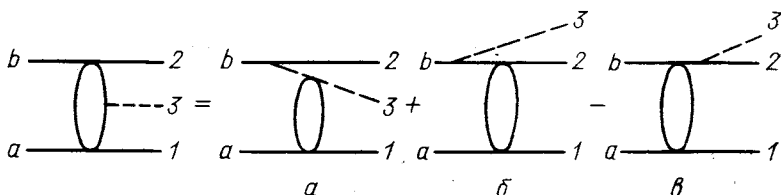


Рис. 1. Диаграммы ДХД для процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + 1$

шением точности измерений, более надежным выделением дифракционных механизмов и переходом от измерений $d\sigma/dt dM^2$ к детальным измерениям зависимости сечения от всех кинематических переменных. При этом было получено дальнейшее подтверждение существенной роли π -мезонного обмена. Вместе с тем были обнаружены такие вклады в механизм дифракционного рождения, которые не описываются классической моделью ДХД. Это стимулировало попытки развития и модернизации модели ДХД.

Основной целью нашей работы является обзор современного состояния модели ДХД. Эта модель в настоящее время интенсивно развивается, поэтому мы не будем стремиться представить здесь какие-то окончательные решения тех или иных проблем, а попытаемся описать основные пути современного развития модели и показать качественные следствия, вытекающие из учета различных эффектов.

В разд. 1 дан краткий обзор основных свойств π -обменной модели ДХД. Проведено сравнение с экспериментом, показаны достоинства и недостатки модели. В разд. 2 рассматривается роль перекрестных обменов и коротко обсуждается возможность их дуальной трактовки. Разд. 3 и 4 посвящены изучению ограничений, связанных с унитарностью, обсуждению абсорбтивных эффектов и поправок на взаимодействие в конечном состоянии в возбужденной системе. Рассмотрены роль прямого рождения резонансов и двухкомпонентная модель, учитывающая резонансные вклады и вклады диаграмм ДХД.

В задачу обзора не входит сколько-нибудь полное изложение существующих экспериментальных данных по различным эксклюзивным каналам ДД π , K и N . Подробный обзор этих данных можно найти в недавних публикациях [8—10]. Для сравнения с экспериментом мы выбрали реакцию $NN \rightarrow \pi NN$ (и лишь кратко упоминаем некоторые другие). Именно для этого процесса в последнее время на ускорителях Серпухова, Батавии и ЦЕРНа были получены наиболее интересные и полные экспериментальные данные по зависимости сечения от всех пяти кинематических переменных в широкой области их изменения, сыгравшие важную роль в понимании механизма ДД.

Что касается теоретических идей, которые будут обсуждаться ниже, то хотелось бы подчеркнуть, что большинство из них в той или иной форме высказывались и раньше. Однако только в последнее время осознается важность ряда указанных ранее эффектов и предпринимаются попытки их детального количественного учета.

1. СВОЙСТВА МОДЕЛИ ДХД

Цель этого раздела — изложить основные свойства ДД, известные из эксперимента, и из сравнения с ними выявить достоинства и недостатки модели ДХД, учитывающей только диаграмму с обменом π -мезоном (рис. 2). Как увидим ниже, эта модель дает простое объяснение целому ряду свойств ДД, обнаруженных экспериментально.

Распределение по массе. Одним из характерных свойств диаграммы ДХД (см. рис. 2) является усиление (пик) вблизи порога в распределении по массе M . Это усиление — результат, с одной стороны, действия фазового множителя, приводящего к исчезновению амплитуды на пороге системы (23), и, с другой стороны, уменьшения матричного элемента при росте M , являющегося следствием динамики двойного периферического обмена. Распределение по массе M , к которому приводит π -обменная диаграмма ДХД, обладает свойствами, найденными в эксперименте. Однако в общем случае (без реджезации или форм-факторов) оно является слишком широким. Дополнительная зависимость от t_1 , возникающая при введении форм-фактора $F(t_1)$, приводит к подавлению сечения, особенно при больших M , и сдвигу максимума

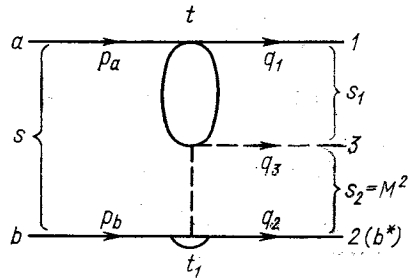


Рис. 2. π -Обменная диаграмма ДХД для процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + 1$

пики к меньшим M . Реджезация π -обмена приводит к аналогичному эффекту и еще большему подавлению сечения при больших массах системы (23). В обоих случаях максимум теоретической кривой сдвинут к меньшим массам, чем это следует из эксперимента. В простейшем варианте модели ДХД избежать этого недостатка не удастся.

Абсолютная величина вклада диаграммы ДХД и энергетическая зависимость. Амплитуда, соответствующая π -обменной диаграмме ДХД (см. рис. 2), выражается через амплитуду πN (или $\pi\pi$, $K\pi$)-рассеяния, пропагатор пиона и константу связи пиона

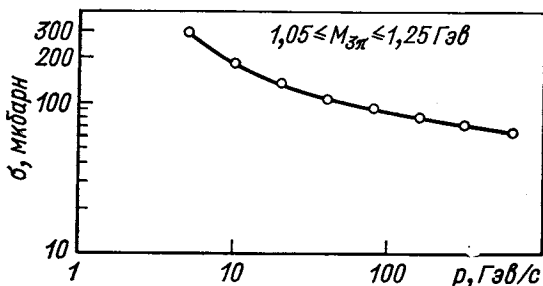


Рис. 3. Зависимость сечения процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$ от импульса налетающего π -мезона [12]

с нуклонами (или ширину распада $2 \equiv b^* \rightarrow b\pi$). В этом разделе для иллюстрации возможностей модели ДХД мы часто будем использовать следующее выражение для π -обменной амплитуды *:

$$A_{\pi} = g [(s_2 - u)/2]^{\alpha_{\pi}(t_1)} (\mu^2 - t_1)^{-1} \exp[-i\pi\alpha_{\pi}(t_1)/2] A_{\pi N}(s_1, t), \quad (1)$$

где g — константа пион-нуклонной связи; $\alpha_{\pi}(t_1) = \alpha'_{\pi}(t_1 - \mu^2)$; $\alpha'_{\pi} = 0,9$; $u = (q_3 - p_b)^2$, а остальные инвариантные переменные показаны на рис. 2. Таким образом в π -обменной модели ДХД сечение предсказывается абсолютно. Значение его оказывается примерно в два-три раза больше экспериментального. Введение форм-фактора и реджезации π -обмена уменьшают сечение почти ровно на столько же. Как увидим ниже, такого же результата (уменьшения сечения в несколько раз) можно достичь при учете абсорбции без искусственного введения сильных форм-факторов.

Энергетическая зависимость сечения процессов $D\bar{D} + a \rightarrow \rightarrow 2(b^*) + 3 + 1$ в модели ДХД определяется энергетической зависимостью сечения упругого πN (или $\pi\pi$, $K\pi$)-рассеяния. На рис. 3 показано сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$ при $1,05 \leq M_{3\pi} \leq 1,25$ Гэв [12]. Теоретическая кривая была вычислена с помощью реджезованной амплитуды ДХД, аналогичной (1).

* Подробное обсуждение свойств этой амплитуды можно найти в обзоре [11].

Видно, что согласие с экспериментальными данными очень хорошее.

Отметим, что в модели ДХД форма распределения по массе при фиксированном t практически не зависит от энергии и меняется при изменении t . С уменьшением $|t|$ пик в $d\sigma/dM^2$ сдвигается к меньшим M .

Дифференциальное сечение. Дифференциальное сечение процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + 1$ (при фиксированной массе M) для

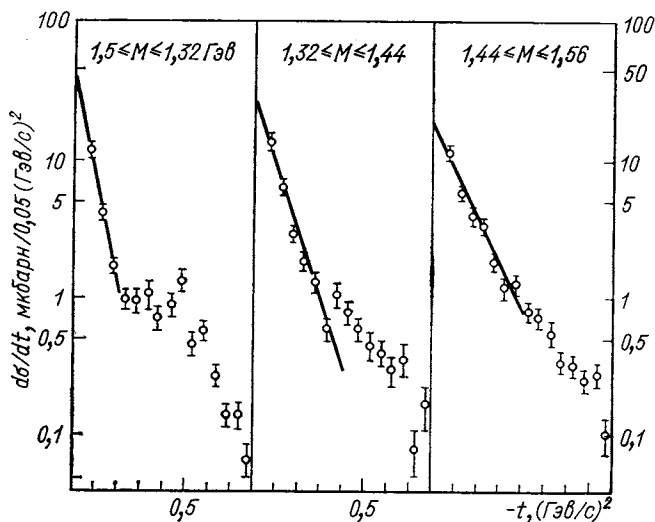


Рис. 4. Дифференциальные сечения процесса $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ при $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$ [13]

малых $|t|$ можно параметризовать аналогично дифференциальному сечению упругого рассеяния:

$$d\sigma/dt = C \exp(bt). \quad (2)$$

Экспериментальные данные для процесса $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ при импульсе налетающего протона $p = 1500 \text{ Гэв}/c$ [13], представленные на рис. 4, подтверждают такую зависимость.

Корреляция $b(M)$. Параметр наклона ДД обладает характерной особенностью — сильной зависимостью от массы возбужденной системы. На рис. 5 представлены экспериментальные данные для параметра наклона процесса $pp \rightarrow (p\pi^-) p$ как функции массы системы $(p\pi^-)$ [14]. Общая тенденция — уменьшение параметра наклона с ростом массы возбужденной системы — находит простое объяснение в модели ДХД. Она является следствием двойного периферического обмена. Действительно, амплитуда,

соответствующая диаграмме рис. 2, имеет зависимость от t и t_1 , которую приближенно можно представить в виде

$$A \sim \exp(bt + b_1 t_1). \quad (3)$$

Вблизи порога ($M = m + \mu$) t и t_1 связаны между собой следующим соотношением [15, 16]:

$$t_1 \approx t \pm 2q\sqrt{|t|}, \quad (4)$$

где q — импульс в с. ц. м., $q_2 + q_3 = 0$, а знаки (\pm) соответствуют значениям $\cos \theta_t = \pm 1$ (θ_t — полярный угол в системе Готфрида — Джексона)*. В области малых масс эффективный параметр наклона будет иметь вид

$$b_{\text{эф}}^{\pm} \approx b + b_1 \mp 2b_1 q / \sqrt{|t|}. \quad (5)$$

При $M \approx m + \mu$ $q \approx 0$ и $b_{\text{эф}} \approx b + b_1$. С ростом M зависимость t_1 от t становится слабее, приводя к ослаблению t -зависимости амплитуды A_{π} . Кроме того, (5) предсказывает, что наклон дифференциального сечения при $\cos \theta_t = +1$ должен быть меньше, чем при $\cos \theta_t = -1$. Именно такая закономерность наблюдается экспериментально (рис. 6) [17]. В работе [5] (см. также [18]) было обращено внимание еще на одно интересное свойство зависимости

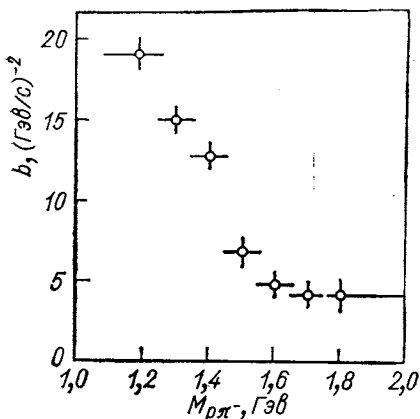


Рис. 5. Зависимость параметра наклона дифференциального сечения процесса $p\bar{p} \rightarrow (p\bar{p})\pi^0$ от массы $(p\bar{p})$ -системы [14]

сти b от M в модели ДХД. При достаточно больших M $b_{\text{эф}}$ может стать даже меньше, чем b , т. е. происходит «частичная компенсация» периферичности из-за расширения фазового пространства. Все это приводит к достаточно хорошему описанию экспериментальной корреляции $b(M)$ моделью ДХД. Однако, как было замечено в работе [19], при многомерном анализе, когда переменные t_1 и s_1 фиксированы, простая модель ДХД не приводит к корреляциям b и M , что противоречит экспериментальным данным. Таким образом, кроме кинематических корреляций, связанных с зависимостью t_1 от t , амплитуда ДД должна содержать еще дополнительные (динамические) корреляции.

* О выборе систем координат см. ниже.

Структура $d\sigma/dt$ при малых t . Другой характерной чертой дифференциального сечения ДД в области малых масс является наличие структуры типа минимума или плеча при $|t| \approx 0,2 \div 0,3$ ($\text{Гэв}/c$)². Эта структура [при $|t| \approx 0,2$ ($\text{Гэв}/c$)² для $M_{p\pi^-} < 1,25$ Гэв] видна в реакции $np \rightarrow (p\pi^-)p$ при 50—300 $\text{Гэв}/c$ [17], в реакции $pp \rightarrow p(p\pi^+)$ при 1500 $\text{Гэв}/c$ (см. рис. 4)

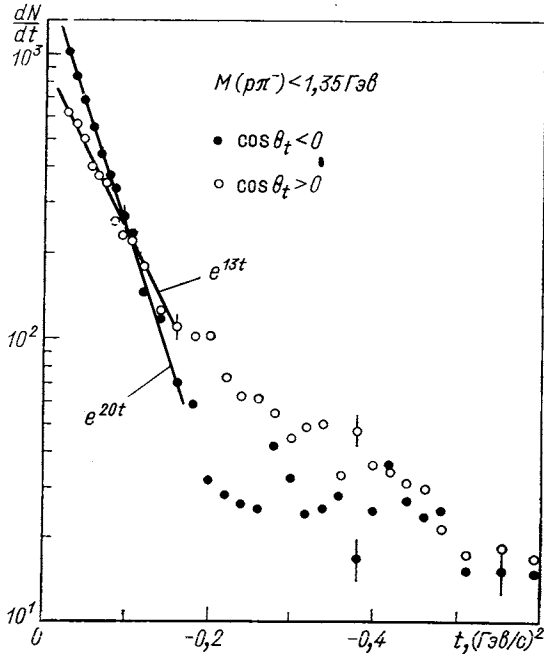


Рис. 6. Дифференциальное сечение процесса $np \rightarrow (p\pi^-)p$ при $\cos \theta_t > 0$ и $\cos \theta_t < 0$ [17]

и при 12—24 $\text{Гэв}/c$ [20], а также в процессах $\pi^+p \rightarrow \pi^+(\pi^0p)$ при 16 $\text{Гэв}/c$ и $K^+n \rightarrow K^+(\pi^-p)$ при 12 $\text{Гэв}/c$ (см., например, [21]). Как увидим ниже, подобная структура в модели ДХД естественно возникает при учете абсорбтивных эффектов. Она однозначно свидетельствует в пользу периферического характера процессов неупругой дифракции (в данном случае под периферичностью понимается то, что профиль амплитуды рассеяния для таких процессов в представлении прицельного параметра имеет максимум на расстоянии порядка радиуса нуклона). Однако профиль π -обменной амплитуды ДХД, которая дает гладкую t -зависимость для дифференциального сечения, имеет вид гауссовой кривой (рис. 7). По форме $G_\pi(\rho)$ напоминает профильную функцию упру-

ного рассеяния с большим радиусом, который соответствует большей величине параметра наклона для процессов ДД по сравнению с процессами упругого рассеяния.

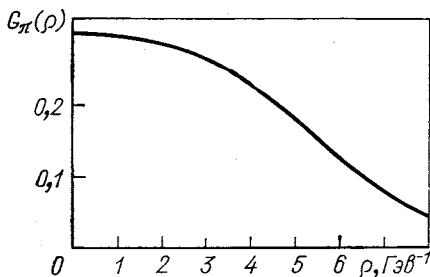


Рис. 7. Амплитуда, соответствующая π -обменной диаграмме ДХД процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + 1$ в представлении прицельного параметра

Сужение. Как уже отмечалось, амплитуда в модели ДХД (1) выражается через амплитуду πN -рассеяния, зависимость которой от t определяется параметром наклона упругого πN -рассея-

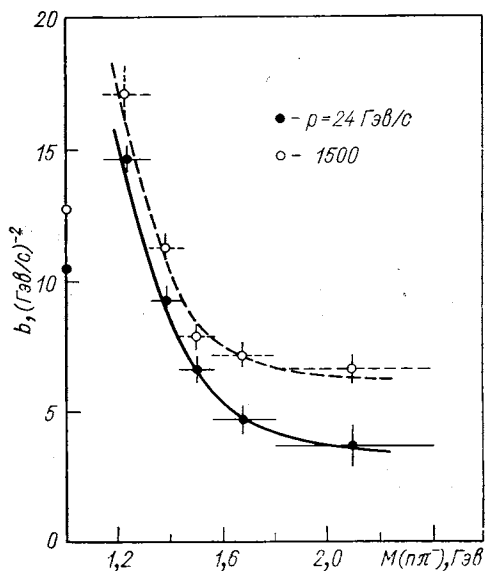


Рис. 8. Зависимость параметра наклона дифференциального сечения процесса $pp \rightarrow p(\pi\pi^+)$ от массы $(\pi\pi^+)$ -системы [9]

ния $b_{\pi N}$. Поскольку $b_{\pi N}$ явно зависит от энергии s_1 и приводит к сужению $d\sigma_{\pi N}/dt$ с ростом s_1 , ясно, что должно иметь место сужение дифференциальных сечений процессов ДД, если они

описываются моделью ДХД. Действительно, на рис. 8 видно, что параметр наклона для процесса ДД $pp \rightarrow p(p\pi^+)$ растет с ростом энергии, а значит, $d\sigma/dt$ сужается.

Кросовер. Если модель ДХД в какой-то степени верна, то другим отражением свойств процессов упругого рассеяния в про-

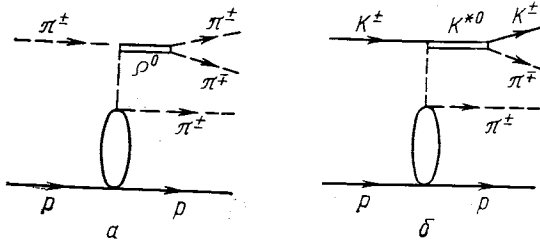


Рис. 9. π -Обменные диаграммы ДХД:

а — для процессов $\pi^\pm p \rightarrow (3\pi)^\pm p$; б — для $K^\pm p \rightarrow (K\pi)^\pm p$

цессах ДД должно стать явление пересечения дифференциальных сечений (кросовер) для рассеяния частиц и античастиц на одной мишени. Подробно эти вопросы рассматривались в работах [11, 22, 23], здесь мы сделаем лишь несколько замечаний, следуя этим работам.

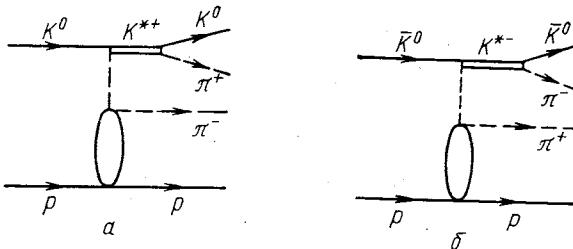


Рис. 10. π -Обменные диаграммы ДХД:

а — для процесса $K^0 p \rightarrow Q^0 p$; б — для $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$

На рис. 9 изображены π -обменные диаграммы ДХД для процессов $\pi^\pm p \rightarrow (3\pi)^\pm p$ и $K^\pm p \rightarrow (K\pi)^\pm p$. Обе диаграммы содержат блок упругого $\pi^\pm p$ -рассеяния. Экспериментально известно, что параметр наклона упругого $\pi^- p$ -рассеяния b_- больше, чем b_+ -параметр наклона упругого $\pi^+ p$ -рассеяния, и при больших энергиях и $t = 0$ $d\sigma(\pi^- p)/dt > d\sigma(\pi^+ p)/dt$, а при $|t| \gtrsim \gtrsim 0,4$ $(\text{Гэв}/c)^2$ $d\sigma(\pi^+ p)/dt > d\sigma(\pi^- p)/dt$. Кросовер возникает при $|t| \approx 0,2$ $(\text{Гэв}/c)^2$. Тогда из диаграммы рис. 9 следует, что для

рассматриваемых неупругих реакций $b_{K^-} > b_{K^+}$ и $b_{\pi^-} > b_{\pi^+}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными*.

Однако аналогичное описание для нейтрального Q -рождения не согласуется с экспериментом [24]. Для этого случая диаграммы ДХД показаны на рис. 10, из которых видно, что процесс $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ связан с $\pi^- p$ -рассеянием, а $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$ — с $\pi^+ p$ -рассеянием, и для параметров наклона этих неупругих реакций модель предсказывает соотношение $b_{K^0} > b_{\bar{K}^0}$. Экспериментальные данные [24] дают обратное соотношение. Заметим, что эти

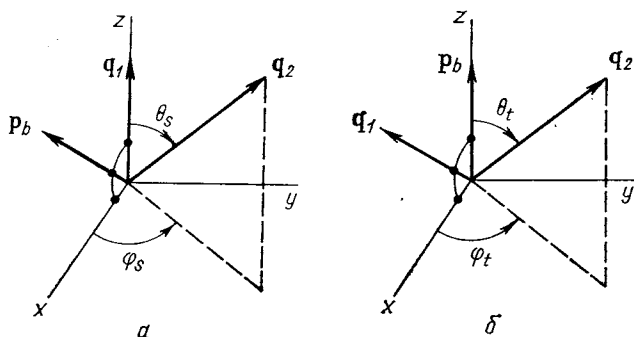


Рис. 11. s -Канальная (а) и t -канальная (Готфрида — Джексона) (б) системы координат для описания распада возбужденной (23)-системы

экспериментальные данные согласуются с общей систематикой для упругих процессов, где реакции, вызванные античастицами, имеют большее значение $d\sigma/dt$ при $t = 0$ и больший наклон, чем реакции, вызванные частицами.

Спин системы (23). Система (23) рождается в состояниях с разными спинами. Амплитуда (1), соответствующая диаграмме ДХД (см. рис. 2), предсказывает относительные величины этих спиновых состояний. Для того чтобы убедиться в этом, необходимо выразить амплитуду (1) через подходящие переменные. В системе покоя (23) такими переменными являются углы распада системы (23) по отношению к фиксированной системе координат. Наиболее распространенные системы координат — s -канальная и t -канальная (система Готфрида — Джексона) — показаны на рис. 11. Они отличаются выбором оси квантования момента количества движения системы (23). Если пренебречь спинами частиц, то состояние системы (23) будет описываться орбитальным моментом и его проекцией на ось фиксированной системы координат. В модели ДХД относительные величины состояний с определен-

* Ссылки на соответствующие работы можно найти в [11, 22, 23].

ным орбитальным моментом L и проекцией M_z даются коэффициентами разложения амплитуды $A_\pi(s, t, M, \theta, \varphi)$ (1) по собственным функциям углового момента $Y_{LM_z}(\theta, \varphi)$:

$$A_\pi = \sum_{L, M_z} a_{L M_z} Y_{L M_z}(\theta, \varphi). \quad (6)$$

Если рождение системы (23) рассматривать как результат двухчастичной реакции $Rb \rightarrow 32$, где R — некоторый эффективный обмен в вершине $a1$, то зависимость амплитуды этой реакции от $\cos \theta_t$ содержится только в пропагаторе пиона $(\mu^2 - t_1)^{-1}$, который пропорционален $(k_1 - k_2 \cos \theta_t)^{-1}$ (k_1 и $k_2 > 0$). Тогда следовало бы ожидать, что распределение по $\cos \theta_t$ имеет пик при $\cos \theta_t \approx +1$, а разложение по парциальным волнам (6) имеет широкий спектр высших парциальных волн и малый вклад от s -волны, как это имеет место в двухчастичных реакциях.

По-другому обстоит дело в неупругих дифракционных реакциях [11]. Причина этого заключается в том, что зависимость амплитуды (1) от $\cos \theta_t$ помимо пионного пропагатора содержится в зависимости от s_1 амплитуды $A_{\pi N}(s_1, t)$. Действительно, при малых t

$$s_1 = C + D \cos \theta_t + E \sin \theta_t \sim (\mu^2 - t_1). \quad (7)$$

Если в диаграмме ДХД учитывается только полюс Померанчука, то амплитуда (1) для дифракционного процесса имеет следующую зависимость от s_1 и t_1 :

$$A_\pi^P \sim s_1 / (\mu^2 - t_1), \quad (8)$$

и вследствие (7) слабо зависит от $\cos \theta_t$ ($\cos \theta_t \neq \pm 1$). Это означает, что дифракционная система (23) рождается, в основном, в s -состоянии. В отличие от этого, амплитуда зарядовообменного процесса в модели ДХД

$$A_\pi^{EX} \sim \sqrt{s_1} / (\mu^2 - t_1) \quad (9)$$

и, следовательно, должна содержать полный набор парциальных волн, а не только s -волну. Численные расчеты с амплитудой (1) подтверждают эти выводы [11].

Предсказания модели ДХД относительно вкладов различных спиновых состояний хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это, например, было показано в [12], где изучалось разложение по парциальным волнам амплитуды процесса $\pi p \rightarrow \rightarrow (3\pi) p$ в модели ДХД. Вклады различных парциальных волн в распределение по массе системы трех пионов показаны на рис. 12. Хотя по сравнению с экспериментальными данными пик для вклада состояния $J^P = 1^+$ слишком широкий, а отношение вкладов состояний 0^- и 1^+ слишком большое, тем не менее модель ДХД

дает качественное описание не только полного усиления в распределении по массе системы (23), но и вкладов отдельных спиновых состояний.

С ростом массы соотношение $s_1 \approx (\mu^2 - t_1)$ не будет выполняться и зависимость амплитуды (1) от $\cos \theta_t$ в значительной степени будет определяться пионным пропагатором, что приведет к увеличению вклада высших парциальных волн. Физически это

соответствует усилению орбитального движения с ростом массы возбужденной системы. Последнее легко понять [9], если представить себе, что столкновение налетающего адрона с помероном происходит локально в пространстве прицельных параметров. Тогда, пренебрегая спином померона, для полного орбитального момента начального адрон-померонного состояния (равного моменту конечной системы) получим $\langle I \rangle \sim \langle \rho \rangle q$ ($\langle \rho \rangle$ — средний параметр соударения). Так как $q \sim M/2$, то средний момент конечной системы будет расти с ростом массы возбужденного состояния налетающего адрона: $\langle J \rangle \sim \langle \rho \rangle M$. Экспериментальные данные [25] для дифракционного возбуждения $\pi \rightarrow 3\pi$ подтверждают такую зависимость (рис. 13). Видно, что зависимость $\langle J \rangle$

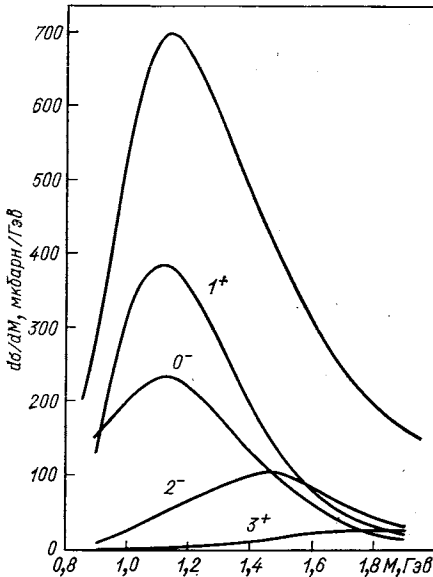


Рис. 12. Распределение по массе для различных J^P -состояний возбужденной (23)-системы [11].

Верхняя кривая — суммарное распределение

от массы действительно линейная с коэффициентом, равным $1,1 \text{ Гэв}^{-1} \approx 0,22 \text{ ферми}$. Для других реакций были получены аналогичные результаты, но с меньшей статистикой.

Из анализа упругого рассеяния известно, что радиус протона больше радиуса пиона, радиус которого, в свою очередь, больше радиуса K -мезона. Следовательно, можно ожидать, что коэффициент наклона будет наибольшим для ДД барионов, средним для π и наименьшим для K . Имеющиеся экспериментальные данные подтверждают это, хотя и недостаточно однозначно [9].

Двумерное распределение по $\cos \theta$ и ϕ . Двумерные распределения по $\cos \theta$ и ϕ дают дополнительную информацию о роли π -обмена и вообще о механизмах процессов ДД. Это детально

обсуждалось в обзорах [9, 11] и успешно используется при анализе экспериментальных данных. Посмотрим, какие предсказания для таких распределений следуют из модели ДХД [9]. Амплитуда (1),

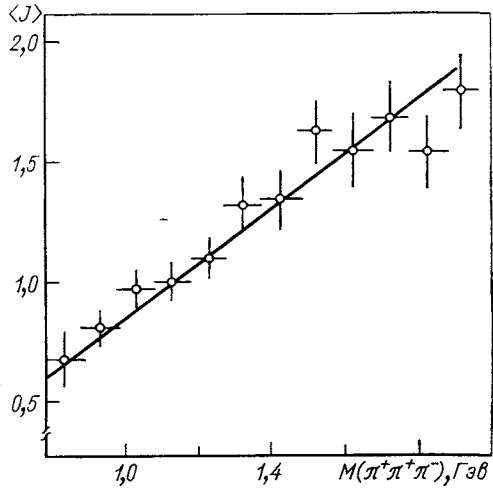


Рис. 13. Зависимость среднего значения полного орбитального момента возбужденной 3π -системы от ее массы [25] для процесса $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p$ при импульсе налетающего π -мезона $16 \text{ ГэВ}/c$

соответствующая π -обменной диаграмме ДХД (см. рис. 2), пропорциональна $s_2^{\alpha_P(t)} s_1^{\alpha_P(t)}$ [$\alpha_P(t)$ — померонная траектория], а из кинематики для процесса $NN \rightarrow \pi NN$ следует, что $s_1 s_2 / s \approx \text{const}$,

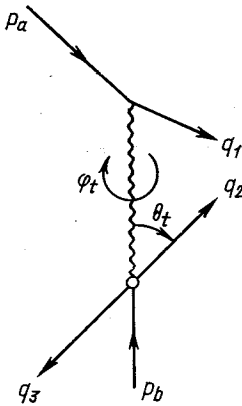


Рис. 14. Углы распада возбужденного состояния (23) в системе Готфрида — Джексона

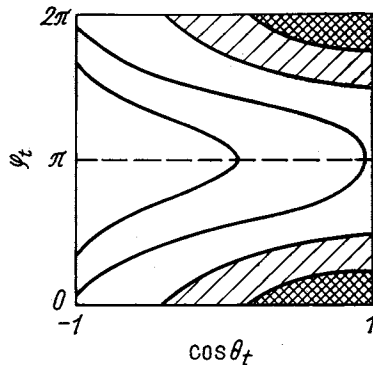


Рис. 15. Распределение по $\cos \theta_t$ и φ_t в π -обменной модели ДХД

т. е. померон (в верхнем блоке диаграммы) и π -мезон «делят» имеющуюся полную энергию s между собой. Поскольку $\alpha_p(0) > \alpha_\pi(0)$, то большая доля полной энергии s будет приходиться на s_1 . Это приводит к зависимости от φ_t — азимутального угла распада в системе Готфрида — Джексона (рис. 14): пионы имеют

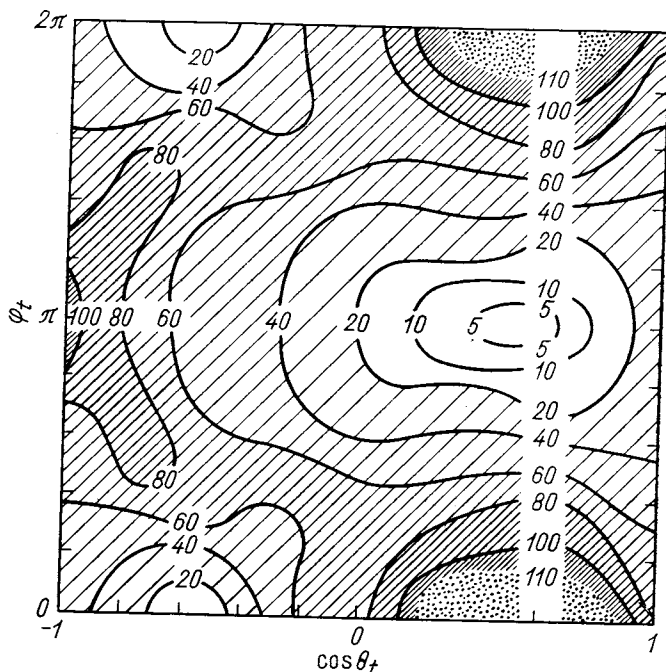


Рис. 16. Экспериментальное распределение по $\cos \theta_t$ и φ_t для процесса $n p \rightarrow (p\pi^-) p$ [14, 17]:

$$1,08 < M(p\pi^-) < 1,25 \text{ Гэв}; \quad 0,02 < |t| < 0,10 \text{ (Гэв/с)}^2$$

тенденцию выстраиваться в плоскости импульсов p_a , q_1 и p_b в направлении, противоположном импульсу q_1 [26]. Таким образом, распределение по $\cos \theta_t$ и φ_t для π -обменной диаграммы ДХД должно иметь пик при $\cos \theta_t = +1$ и $\varphi_t = 0$ и 2π (рис. 15). Сравним это распределение с экспериментальными данными для процесса $n p \rightarrow (p\pi^-) p$ [14, 17], представленными на рис. 16. Видно, что π -обменная модель ДХД дает только часть экспериментально наблюдаемого распределения.

О сохранении спиральности. Рассмотрим распад возбужденного состояния (23) в системе Готфрида — Джексона (см. рис. 11 и 14). Сохранение спиральности в t -канале означает, что спиральность померона равна нулю. Следовательно, померон не

может нести никакой информации об угловом распределении от вершины $a1P$ к вершине $P23b$ и распределение по φ_t должно быть плоским независимо от значения полярного угла θ_t . Аналогично сохранение s -канальной спиральности означает, что распределение по углу φ_s тоже плоское независимо от значения θ_s .

Обратимся к амплитуде π -обменной диаграммы ДХД. Она содержит зависимость от инвариантных переменных t_1 и s_1 , которые связаны соответственно с азимутальными s - и t -канальными углами распада в системе покоя возбужденной системы [11]:

$$t_1 = A - B \cos \varphi_s; \quad s_1 = C + D \cos \varphi_t. \quad (10)$$

Следовательно, π -обменная модель ДХД дает сильную зависимость от φ_s и φ_t и не сохраняет ни s -, ни t -канальные спиральности для всего пика в распределении по массе возбужденной системы. Действительно, распределения $d\sigma/d\varphi_s$ и $d\sigma/d\varphi_t$, вычисленные с помощью амплитуды (1), обладают сильной асимметрией [11].

Теперь предположим, что мы рассматриваем не весь пик возбуждения по массе M , а лишь его s -волновую компоненту. Парциальная амплитуда для s -волны, очевидно, не зависит от φ , и вопрос о сохранении s - или t -канальной спиральности сводится к вопросу о спиральности резонансного состояния $2 \equiv b^*$. Известно, что связь π -мезона с вершинами $\pi\rho$ и πK^* в процессе $\pi\rho \rightarrow \rho\pi N$, $K^*\pi N$ в основном приводит к нулевой t -канальной спиральности ρ и K^* (частица 2). Таким образом π -обменная модель ДХД приводит к приближенному сохранению t -канальной спиральности в процессах $\pi\rho \rightarrow A_1\rho$ и $K\rho \rightarrow Q\rho$ [27].

Экспериментальная ситуация для различных процессов ДД неоднозначна [9]. Так, данные для процессов $K\rho \rightarrow (K^*\pi)\rho$ и $\pi\rho \rightarrow (\rho\pi)\rho$ подтверждают предсказания пионной модели ДХД о (приближенном) сохранении t -канальной спиральности для s -волнового состояния рожденной системы. Подобные же выводы, хотя и с меньшей определенностью, можно сделать относительно процессов $\pi\rho \rightarrow (K^*\bar{K})\rho$ и $K\rho \rightarrow (\varphi K)\rho$. В то же время для реакций $K\rho \rightarrow (\rho K)\rho$ и $K\rho \rightarrow (\omega K)\rho$ имеет место приближенное сохранение s -канальной спиральности.

Фаза амплитуды. В модели ДХД фаза амплитуды определяется, во-первых, фазой амплитуды упругого πN -рассеяния вне массовой поверхности и, во-вторых, если модель реджезована, фазой пионного пропагатора $\exp[-i\alpha_\pi(t_1)/2]$, которая зависит только от t_1 . При больших значениях s , фиксированном малом значении t и фиксированной массе M , когда фаза амплитуды упругого рассеяния приблизительно равна $\pi/2$, фаза амплитуды (1) определяется следующим фактором:

$$i \exp[-i\alpha_\pi(t_1)/2] \approx i \exp(-i\alpha'_\pi t_1/2). \quad (11)$$

При $|t_1| = 0,15 (Гэв/c)^2$ и $\alpha'_\pi = 0,9 (Гэв/c)^{-2}$ фаза амплитуды отличается от $\pi/2$ приблизительно на 15° . В области малых масс возбужденной системы фаза амплитуды медленно меняется с изменением M , что согласуется с экспериментальным нерезонансным поведением фазы для некоторых возбужденных состояний [12].

Одним из важных следствий модели ДХД является предсказание относительных фаз между состояниями с различными J^P при малых M . Поскольку $t_1 \sim k_1 - k_2 \cos \theta_t$, то фазы s - и p -волн определяются соответственно интегралами:

$$\phi_s \sim \int_{-1}^{+1} f(\cos \theta_t) d \cos \theta_t; \quad \phi_p \sim \int_{-1}^{+1} f(\cos \theta_t) \cos \theta_t d \cos \theta_t.$$

Для разности фаз между состояниями 1^+s ($\rho\pi$) и 1^+p ($\epsilon\pi$) модель дает значение равное 90° при $\alpha'_\pi \approx 0,9 (Гэв/c)^2$ [11], которое хорошо согласуется с экспериментальными данными [12]. Однако для относительной фазы между 1^+s - и 0^-s -состояниями предсказание модели не согласуется с экспериментальным значением. В целом вопрос о необходимости реджезации π -обмена в модели ДХД остается открытым.

Подведем итоги обсуждения свойств π -обменной модели ДХД и сравнения ее предсказаний с экспериментальными данными. Прежде всего можно сказать, что простейшая модель ДХД в общих чертах описывает явление ДД π -, K -мезонов и нуклонов. Более того, как показали результаты детального анализа [12], реджезованный вариант модели ДХД, о котором, в основном, речь шла в этом разделе, воспроизводит экспериментальные данные для процесса $\pi p \rightarrow (3\pi) p$ при малых $M_{3\pi}$ со значительно большей степенью успеха, чем предполагалось ранее. Ситуация с описанием процессов $Kp \rightarrow (K\pi\pi) N$ в рамках модели ДХД была подробно проанализирована в обзоре [11], и оказалось, что она хуже, чем в случае $\pi \rightarrow 3\pi$.

Ряд предсказаний модели не согласуется с экспериментальными данными. Это прежде всего противоречащее эксперименту предсказание о кросовере в реакциях $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$, которое упоминалось выше. Во-вторых, это обнаруженный экспериментально пик при $\cos \theta_t \approx -1$ в распределениях $d\sigma/d \cos \theta_t$ для процессов ДД нуклонов [14, 28], о котором будет идти речь в следующем разделе. Далее, хотя характерный для π -обменной модели ДХД пик в распределении $d\sigma/d\phi_s$ при $\phi_s = 0$ и наблюдается экспериментально в некоторых реакциях, само распределение $d\sigma/d\phi_s$ более симметрично, чем предсказывается моделью. Для нуклонной ДД теоретический максимум в распределении по массе M оказывается сдвинутым в область малых масс по сравнению с экспериментальным. Не описывается полностью корреляция

наклона дифференциального сечения и массы возбужденной системы. Модель не передает структуру $d\sigma/dt$ при $|t| \approx 0,2$ ($\text{Гэв}/c$)². Для всех процессов ДД (π , K и N) модель ДХД не описывает «тонкую структуру» пиков в распределениях по массе. В следующих разделах обзора мы обсудим возможные пути преодоления указанных трудностей модели ДХД.

2. УЧЕТ ПЕРЕКРЕСТНЫХ ГРАФИКОВ

Как отмечалось во введении, выделенность π -обменной диаграммы ДХД (см. рис. 1, а) может быть связана с сокращением вкладов перекрестных диаграмм рис. 1, б и в. Однако подобного

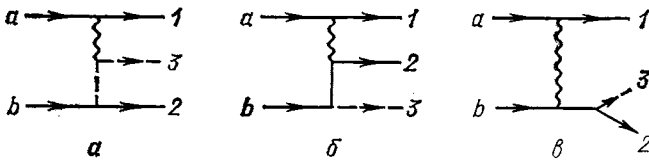


Рис. 17. Диаграммы ДХД для процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + 1$:
а — t (π)-диаграмма; б — u -диаграмма; в — s -диаграмма

сокращения можно ожидать не для всех процессов и лишь в ограниченной области фазового пространства. Поэтому в общем случае естественно рассмотреть все три вклада, показанных на рис. 17. При высоких энергиях дифракционное рождение определяется

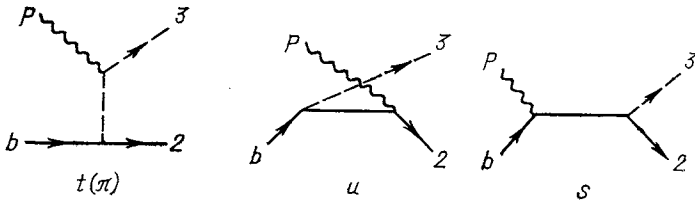


Рис. 18. π -, u -, s -Диаграммы для процесса $P + b \rightarrow 3 + 2$

помероном, который на рис. 17 показан волнистой линией. Диаграммы рис. 18 для процесса $P + b \rightarrow 3 + 2$ напоминают [29] t -, u - и s -канальные диаграммы процесса фоторождения π -мезонов на нуклонах при низких энергиях, необходимость учета которых диктуется требованием градиентной инвариантности. В дальнейшем по аналогии с этим диаграммы на рис. 17 будем называть t (π)-, u - и s -диаграммами. Две из них обычно не рассматриваются в простейшем варианте модели ДХД, это вызвано несколькими причинами. Самая существенная из них заключается в том, что,

например, для процесса нуклонной ДД амплитуды, соответствующие u - и s -диаграммам, вблизи порога $M \approx m + \mu$ приблизительно равны по величине и имеют пропагатор разного знака, т. е. сокращают друг друга [5, 15, 30, 31]. Однако, когда частица 2 не тождественна b , а является некоторым возбужденным состоянием ($2 \equiv b^*$), такое сокращение может быть менее эффективным. Другая причина игнорирования u - и s -диаграмм «технического» характера: их труднее параметризовать, чем

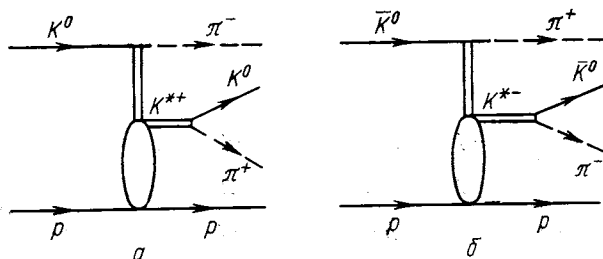


Рис. 19. Диаграммы ДХД с K^* -обменом:

а — для процесса $K^0 p \rightarrow Q^0 p$; б — для $\bar{K}^0 p \rightarrow Q^0 p$

π -мезонную диаграмму. Учет их связан с введением новых феноменологических параметров для амплитуд вне массовой поверхности. Тем не менее такие попытки делаются.

Свойства u -графика. Существенная зависимость амплитуды, соответствующей u -диаграмме, от энергии и переданного импульса определяется следующим выражением:

$$A_u \sim \tilde{s} \exp(bt)/(m_2^2 - u), \quad (12)$$

где $\tilde{s} = (q_1 + q_2)^2$. Более подробно параметризация этой амплитуды рассматривается ниже при сравнении конкретных моделей, учитывающих все три диаграммы, с экспериментальными данными. Здесь же остановимся на некоторых важных следствиях, к которым приводит учет u -диаграммы*.

1. Как было показано Бергером [11, 22, 23], при этом естественно решается проблема кросовера для рождения нейтральных Q -состояний при рассмотрении ее в рамках модели ДХД. Действительно, если в процессы $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$ дают вклад диаграммы с K^* -обменом, показанные на рис. 19, а $K^* p$ -рассеяние подчиняется обычной систематике для кросовера: $b_{\bar{K}^*} > b_{K^*}$, то тогда $b_{\bar{K}^0} > b_{K^0}$. На самом деле в процессы $K p \rightarrow Q p$ дают

* Здесь не учитывается взаимное сокращение вкладов u - и s -диаграмм, которое рассматривается ниже.

вклад и π -обменные, и K^* -обменные (см. рис. 10 и 19) диаграммы. Для $K_{\pm}^{\pm} p \rightarrow Q^{\pm} p$ диаграммы с обменом π и K^* приводят к одинаковому предсказанию: $b_{K^-} > b_{K^+}$, в согласии с экспериментальными данными. Однако для процессов нейтрального Q -рождения π - и K^* -обменные диаграммы дают противоположные результаты. Естественно предположить, что кросовер для этих процессов определяется K^* -обменной диаграммой, так как кросовер более ярко выражен в Kp -упругом рассеянии, чем в πp -рассеянии.

Реакция $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ не единственная, в которой π -обменная и u -диаграммы предсказывают для кросовера противоположные знаки, а знак кросовера определяется относительной величиной вкладов этих диаграмм [11, 22].

2. Распределение по φ_s обладает «селективными» свойствами по отношению к этим двум диаграммам [11, 23]. Зависимость от φ_s в амплитуды (1) и (12) вводят инвариантные переменные t_1 и u через пропагаторы π - и b^* -обменов. Поэтому при $\varphi_s = 0$ распределение $d\sigma/d\varphi_s$ будет определяться π -обменом, вклад которого велик при малых t_1 , а при $\varphi_s = \pi$ — вкладом b^* -обмена, существенным при малых u . Поскольку сумма

$$t_1 + u = -s_2 + t + m_2^2 + \mu^2 + m_3^2 \quad (13)$$

является постоянной величиной при фиксированных s_2 и t , то чем больше вклад одной диаграммы в распределение $d\sigma/d\varphi_s$, тем меньше вклад другой. Таким образом, для событий с $\cos \varphi_s > 0$ должен быть усилен вклад π -обменной диаграммы, а события при $\cos \varphi_s < 0$ должны определяться вкладом u -диаграммы. Отсюда следуют интересные предсказания для кросовера реакций $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$ в разных сегментах по φ_s . При $\cos \varphi_s > 0$ должно иметь место необычное соотношение: $b_{K^0} > b_{\bar{K}^0}$, тогда как при $\cos \varphi_s < 0$ должно быть $b_{\bar{K}^0} > b_{K^0}$.

Аналогичные предсказания для реакций $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} (\pi^{-} \Delta^{++})$ были подтверждены экспериментально [32] (см. также [9]). Следует, однако, отметить, что подобные предсказания верны только в том случае, если вклад u -диаграммы в процессы ДД приблизительно равен вкладу π -мезонной диаграммы и не сокращается вкладом s -диаграммы. На самом деле, как уже отмечалось, подобное сокращение ожидается для ряда процессов ДД.

3. Пик при $\varphi_t \approx \pi$ в экспериментальном распределении по $\cos \theta_t$ и φ_t (см. рис. 16), казалось бы, естественно связать с вкладом N -обменной диаграммы [9, 11, 14]. Действительно, если пренебречь спинами нуклонов, то рассмотрение, которое проводилось выше (см. рис. 14) для π -обменной диаграммы ДХД, также применимо к диаграмме с обменом N (см. рис. 17, б) с той лишь разницей, что роли π -мезона с импульсом q_3 и протона с импульсом q_2 меняются. Тогда диаграмма с нуклонным обменом должна была бы

приводить к пику при $\cos \theta_t \approx -1$ и $\varphi_t \approx \pi$, а распределение, полученное при учете обеих диаграмм (π - и u -обменной), имело бы вид, показанный на рис. 20, и хорошо соответствовало бы экспериментально наблюдаемому распределению для процесса $nr \rightarrow (p\pi^-) p$ (см. рис. 16) [14]. Однако, как мы увидим ниже, учет спина нуклонов в диаграммах ДХД существенно меняет предсказания модели относительно φ_s -распределения.

4. Наконец, упомянутые выше факты приближенного сохранения s - и t -канальной спиральности в различных процессах ДД можно просто объяснить при учете π - и u -вкладов [33].

Однако наиболее последовательным является подход, когда учитываются все три диаграммы (см. рис. 17). Такая модель впервые была использована для описания ДД $n \rightarrow (p\pi^-)$ [10, 15, 16, 28]; она объяснила ряд характерных особенностей распада возбужденной системы, связанных с правильным учетом спинов нуклонов. Но прежде чем обсудить эти результаты для иллюстрации эффектов, к которым приводит учет перекрестных графиков, рассмотрим простейший вариант такой модели.

Параметризация модели ДХД с учетом трех диаграмм и ее

свойства. Будем рассматривать процесс $aN \rightarrow a(\pi N)$, где $a = \pi$ или N . В действительности при обсуждении свойств модели спиновая структура вершины $a\bar{a}$ не будет учитываться, поскольку угловые распределения в системе покоя возбужденного состояния существенно зависят только от спина нуклона процесса $aN \rightarrow aN$. Обычно диаграммы рис. 17 описываются как фейнмановские диаграммы, пропагаторы которых умножаются соответственно на дополнительные форм-факторы от t_1 , u и s_2 и которые отличаются поведением вне массовой поверхности [15, 16, 34–37]. Воспользуемся для амплитуд, соответствующих π -, u - и s -диаграммам, параметризацией работы [37]. Тогда инвариантная амплитуда для процесса $aN \rightarrow a(\pi N)$, соответствующая π -обменной диаграмме (см. рис. 17, а), запишется так:

$$A_\pi = \bar{u}(q_2) [ig\gamma_5 F_\pi(t_1)/(t - \mu^2)] M_{\pi a}(s_1) u(p_b), \quad (14)$$

где

$$F_\pi(t_1) = \exp[-(b_\pi/2) |t_1 - \mu^2|], \quad (15)$$

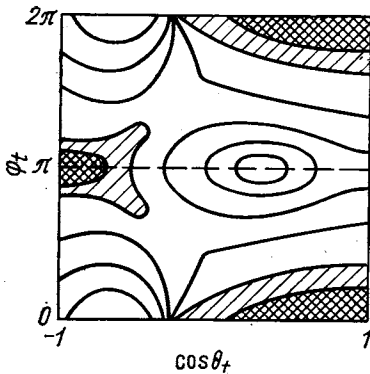


Рис. 20. Распределение по $\cos \theta_t$ и φ_t для процесса $NN \rightarrow (\pi N) N$ в модели ДХД с учетом π -обменной и u -диаграмм (без учета спинов нуклонов)

а

$$M_{\pi a}(s_1) = i s_1 \sigma_{\pi a} \exp(b_{\pi a} t / 2). \quad (16)$$

Амплитуды, соответствующие диаграммам с нуклонным обменом (см. рис. 17, б и в), имеют следующий вид:

$$A_u = \bar{u}(q_2) i g \gamma_5 [F_u(u) (\hat{Q} + m) / (u - m^2)] M_{Na}(\tilde{s}) u(p_b), \quad (17)$$

где $Q = p_b - q_3$, а

$$F_u(u) = \exp[(-b_N/2) |u - m^2|]; \quad (18)$$

$$A_s = \bar{u}(q_2) M_{Na}(s) [F_s(s_2) (\hat{p} + m) / (s_2 - m^2)] \times \\ \times i g \gamma_5 u(p_b), \quad p = q_3 + q_2; \quad (19)$$

$$F_s(s_2) = \exp[(-b_N/2) |s_2 - m^2|]. \quad (20)$$

Поскольку спин частицы a не учитывается, амплитуда процесса $aN \rightarrow aN$ записывается как амплитуда πN -рассеяния:

$$M_{Na}(s) = A(s, t) + [(\hat{p}_a + \hat{q}_1) / 2] B(s, t). \quad (21)$$

При этом обычно учитывается либо только B -амплитуда, что соответствует сохранению s -канальной спиральности (B -модель), либо только A -амплитуда, сохраняющая t -канальную спиральность (A -модель), которые параметризуются аналогично амплитуде (16).

Если в амплитудах A_u и A_s пренебречь спиновыми факторами, то из (17) и (19) получим

$$A_u \approx (u - m^2)^{-1} \exp[(b_N/2)(u - m^2)]; \\ A_s \approx -(m^2 - s_2)^{-1} \exp[(b_N/2)(m^2 - s_2)].$$

Поскольку из (13)

$$u - m^2 = m^2 - s_2 - (t_1 - \mu^2) + t,$$

то при малых t_1 и t $A_u + A_s \approx 0$ [5—7, 30, 31]. При учете спина и в интервалах значений t_1 и t полностью такого сокращения не происходит. Относительная величина различных вкладов в сечение $d\sigma/dt_1$ видна на рис. 21 *. Точное сокращение двух нуклонных вкладов происходит при малых $|t_1|$, а сечение почти полностью определяется вкладом π -обменной диаграммы (сечение $\sim \sim |A_\pi + A_u + A_s|^2$). Несмотря на взаимное сокращение вкладов u - и s -диаграмм, их интерференция с диаграммой π -мезонного

* В дальнейшем результаты расчетов по модели [37] приводятся для процесса $pn \rightarrow p(\pi^-p)$ при $p = 100$ Гэв/с и следующих значениях параметров, входящих в выражения (14) — (21): $\sigma_{\pi N} = 24$ мбарн, $b_{\pi N} = 8$ Гэв⁻², $\sigma_{NN} = 40$ мбарн, $b_{NN} = 10$ Гэв⁻², $b_\pi = 4$ Гэв⁻², $b_N = 2$ Гэв⁻².

обмена играет существенную роль [15, 35], особенно в угловых распределениях по $\cos \theta$ и φ в системе покоя (πN) (рис. 22). В соответствии с тем, что уже отмечалось, нуклонные обмены приводят к пику назад в распределении по $\cos \theta_t$ и пику при $\varphi_s = \pi^*$.

Рассмотрим, в какой степени эти характерные свойства модели адекватны экспериментальным закономерностям процессов ДД.

Сравнение модели с экспериментальными данными. На рис. 23 сравниваются результаты расчета по модели ДХД с учетом трех диаграмм (см. рис. 17) [15] для распределения по массе возбужденной системы в процессе $pp \rightarrow (p\pi^-)p$ с экспериментальными данными при $p=60$ Гэв/с; $M < 1,42$ Гэв; $0,05 < |t| < 0,23$ (Гэв/с)² [28]. Хорошо видна роль интерференции между вкладом различных диаграмм. В этой модели с самого начала более точно учитывалась спиновая структура амплитуд, а для формфактора пионного пропагатора использовалось выражение из модели реджезованного однопионного обмена [38]. В распределении по $\cos \theta_t$ модель правильно описала как пик вперед, свя-

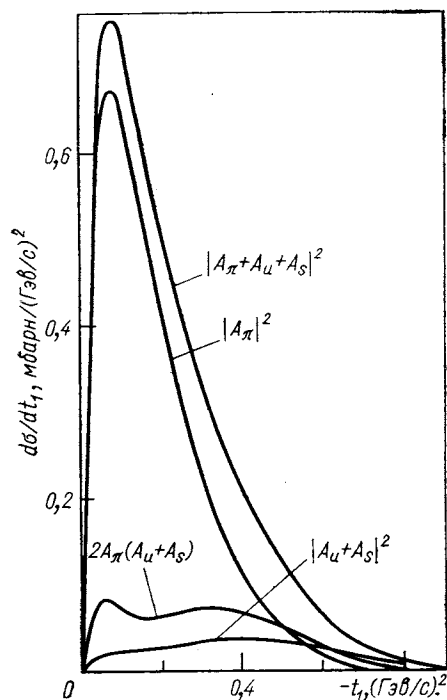


Рис. 21. Вклады π -, u - и s -диаграмм ДХД в $d\sigma/dt_1$ [37]

занный с π -обменной диаграммой, так и пик назад (при $\cos \theta_t = -1$), связанный с нуклонными диаграммами (рис. 24). Как было отмечено выше, учет N -обменной диаграммы без рассмотрения спинов частиц приводит к пику в распределении по φ при $\varphi \approx 0$ ($\varphi = \varphi_t - \pi$) [9, 11, 14]. Такой пик наблюдался в экспериментальных данных ФНУЛ (FNAL) при $\varphi = 0$ и $\cos \theta_t < -0,8$ (см. рис. 16) [14, 17]. В экспериментальных данных для $d\sigma/d\varphi$, полученных на серпуховском ускорителе, такого пика нет (рис. 25)**. В действительности, при правильном учете спиновых

* На рис. 22 изображены кривые, вычисленные в V -модели.

** При изучении процесса $pp \rightarrow p(\pi\pi^+)$ на ускорителе ЦЕРНа [13] область $\cos \theta_t < -0,9$ исключалась условиями эксперимента.

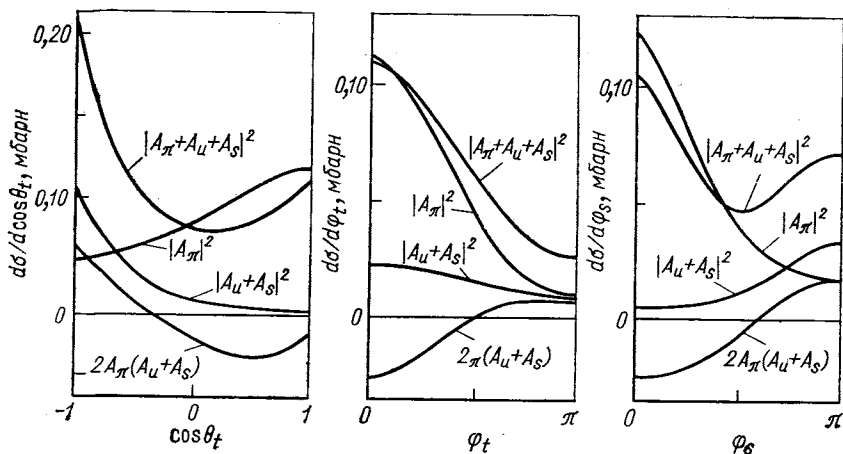


Рис. 22. Вклады π -, u - и s -диаграмм ДХД в угловые распределения [37]

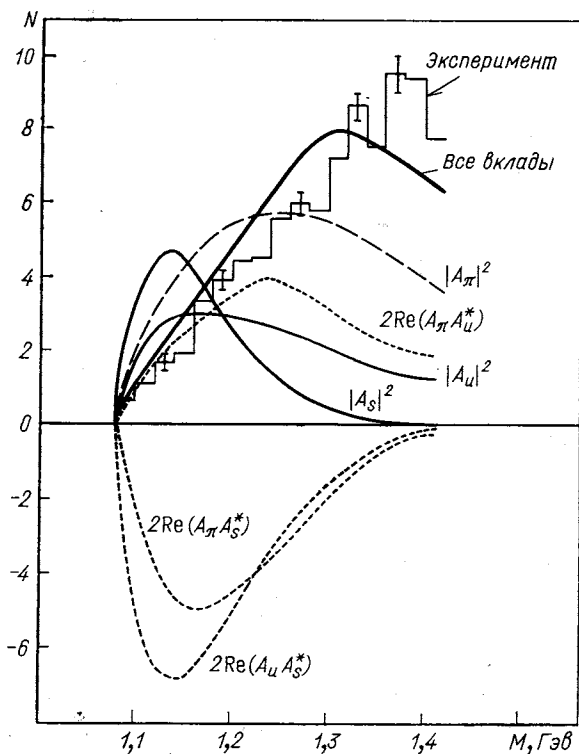


Рис. 23. Распределение по массе $(p\pi^-)$ -системы для процесса $pr \rightarrow (p\pi^-) p$ при $p = 60 \text{ Гэв}/c$ [15]

эффектов [15, 16, 34] пик скорее будет возникать при $\varphi \approx \pi$, как это видно из теоретической кривой [15]. Следует, однако, отме-

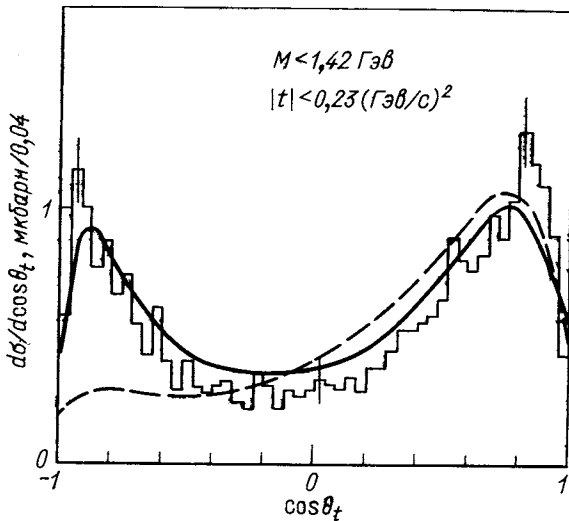


Рис. 24. Распределение по $\cos \theta_t$ для процесса $np \rightarrow (p\pi^-) p$ при $p = 60 \text{ ГэВ/c}$ [28]:
 ———— предсказание модели ДХД с учетом π - и N -обменов; - - - с учетом π -обмена; гистограмма — экспериментальные данные

тить, что угловые распределения в рассматриваемой модели (учета всех трех диаграмм) очень сильно зависят от поведения нуклонных форм-факторов вне массовой оболочки. В такой ситуации очень важно разрешить указанное противоречие между экспериментальными данными.

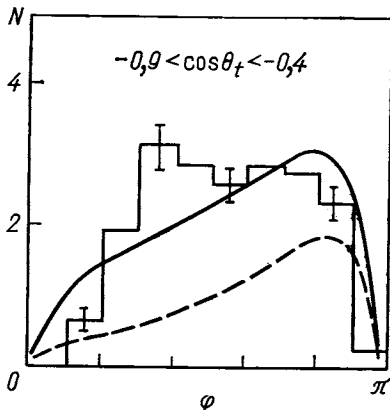


Рис. 25. Распределение по φ для процесса $np \rightarrow (p\pi^-) p$
 Обозначения те же, что на рис. 24

Обратимся теперь к распределениям по t . На рис. 26 экспериментальные данные [14] для $d\sigma/dt$ для разных областей по $\cos \theta_t$ сравниваются с теоретическими кривыми, полученными в рамках модели [37], которая подробно обсуждалась выше. Прежде всего видно, что модель не в состоянии описать изменения наклона (дип²) в области $|t| \approx 0,2 \text{ (ГэВ/c)}^2$, которые явно наблюдаются в экспериментальных данных для всех углов (см. рис. 26, а) и особенно ярко выражены при $|\cos \theta_t| < 0,3$ (см. рис. 26, б).

Эта проблема подробно рассматривается в следующем разделе,

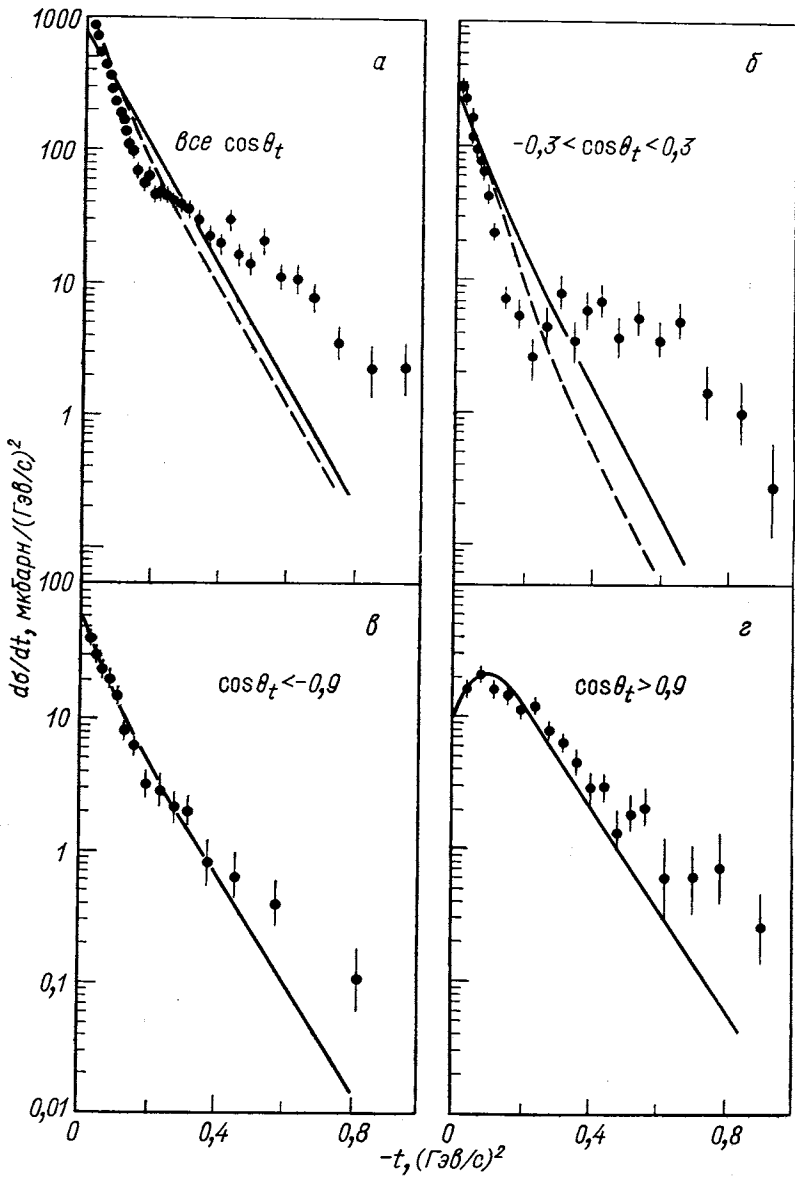


Рис. 26. Дифференциальное сечение процесса $p\pi^- \rightarrow (p\pi^-)p$ для разных областей $\cos \theta_t$.

Кривые — результаты расчетов в модели ДХД с учетом трех диаграмм [37]:
 — А-модель; — В-модель. Экспериментальные данные — из [14]

где показано, что для ее решения необходимо учитывать абсорбтивные поправки [5, 23, 39]. Однако при $\cos \theta_t < -0,9$ и $\cos \theta_t > 0,9$ экспериментальные данные описываются моделью хорошо. Дип вперед в $d\sigma/dt$ (при $\cos \theta_t > 0,9$) свидетельствует в пользу обмена обычным (нереджезованным) π -мезоном в модели ДХД [18, 34].

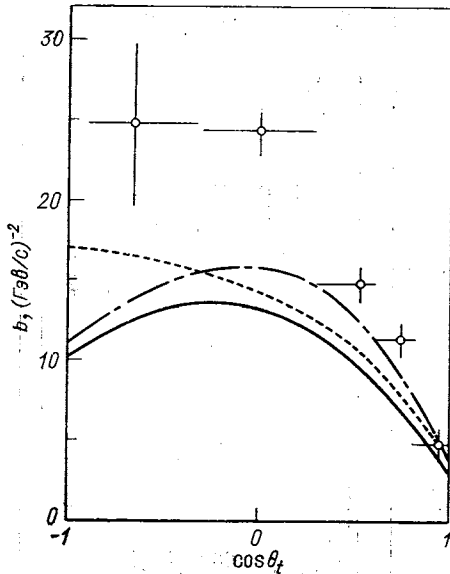


Рис. 27. Параметр наклона дифференциального сечения процесса $pp \rightarrow p(\pi^+)$ при $\sqrt{s} = 45 \text{ Гэв}$ в зависимости от $\cos \theta_t$. Кривые — результаты расчетов в модели ДХД [37]: — А-модель; - - - В-модель; - · - · - π -обменная модель ДХД. Экспериментальные данные — из [13]

метра наклона при малых массах возбужденной системы [35]. Из рис. 28 видно, что В-модель лучше описывает экспериментальные данные, чем А-модель.

Таким образом, сравнение модели, в которой учитываются все диаграммы (см. рис. 17), с экспериментальными данными для ДД нуклонов показывает, что согласие теоретических расчетов с экспериментом улучшается. При этом необходимо правильное рассмотрение спиновых эффектов. Особенно это касается угловых распределений $d\sigma/d \cos \theta_t d\phi_t$. Поскольку вклады нуклонных диаграмм (u - и s -диаграмм) взаимно сокращаются, угловые распределения существенно зависят от параметризации нуклонных обменов, в частности от поведения форм-факторов вне массовой поверхности [37]. Отметим, что теоретические значения сечения в рассмотренной здесь модели в 2—3 раза больше экспериментальных значений [33, 37].

Описание экспериментальных данных [13] для параметра наклона дифракционного конуса как функции $\cos \theta_t$ и M показано на рис. 27 и 28. Модель хорошо описывает экспериментальные данные при $\cos \theta_t \geq 0,4$. При $\cos \theta_t \approx 0$, как отмечалось выше, необходим учет других механизмов. Корреляция параметра наклона и массы возбужденной частицы хорошо описывается моделью (см. рис. 28). Такая корреляция объясняется простой π -обменной моделью ДХД (см. предыдущий раздел). Учет нуклонных обменов приводит к увеличению пара-

Дуальная реджезованная модель ДХД. Важность интерференционных эффектов при учете трех диаграмм (см. рис. 17) в модели ДХД уже отмечалась выше. Одним из проявлений интерференции вкладов этих диаграмм является сильная корреляция между параметром наклона сечения ДД и массой возбужденной системы [35]. На самом деле в эксперименте такая корреляция оказалась более сложным явлением: параметр наклона b зависит не только от массы M , но и от косинуса угла распада $\cos \theta_t$ [13, 14, 28]. Дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ имеет заметную структуру по t не только в определенной области по M , но и по $\cos \theta_t$ [14]. Объяснение этого явления, основанное на взаимном сокращении вкладов диаграмм с нуклонным обменом, было дано в работе [40].

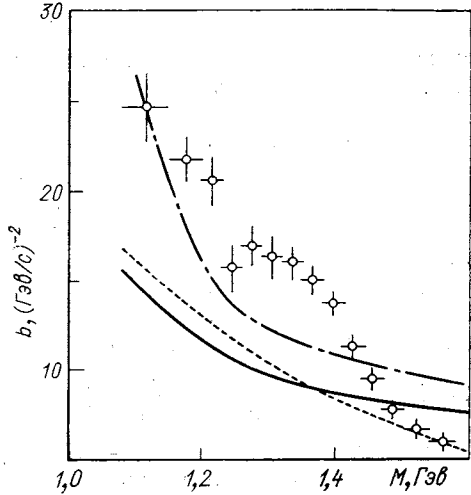


Рис. 28. Параметр наклона дифференциального сечения процесса $pp \rightarrow p(\pi\pi^+)$ при $\sqrt{s} = 45$ Гэв в зависимости от массы $(\pi\pi^+)$ -системы.

Обозначения те же, что на рис. 27

Нам уже известно, что точное сокращение вкладов диаграмм с нуклонным обменом (см. рис. 17, б и в) в случае нуклонной ДД происходит на пороге $[s_2 = (m + \mu)^2]$ и при $t = 0$. Однако при $t \neq 0$ и в случае, например, разной зависимости вкладов трех диаграмм от t между ними возникает лишь частичное сокращение*, которое можно использовать для объяснения структуры по t в $d\sigma/dt$. Записывая вклады трех диаграмм ДХД (см. рис. 17) в более симметричном виде, чем это делалось раньше [см. выражения (14) — (20)]:

$$A = A_u + A_\pi + A_s = ig \left\{ \frac{\tilde{s}\sigma_{2a} \exp(B_{2a}t/2)}{u - m_2^2} + \frac{s_1\sigma_{3a} \exp(B_{3a}t/2)}{t_1 - m_3^2} + \frac{(s_1 + \tilde{s})\sigma_{ba} \exp(B_{ba}t/2)}{s_2 - m_b^2} \right\}, \quad (22)$$

можно получить уравнения для положения дипа в амплитуде A . Для этого надо положить равными нулю коэффициенты при

* В работе [40] спины нуклонов не учитывались.

\tilde{s} и s_1 (предполагая, что $s \approx s_1 + \tilde{s}$):

$$\left. \begin{aligned} Z_{su} &= A_{2a}(s_2 - m_b^2) + A_{ba}(u - m_2^2) = 0; \\ Z_{st} &= A_{3a}(s_2 - m_b^2) + A_{ba}(t_1 - m_2^2) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где $A_{ia} = \sigma_{ia} \exp(B_{ia}t/2)$, $i = b, 3, 2$, — амплитуды упругого ia -рассеяния. Поскольку инвариантные переменные, входящие в (23), связаны соотношением (13), а $t_1 = k_1 - k_2 \cos \theta_t$, то уравнения (23) дают корреляции между тремя переменными M , $\cos \theta_t$ и t . Положение нуля амплитуды A на плоскости $\cos \theta_t - M$ дается кривой: $\cos \theta_t = f(t)$, $M = f(t)$. Этим объясняется структура в $d\sigma/dt$ при некоторых M и $\cos \theta_t$. Далее, амплитуда (22) записывается в дуальной форме при сохранении рассмотренных интерференционных свойств составляющих ее членов. Это достигается заменой в (22) выражений при s и s_1 амплитудами Венециано, помноженными соответственно на Z_{su} и Z_{st} *. Дуальная реджезоновая амплитуда A имеет следующий вид:

$$A = ig \left\{ \tilde{s} Z_{su} \frac{\Gamma(-\alpha_s) \Gamma(-\alpha_u)}{\Gamma(1-\alpha_s-\alpha_u)} + s_1 Z_{st} \frac{\Gamma(-\alpha_s) \Gamma(-\alpha_t)}{\Gamma(1-\alpha_s-\alpha_t)} \right\}, \quad (24)$$

где $\alpha_s = s_2 - m_b^2$; $\alpha_t = t_1 - m_2^2$; $\alpha_u = u - m_2^2$. Эта амплитуда имеет редже-поведение во всех трех каналах, резонансы в системе ($b^*\pi$) и нуль амплитуды (22), который определяется уравнениями (23) **.

Амплитуда (24) использовалась в работе [40] для описания экспериментальных данных нуклонной ДД. При этом с помощью параметра $\gamma = 0,3$ Гэв учитывалась ширина резонансов на траектории $\alpha_s : \alpha_s = \alpha_N(s_2) = s_2 - m^2 + i\gamma \sqrt{s_2 - (m + \mu)^2}$, и использовались следующие значения параметров, входящих в Z_{su} и Z_{st} : $\sigma_{\pi N} = 25$ мбарн, $\sigma_{2N} = 30$ мбарн, $\sigma_{bN} = 40$ мбарн, $B_{\pi N} = 10$ Гэв⁻², $B_{2N} = B_{bN} = 9$ Гэв⁻². Модель хорошо описывает распределение по массе, правильно передавая структуру резонансных пиков, а также структуру дифференциального сечения, изображенного на рис. 29. Предсказания дуальной резонансной параметризации (24) показаны на этом рисунке (и далее) пунктирными кривыми, а сплошные кривые — это предсказания модели с использованием асимптотического приближения для амплитуды (24), когда в ней функции Венециано заменяются их реджевскими пределами. Естественно, что при таком описании $d\sigma/dt$ (при $M < 1,4$ Гэв) модель хорошо описывает зависимость параметра наклона от M . Специфической проверкой модели является описание усредненных значений сферических функций

* Здесь мы опускаем обсуждение проблем реджезации обменов в диаграммах ДХД, которое можно найти также в более ранних работах [41].

** Конечно, она наследует и все слабые стороны амплитуды Венециано, в частности, неправильный спектр масс нуклонных резонансов.

$\langle Y_{LM_z}(\theta_s, \varphi_s) \rangle$, пропорциональных интерференции амплитуд с $n = 0$ и $n = 1$ (n — изменение общей спиральности). Для абсорбтивной модели описание $\langle Y_{11} \rangle$ представляет известную трудность, поскольку она предсказывает, что эта функция равна нулю при

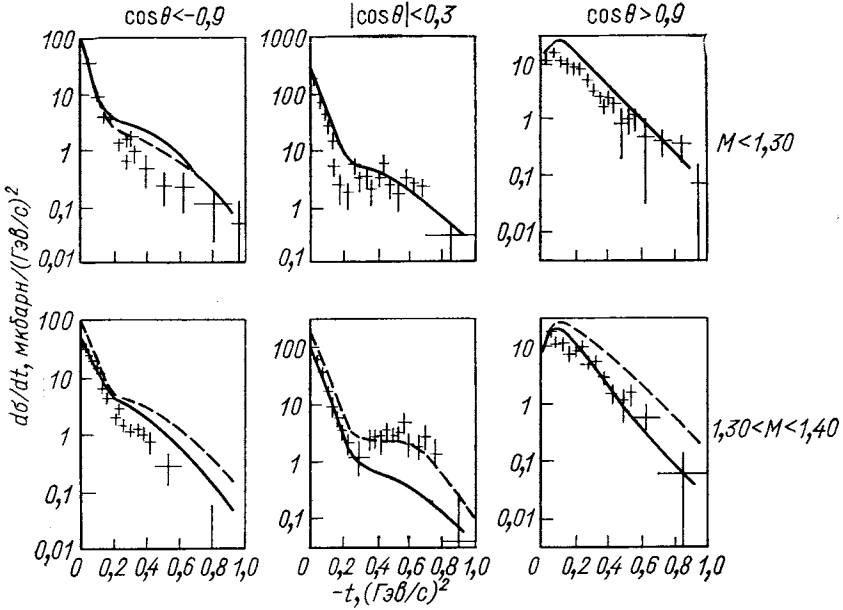


Рис. 29. Дифференциальные сечения процесса $np \rightarrow (p\pi^-) p$ для разных областей $\cos \theta_i$ и M :
 — теоретические кривые — предсказания дуальной модели ДХД [30], экспериментальные данные — из [14]

$|t| \approx 0,2 \text{ Гэв}^2$, тогда как такого нуля нет в экспериментальных данных [17]. На рис. 30 изображены функции $\langle Y_{LM_z} \rangle$, описываемые дуальной моделью. В соответствии с экспериментальными данными вычисленная функция $\langle Y_{11} \rangle$ не меняет знака. Хуже обстоит дело с описанием угловых распределений по $\cos \theta_s, \varphi_s, \varphi_i$ и $\cos \theta_i$.

В заключение этого раздела упомянем еще о работе [36], в которой обсуждается возможность объяснения экспериментального пика при $\cos \theta_i = -1$ и $\varphi = 0$ [14]. Автор предлагает использовать нековариантную формулировку теории возмущения при описании нуклонных пропагаторов в модели ДХД* в духе

* Еще раньше подобный подход при описании ДХД был использован Пампилином [42].

партоновой модели. При этом оказывается, что подходящим выбором параметров удается воспроизвести пик при $\cos \theta_t = -1$,

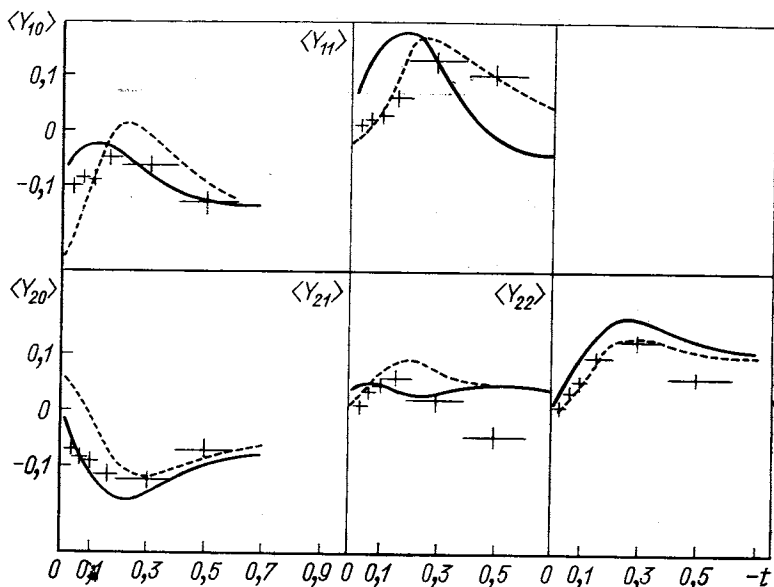


Рис. 30. Описание функций $\langle Y_{LMz}(\theta_s \varphi_s) \rangle$ в дуальной модели ДХД [30]:
 экспериментальные данные — из [17]

$\varphi = 0$ за счет вкладов нуклонных обменов даже при учете спина. Мы еще раз хотим подчеркнуть важность однозначного вывода о наличии этого пика в экспериментальных данных.

3. АБСОРБИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В первоначальной формулировке модели ДХД не учитывались ограничения, связанные с унитарностью. Ниже будет видно, что учет этих ограничений важен и требует существенной модификации исходной амплитуды. В рассматриваемом случае больших s и малых $s_2 = M^2$ явления, происходящие в s - и s_2 -каналах, имеют различный характер. В s -канале существенны многочастичные процессы, приводящие к сильному поглощению центральных парциальных волн. Мы будем учитывать ограничения унитарности в s -канале с помощью абсорбтивной модели подобно тому, как это делается в бинарных процессах. В s_2 -канале важны мало-частичные вклады, пороговые эффекты и резонансные взаимодей-

ствия и для учета унитарности могут быть использованы методы, развитые в теории взаимодействия в конечном состоянии. Эти вопросы будут рассмотрены в следующем разделе.

В абсорбтивной модели [43] унитарность приближенно учитывается с помощью S -матрицы упругого рассеяния частиц в начальном (S_i) или конечном (S_f) состояниях. В модели ДХД после распада $b \rightarrow \pi 2$ пион рассеивается на частице a (см. рис. 2), причем соответствующая амплитуда — это полная амплитуда упругого πa -рассеяния с учетом всех абсорбтивных поправок. Поэтому при обсуждении взаимодействия в конечном состоянии следует помнить, что взаимодействие π -мезона с частицей a ($\equiv I$) уже учтено. В дальнейшем будем использовать следующее приближение [5]. Будем рассматривать дифракционно возбужденную систему ($2\bar{3}$) как «квазичастицу», которая дифракционно перерассеивается на частице I (рис. 31), и относительно этого перерассеяния предположим, что спин возбужденной системы не меняется в процессе рассеяния и s -канальная спиральность возбужденной систе-

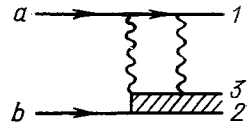


Рис. 31. Диаграмма для процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + I$ с перерассеянием в конечном состоянии



Рис. 32. Диаграммы для процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + I$ с учетом неупругих промежуточных состояний в условии унитарности

мы сохраняется (при перерассеянии). Возможным изменением массы M в процессе перерассеяния также будем пренебрегать. Тогда $S_i = S_f$.

При этом, как легко видеть, абсорбтивные поправки, связанные с перерассеянием в двухчастичных каналах s_1 и s , уже эффективно учтены. В самом деле абсорбция от взаимодействия π с частицей I (канал s_1), как уже отмечалось, учтена в полной πa -амплитуде, а взаимодействие частиц 2 и I (канал s) учтено в S_f . Кроме показанных на рис. 31 упругих (эйконольных) промежуточных состояний в условии унитарности вносят вклад также неупругие дифракционные промежуточные состояния типа изображенных графически на рис. 32. Такие вклады должны приводить к усилению абсорбтивных эффектов и могут быть учтены феноменологически подобно тому, как это делается при описании бинарных процессов [43, 44], с помощью коэффициента усиления λ : $\sigma \rightarrow \lambda \sigma$. Таким образом, амплитуда процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + I$

с учетом абсорбтивных поправок может быть записана в представлении прицельных параметров (ППП) в следующем виде:

$$T^n(\rho) = T_0^n(\rho) S^{\text{эф}}(\rho), \quad (25)$$

где n — полное изменение спиральности в s -канале; T_0 — исходная амплитуда без абсорбтивных поправок;

$$S^{\text{эф}}(\rho) = 1 + (i/4\pi) T_{e1}^{\text{эф}}(\rho) = 1 - (\lambda\sigma/4\pi b) \exp(-\rho^2/2b) \quad (26)$$

— эффективная S -матрица, описывающая дифракционное (упругое и неупругое) перерассеяние в начальном и конечном состояниях, а σ и b — полное сечение и параметр наклона дифракционного конуса ba -рассеяния.

Строго говоря, простое выражение (26) для $S^{\text{эф}}$ оказывается неадекватным в бинарных реакциях, и необходимо учитывать более сложную форму померона [43], в частности требование перекрестной симметрии и периферичность вклада неупругой дифракции. Однако проявления этого отличия довольно тонкие, связаны главным образом с фазой амплитуды и важны при описании экспериментальных данных типа поляризационных. Уровень экспериментальных данных для неупругих дифракционных процессов пока не достиг уровня бинарных процессов и для наших целей нет необходимости в уточнении выражения (26).

Очевидно, что феноменологический параметр λ , учитывающий усиление абсорбций за счет вкладов неупругой дифракции, должен иметь значение $\lambda \approx 1 + \sigma_D/\sigma_{e1}$ [44], где σ_D — сечение, включающее единичную ДД обеих частиц и двойную ДД. Например, по некоторым оценкам, для NN -взаимодействия $\lambda \approx 1,2$ [45]; в области лабораторных импульсов $p = 10 \div 10^3$ Гэв/с отношение $\sigma_D/\sigma_{e1} \approx 1$ и $\lambda \approx 2$. Мы будем считать λ феноменологическим параметром, значение которого лежит в области $1,2 < \lambda < 2$.

Следует иметь в виду, что, как всегда в абсорбтивной модели, сопоставление графика рис. 31 с абсорбтивными поправками при высоких энергиях лишь формальное. Подобный (планарный) граф при высоких энергиях дает исчезающий в главном порядке по s вклад. В действительности, конечно, абсорбтивные поправки связаны с непланарными диаграммами, которым на мультипериферическом (или партонном) языке соответствуют перекрывающиеся лесенки. В этой связи сделаем следующее замечание. В работе [39] было высказано утверждение, что абсорбция с участием налетающей частицы в начальном состоянии несутворственна при высоких энергиях, поскольку диссоциация $b \rightarrow \pi 2$ происходит в л. с. задолго до того, как возбужденная система ($\pi 2$) провзаимодействует с частицей (время жизни возбужденного состояния пропорционально $\gamma = E_b/m$). Однако в действительности налетающая частица может сначала испустить партоны, а затем испытать раз-

вал на $\pi/2$. Так что партоны, испущенные налетающей частицей и продуктами диссоциации (перекрывающиеся лесенки), осуществят взаимодействие с мишенью почти одновременно (характерные времена для образования лесенки и распада одного порядка E_b/m).

Второе замечание относится к работе [45], в которой обсуждается возможность учета абсорбтивных поправок на взаимодействие частиц $2I$ в конечном состоянии в дополнение к тем, которые были учтены во взаимодействии системы (23) с частицей I . Такой учет кажется излишним (он ведет к «переучету») в силу того, что абсорбция учитывается с помощью полной амплитуды.

π -Обменная модель ДХД с абсорбцией и ее свойства. Здесь мы получим явное аналитическое выражение для π -обменной амплитуды ДХД с учетом абсорбции и используем его для описания процесса нуклонной ДД. Для большей простоты и наглядности изложения мы пренебрегаем спинами нуклонов. В таком случае процесс $NN \rightarrow \pi NN$ описывается одной амплитудой $T_0(s, t, M, s_1, t_1)$.

Существенная t_1 -зависимость, возникающая от спинов нуклонов в нижнем блоке диаграммы ДХД (см. рис. 2), учитывается в амплитуде T_0 фактором $\sqrt{-t_1}$ [5]. Сделаем еще одно приближение, которое позволяет провести вычисление абсорбтивных поправок аналитически. Это приближение состоит в замене выражения $\sqrt{-t_1}/(\mu^2 - t_1)$ в амплитуде T_0 двухэкспоненциальной формой

$$\sqrt{-t_1}/(\mu^2 - t_1) = C \sum_{i=1, 2} (-1)^{i+1} \exp(d_i t_1/2). \quad (27)$$

Такая замена фактически не вносит неизвестных параметров, так как C и d_i ($i = 1, 2$) могут быть однозначно найдены подгонкой к левой части (27) в заданном интервале t_1 . Так, в интервале $0 \leq |t_1| \leq 1$ ($\text{Гэв}/c$)² мы нашли: $C \approx 4 \text{ Гэв}^{-1}$, $d_1 = 5 \text{ Гэв}^{-2}$, $d_2 = 65 \text{ Гэв}^{-2}$. Сравнение левой и правой частей (27) при этих значениях параметров показано на рис. 33. Выражение (27) позволяет вычислить абсорбтивную амплитуду явно и в то же время вполне удовлетворительно описывает t_1 -зависимость в интересующей нас области кинематических переменных.

В дальнейшем T_0 будет обозначать амплитуду

$$T_0 = A \exp(Bt/2) \sum_{i=1, 2} (-1)^{i+1} \exp(d_i t_1/2), \quad (28)$$

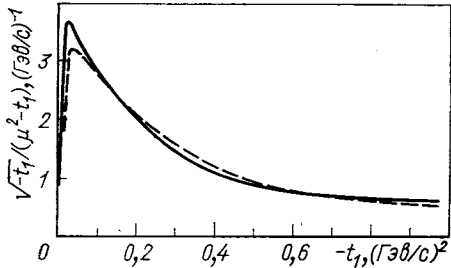


Рис. 33. Функция $\sqrt{-t_1}/(\mu^2 - t_1)$ (сплошная кривая) и приближение ее двумя экспонентами (пунктир)

где $A = A_0 \sigma_{\pi N s_1} \sqrt{q/Ms^2}$; $A_0 = C[G_r^2/(32\pi^3 4\pi)]^{1/2}$, а $\sigma_{\pi N}$ и B — полное сечение и параметр наклона дифракционного конуса πN -рассеяния. Спиральные амплитуды T_0^n , которые описывают рождение (πN)-системы с изменением s -канальной спиральности, равным n , определяются следующим образом:

$$T_0^n(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-in\psi) T_0(\psi, k) d\psi, \quad (29)$$

где ψ — угол между плоскостями \mathbf{q}_1 , \mathbf{q}_3 и \mathbf{q}_2 , \mathbf{p}_a , а $\mathbf{k}^2 \approx -t$. Используя для абсорбтивной амплитуды $T^n(k)$ общую формулу преобразования к ППП

$$T^n(k) = \int_0^\infty \rho d\rho T^n(\rho) J_n(\rho k), \quad (30)$$

и выражения (25) и (26) для $T^n(\rho)$, получаем [5]:

$$T^n(k) = T_0^n(k) - \delta T^n(k), \quad (31)$$

где

$$\delta T^n(k)_2^* \equiv \frac{\lambda\sigma}{4\pi} \exp(-bk^2/2) \int_0^\infty k' dk' T^n(k') \exp[-b(k')^2/2] I_n(k'kb), \quad (32)$$

а σ и b — полное сечение и параметр наклона дифракционного конуса NN -рассеяния. Подставляя в последнюю формулу выражение для $T_0^n(k)$, полученное с помощью преобразования (29) из амплитуды (28), будем иметь

$$\delta T^n(k) = \sum_{i=1,2} (-1)^{i+1} \frac{\lambda\sigma A'_i}{4\pi(B'_i+b)} \exp\left[\frac{(c')^2 - k^2 B'_i b}{2(B'_i+b)}\right] \times \\ \times I_n\left(\frac{c'_i b k}{B'_i+b}\right). \quad (33)$$

Здесь I_n — модифицированная функция Бесселя; $A'_i = A \exp(d_i l_1/2)$; $B'_i = B + d_i l_2$; $c'_i = d_i a/2$, а l_1 , l_2 и a следующим образом выражаются через импульсы и угол ξ между \mathbf{q}_2 и \mathbf{q}_1 в общей с. п. м. ($\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b = 0$):

$$l_1 \equiv m_2^2 + m_b^2 - 2q_{20} p_{b0} - l_2 (m_1^2 + m_a^2 - 2p_{a0} q_{10});$$

$$l_2 \equiv -(q_2/q_1) \cos \xi; \quad a \equiv (2q_2 p_b/q_1) \sin \xi.$$

Соответствующее выражение для абсорбтивной амплитуды в ППП имеет вид:

$$T^n(\rho) = \sum_{i=1,2} (-1)^{i+1} D_i J_n(c'_i \rho/B'_i) \{ \exp(-\rho^2/2B'_i) - \\ - (\lambda\sigma/4\pi b) \exp[-\rho^2(B'_i+b)/2B'_i b] \}, \quad (34)$$

где $D_i \equiv (A_i/B_i) \exp [(c_i')^2/2B_i]$. Используя соотношение

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(x) \exp(in\psi) = \exp(x \cos \psi),$$

можно просуммировать все спиральные амплитуды $T^n(k)$ и получить окончательное выражение для полной амплитуды дифракционной диссоциации $N \rightarrow \pi N$ с учетом абсорбции:

$$T = T_0 - \delta T = T_0 - \sum_{i=1, 2} (-1)^{i+1} [\lambda \sigma A / 4\pi (B_i' + b)] \times \\ \times \exp \{ [b(Bt + d_i t_1) + d_i (B_i' l_1 + d_i^2 a^2 / 4)] / 2 (B_i' + b) \}. \quad (35)$$

Дифференциальное сечение выражается через T следующим образом:

$$d\sigma/dt dM^2 ds_1 dt_1 = |T(s, t, M, s_1, t_1)|^2. \quad (36)$$

Как уже отмечалось выше, параметры, входящие в амплитуду T (35), могут быть полностью определены из анализа двухчастичных процессов. Мы пренебрегаем слабой зависимостью от

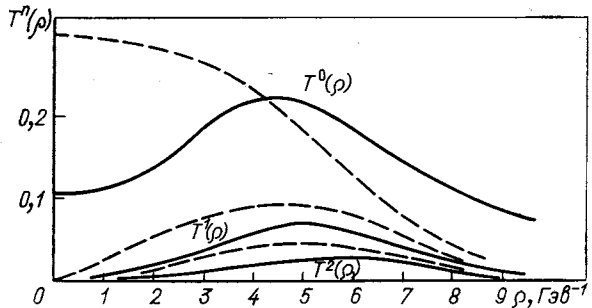


Рис. 34. Парциальные амплитуды в представлении прицельного параметра: — в π -обменной модели ДХД с абсорбцией, - - - без абсорбции

энергии величин σ , b и B , полагая в дальнейшем $\sigma = 40$ мбарн, $b = 11$ Гэв⁻², $B = 8$ Гэв⁻². Зависимость от s_1 определяется выражением [46]:

$$\sigma_{\pi N}(s_1) = 10,6 + 1,8 \ln s_1 + 35s_1^{-0,43}.$$

Таким образом, амплитуда (35) практически не содержит свободных параметров и результаты расчетов, приведенные ниже, носят характер предсказаний модели. Допустимый произвол связан с абсолютной нормировкой сечения и величиной λ (в указанных выше пределах).

Переходы с различными n. На рис. 34 изображены спиральные амплитуды в ППП $T^n(\rho)$, вычисленные по формуле (34) с указанными выше значениями параметров при $\lambda = 1$ для различных $n = 0, 1, 2$. Пунктиром показаны соответствующие кривые без

учета абсорбции ($\lambda = 0$). Видно, что абсорбция превращает основную s -волну из центральной в периферическую. Величина $T(\rho)$ интегрально уменьшается приблизительно в два раза. Периферич-

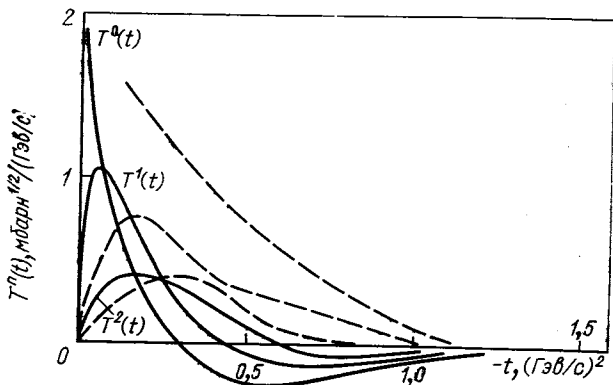


Рис. 35. Парциальные амплитуды $T^n(t)$ Обозначения те же, что на рис. 34

ность амплитуд с $n \neq 0$ увеличивается за счет абсорбции. Профили амплитуд для различных n близки. Различие возникает из-за фактора $J_n(c_i \rho/B_i)$ и проявляется главным образом при

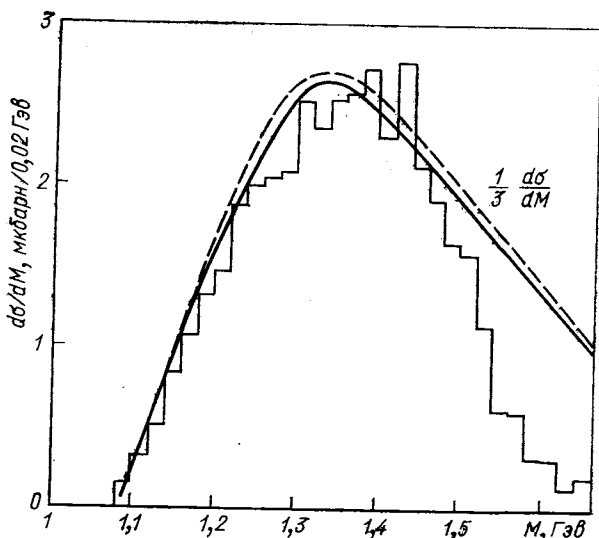


Рис. 36. Распределение по массе (pL^-) -системы для процесса $p\pi^- \rightarrow (pL^-)p$:
 — — — предсказания π -обменной модели ДХД с абсорбцией ($\lambda = 1$);
 - - - без абсорбции, экспериментальные данные из [28]

малых ($\rho \rightarrow 0$) и больших ρ . Кривые для $T^n(t)$ показаны на рис. 35. Видно, что основная s -волна имеет дифракционный минимум при $|t| = 0,26 (\text{Гэв}/\text{с})^2$, а высшие волны — при больших $|t|$. Эффект абсорбции уменьшается с ростом n [5].

Распределение по массе M . Сравнение теоретических кривых для $d\sigma/dM$ с экспериментальными данными [28] при $p = 60 \text{ Гэв/с}$ и $|t| \leq 0,2 (\text{Гэв/с})^2$ показано на рис. 36. Хорошо видно, что при учете абсорбции абсолютная величина распределения уменьшается приблизительно в три раза. Абсорбция различным образом влияет на форму спектра масс при разных значениях t . Так, при $t \approx 0$ форма распределения практически не меняется

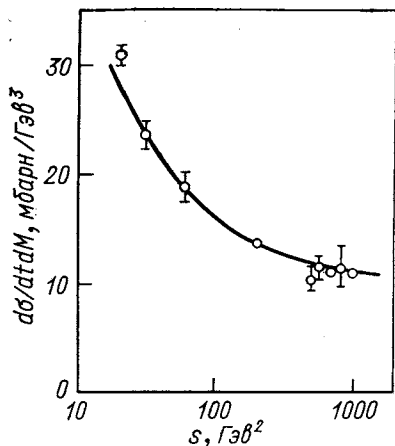


Рис. 37. Энергетическая зависимость $d\sigma/dtdM$ для нуклонной ДД при фиксированных значениях t и M [47]

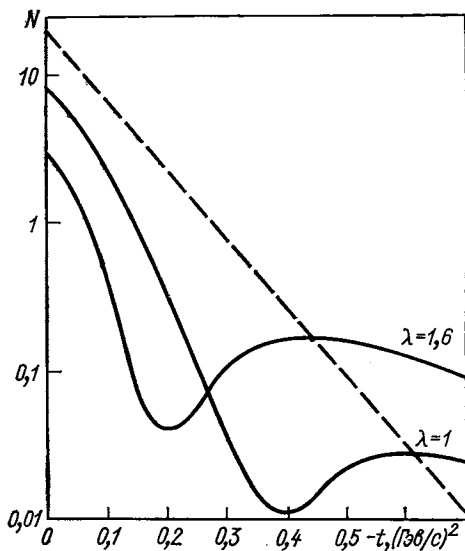


Рис. 38. Дифференциальное сечение $d\sigma/dtdM^2$ в π -обменной модели ДХД с абсорбцией (сплошные кривые) и без абсорбции (пунктир)

при учете абсорбции. При ббльших $|t|$ [$|t| \leq 0,2 (\text{Гэв/с})^2$] максимум в распределении по M смещается к ббльшим M . Величина параметра абсорбции λ слабо влияет на форму $d\sigma/dM$. Следует отметить, что положение максимума распределения по массе чувствительно к d_1 . При увеличении d_1 максимум сдвигается в сторону меньших масс.

Энергетическая зависимость сечения. Энергетическая зависимость сечения ДД $N \rightarrow \pi N$ связана в основном с зависимостью от s_1 , поскольку

$$s_1 = A(s, M) + B(s, M, t) \cos \theta_t + C(s, M, t) \sin \theta_t \cos \varphi_t.$$

Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными для $d\sigma/dtdM$ при $t = -0,04 (\text{Гэв/с})^2$ и $M = 1,4 \text{ Гэв}$ показано на рис. 37. При вычислении использовалась приближенная фор-

мула, связывающая s_1 и s на пороге [47]:

$$s_1 = s\mu / (m + \mu).$$

Теоретическая кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Распределение по t . На рис. 38 показаны теоретические кривые $d\sigma/dt dM^2$ как функции t , вычисленные для $M = 1,2 \text{ Гэв}$, $s = 120 \text{ Гэв}^2$ и $\lambda = 1$ и $1,6$. Видно, что абсорбция приводит к дифракционному минимуму (который наблюдался в поведении спиральных амплитуд на рис. 35) при возбуждении малых масс *. Положение минимума существенно зависит от параметра λ : при $\lambda = 1$ минимум находится при $|t| \approx 0,4 (\text{Гэв}/c)^2$, а при $\lambda = 1,6$ — при

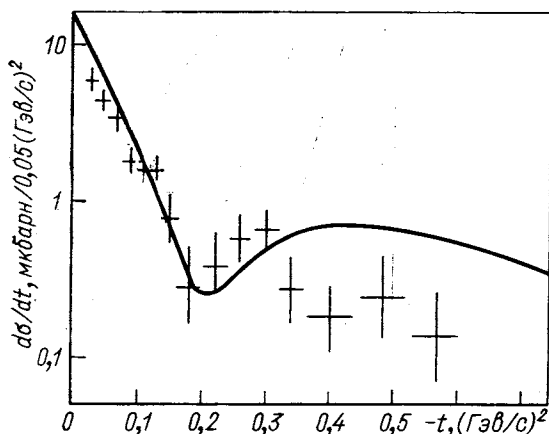


Рис. 39. Дифференциальное сечение для процесса $pp \rightarrow (n\pi^+)_p$ при $p = 19 \text{ Гэв}/c$ в π -обменной модели ДХД с абсорбцией

$|t| \approx 0,2 (\text{Гэв}/c)^2$. (Это может служить дополнительным критерием выбора величины λ .) Сравнение теоретических кривых, вычисленных при $\lambda = 1,6$ и $1,2 \leq M \leq 1,3 \text{ Гэв}$, с экспериментальными данными при $p = 19 \text{ Гэв}/c$ [20] и $\sqrt{s} = 45 \text{ Гэв}$ [13] показано на рис. 39 и 40. Видно, что в области малых $|t|$ экспериментальные распределения описываются хорошо, а при больших $|t|$ (за минимумом) теоретические значения несколько выше экспериментальных. Однако важно подчеркнуть, что положение минимума, предсказываемое абсорбтивной моделью с усилением ($\lambda \neq 1$) очень хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым, тогда как без усиления абсорбция минимум сдвинут к большим $|t| \approx 0,3 \div 0,4 (\text{Гэв}/c)^2$ [5, 23, 39].

* Учет спиновых эффектов может привести к частичному заполнению этого минимума (см. обсуждение в конце этого раздела).

Корреляция наклона и массы. Учет абсорбции, который приводит к появлению дифракционного минимума существенно меняет характер t -зависимости дифференциального сечения, которое уже не описывается простой экспонентой. Тем не менее для выявления

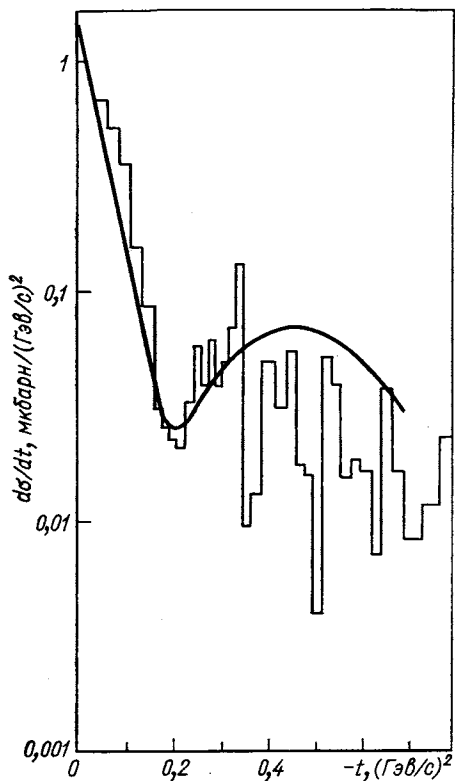


Рис. 40. Дифференциальное сечение для процесса $pp \rightarrow p$ ($n\pi^+$) при $\sqrt{s} = 45$ Гэв в π -обменной модели ДХД с абсорбцией. Экспериментальные данные из [13]

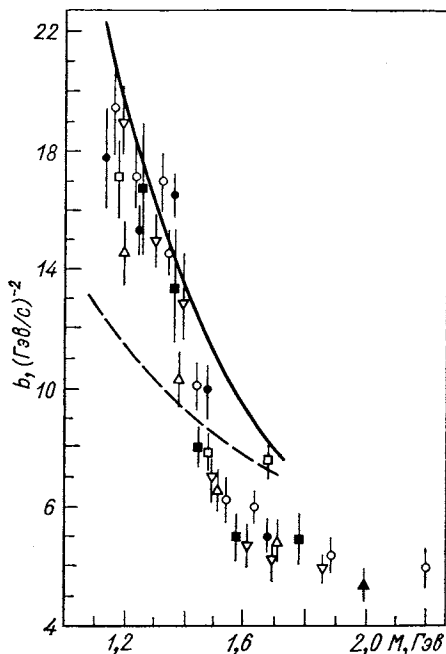


Рис. 41. Параметр наклона дифференциального сечения для процессов $pp \rightarrow (p\pi^-)p$ и $pp \rightarrow p$ ($n\pi^+$) в π -обменной модели ДХД с абсорбцией (сплошная кривая) и без абсорбции (пунктирная)

корреляций удобно ввести параметр наклона по формуле (2) и определить его следующим образом:

$$b(M) = [\ln(d\sigma/dt dM^2)|_{t'} - \ln(d\sigma/dt dM^2)|_{t''}] / (t' - t''), \quad (37)$$

где $t' = t_{\min} \approx 0,3$ ($\text{Гэв}/c$)², а $t'' = -0,1$ ($\text{Гэв}/c$)². Очевидно, появление минимума должно увеличить $b(M)$ при малых $|t|$ в амплитуде с абсорбцией по сравнению с амплитудой без абсорбции (см. рис. 38), что, как отмечалось в первом разделе, желательно

для согласия с экспериментом. Насколько это согласие улучшается при учете абсорбции, видно из рис. 41, на котором результаты расчетов при $\lambda = 1$ (сплошная кривая) сравниваются с экспериментальными данными

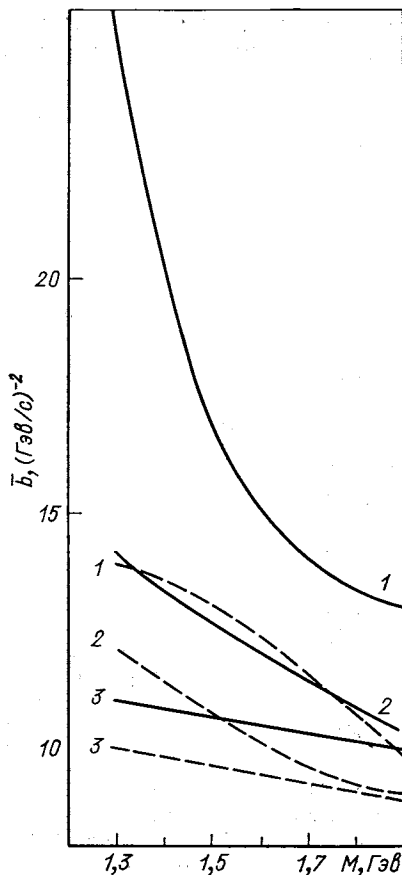


Рис. 42. Параметр наклона сечения $d\sigma/dtd M^2 ds_1 dt_1$ в π -обменной модели ДХД с абсорбцией при фиксированных значениях s_1 и t_1 :

$$\begin{aligned} & \text{---} \text{---} \text{---} s_1 = 30 \text{ Гэв}^2; \text{---} \text{---} \text{---} s_1 = \\ & = 50 \text{ Гэв}^2; 1 \text{ ---} |t_1| = 0,9 \text{ (Гэв/с)}^2; 2 \text{ ---} |t_1| = \\ & = 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2; 3 \text{ ---} |t_1| = 0,1 \text{ (Гэв/с)}^2 \end{aligned}$$

ванных t_1 и s_1 параметр b , определяющий t -зависимость матричного элемента, не меняется при изменении M . Используя для амплитуды $T(s, t, M, s_1, t_1)$ выражение (35), покажем, что это утверждение несправедливо и абсорбция действительно вводит

экспериментальными данными из разных работ (ссылки на которые можно найти в [28]).

В разд. 1 объяснялось, что в π -обменной модели ДХД кинематическая зависимость амплитуды от t и t_1 при получении $d\sigma/dtd M^2$ интегрированием по t_1 приводит к кинематическим корреляциям $b(M)$, тогда как из детального четырехмерного анализа [19] следует, что экспериментальные данные указывают на существование корреляций наклона и M даже при фиксированном t_1 (т. е. динамических корреляций).

В работе [5] было отмечено, что подобные динамические корреляции в амплитуде ДД могут возникать при учете абсорбтивных эффектов. Физическая причина этого явления заключается в том, что вклад высших спиральных состояний в сечение ДД растет с ростом M , а абсорбтивные эффекты уменьшаются с увеличением n (см. рис. 35). В противоположность этому в более поздних работах [23, 39] было высказано утверждение, что при четырехмерном анализе амплитуда ДХД с абсорбцией не содержит динамических корреляций, т. е. при фиксированных

динамические корреляции $b(M)$. Аналогично (37) определим и вычислим

$$\bar{b}(M, s_1, t_1) = \left[\ln \left(\frac{d\sigma}{dt dM^2 ds_1 dt_1} \right) \Big|_{t'} - \ln \left(\frac{d\sigma}{dt dM^2 ds_1 dt_1} \right) \Big|_{t''} \right] / (t' - t'')$$

при фиксированных s_1 и t_1 . Поведение \bar{b} в зависимости от M для различных значений s_1 и t_1 показано на рис. 42 ($\lambda = 1$). Видно, что при определенных значениях s_1 и t_1 имеют место сильные (динамические) корреляции $\bar{b}(M)$, они тем больше, чем больше $|t_1|$. Вполне возможно, что эти корреляции не исчерпывают всего эффекта динамических корреляций, найденного в четырехмерном анализе [19] (дополнительные корреляции могут быть обусловлены вкладами перекрестных диаграмм и резонансов), тем не менее они явно демонстрируют их возникновение при учете абсорбции. Полная корреляция параметра наклона сечения $d\sigma/dt dM^2$ и массы M (см. рис. 41) является результатом наложения кинематических и динамических корреляций модели ДХД с абсорбцией.

Модель ДХД с учетом трех диаграмм и абсорбции. Выше мы рассматривали абсорбтивные поправки в модели, учитывающей лишь диаграмму ДХД с π -мезонным обменом. Подобный учет

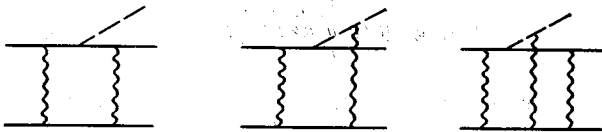


Рис. 43. Диаграммы, определяющие абсорбтивные поправки к u - и s -диаграммам ДХД

можно провести также и для перекрестных диаграмм. Однако, как было замечено в [48], абсорбтивные поправки к u - и s -канальным графикам должны в сильной степени сокращаться. В самом деле, абсорбтивные поправки к обоим графикам определяются одинаковыми диаграммами, изображенными на рис. 43, и в силу разных знаков вкладов исходных диаграмм (см. рис. 17, б, в) взаимно сокращаются. Таким образом, в данном подходе амплитуда ДД может быть представлена в виде π -мезонного вклада ДХД с абсорбцией и перекрестных вкладов без абсорбции. Эти аргументы подтверждаются также явными численными расчетами, проведенными в работе [16], где были учтены все три диаграммы (см. рис. 17) (причем π -обменная диаграмма с абсорбцией) и явно учитывались спины нуклонов. Модель не включает форм-факто-

ров и тем самым не содержит свободных параметров. Область применимости модели определяется отобранными диаграммами и соответствует $M < 1,4 \text{ Гэв}$ и $\cos \theta_t > -0,3$. На рис. 44 результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными ФНУЛ для процесса $np \rightarrow (p\pi^-) p$ при 200 Гэв/c [14]. Вклады отдельных диаграмм показаны на рис. 44, в. Отличительной особенностью модели является то, что диповая структура по t

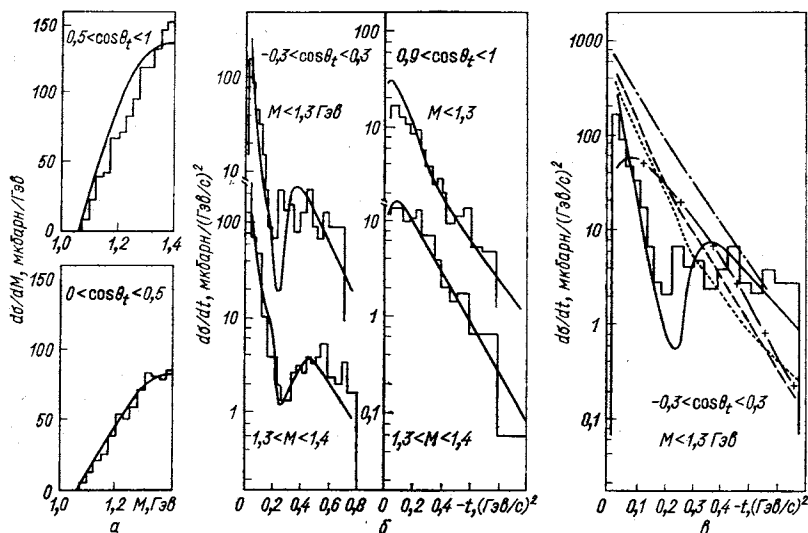


Рис. 44. Распределение по массе и дифференциальное сечение для процесса $np \rightarrow (p\pi^-) p$ при $p = 200 \text{ Гэв/c}$ [16]:

--- $|\pi|^2$; - - - $|\pi + u + s|^2$; . . . $|\pi + 2\pi I|^2$; - x - $|u + s|^2$;
 — $|\pi + u + s + 2\pi I|^2$; экспериментальные данные из [14]

не возникает в амплитуде $A_\pi + 2A_{\pi I}$, а связана с учетом трех диаграмм и абсорбции. Помимо распределений $d\sigma/dM$ и $d\sigma/dt$ модель хорошо описывает угловые распределения по $\cos \theta_t$ и φ_t и корреляции $b(M)$ и $b(\cos \theta_t)$.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Рассмотрим теперь ограничение унитарности в канале $s_2 = M^2$. Нас интересуют небольшие значения s_2 вблизи порога $(m + \mu)^2$. В этой области основной интерес представляет резонансное взаимодействие. Вопрос о роли резонансов в ДД важен по нескольким причинам. Уже многие годы идет полемика относительно того, резонансная ли природа пиков в спектре масс ДД или они связаны с механизмом ДХД, что важно для понимания динамики сильных

взаимодействий. Другая острая проблема заключается в том, что пики с $J^P = 1^+$ в 3π - и $K\pi\pi$ -системах являются единственными кандидатами в семейство 1^{++} -мезонов, которые предсказываются кварковой моделью. Если кирально-симметричные правила сумм [49], которые возникают в алгебре токов, насыщать только ρ -мезоном и мезоном с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{++}$, обозначаемым A_1 , то для его массы получается значение $m_{A_1} \approx 1100$ Мэв. Пик в спектре масс при 1100 Мэв, экспериментально обнаруженный в дифракционно рожденной системе трех π -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow (3\pi)^- p$ [12, 50, 51], в течение долгого времени рассматривался как рождение A_1 -мезона. Если A_1 -чистый резонанс Брейта — Вигнера, то фаза амплитуды рождения трех π -мезонов должна возрасти, проходя через 90° , при изменении массы возбужденной системы в резонансной области. Однако парциальный анализ показывает, что нет существенной вариации фазы в доминирующей ($J^P = 1^+$)-амплитуде, когда эта фаза измеряется относительно других парциальных волн [12, 50, 51]. Таким образом, природа пика в 3π -мезонной системе остается неясной. К этому можно еще добавить, что в таких зарядообменных реакциях, как $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \Delta^{++}$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n$ [52], A_1 -сигнал не наблюдался. А недавнее исследование спектральных правил сумм, упомянутых выше, показало [53], что они не могут быть насыщены ρ -мезоном и 1^+ -волной, извлеченной из дифракционно рожденной 3π -системы. Это означает, что усиление в состоянии 1^+ не является киральным партнером ρ и не может быть отождествлено с A_1 -мезоном.

Аналогичная ситуация имеет место для системы $K\pi\pi$, рожденной в реакции $K^P p \rightarrow K^\mp \pi^+ \pi^- p$, где наблюдаются резкий рост сечения около порога и быстрое падение при $M(K\pi\pi) \approx 1300$ Мэв в 1^+ -волне [54, 55]. Также нельзя сделать однозначного вывода о резонансном поведении фазы Q -усиления. Природа этого усиления вообще может оказаться более сложной, поскольку кварковая модель предсказывает два аксиально-векторных странных резонанса с $J^P = 1^+$ — аналогов A_1 - и B -мезонов — в области $M \approx 1,3 \div 1,4$ Гэв, которые могут смешиваться из-за общих каналов распада на $K\rho$ и $K^* \pi$. Эти предсказания как будто подтверждаются парциальным анализом системы $K^\pm \pi^+ \pi^-$ в реакции $K^\pm p \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- p$ при 13 Гэв [55]. Согласно этому анализу имеется указание на существование двух K^* -резонансов с $J^P = 1^+$, один из которых с $m \approx 1,3$ Гэв ($\Gamma = 150 \pm 70$ Мэв) распадается преимущественно на $K\rho$, а другой с $m \approx 1,4$ Гэв ($\Gamma \approx 142 \pm 15$ Мэв) — на $K^* \pi$.

Проблемы, возникающие в ДД π - и K -мезонов и связанные с интерпретацией A_1 - и Q -усиления, носят иной характер

в ДД нуклонов. Существование барионных резонансов, например $N(1470)$ или $N(1700)$, хорошо установлено в парциальном анализе πN -рассеяния, и вопрос состоит в том, могут ли они (и с какой относительной силой) проявляться в процессах ДД. Тогда возникает проблема выделения резонансных состояний на нерезонансном фоне, к которому приводит механизм ДХД.

В любом случае учет резонансного взаимодействия в конечном состоянии и его интерференции с механизмом ДХД в процессах ДД является важной проблемой. На некоторых попытках такого учета мы остановимся ниже.

Парциальная амплитуда при учете взаимодействия в конечном состоянии. Поскольку s_2 невелико, то удобно использовать не ППП, а разложение по парциальным волнам. Если $T_l(s_2)$ — парциальная волна в канале s_2 , то условие двухчастичной упругой унитарности по s_2 при $s_2 > (m + \mu)^2$ запишется в следующем виде:

$$\text{Disc}_{s_2} T_l(s_2) = f_l(s_2) \hat{\rho}(s_2) T_l(s_2), \quad (38)$$

где $f_l(s_2)$ — парциальная амплитуда упругого πN -рассеяния в канале s_2 , а $\hat{\rho}(s_2)$ — соответствующий фазовый фактор, равный

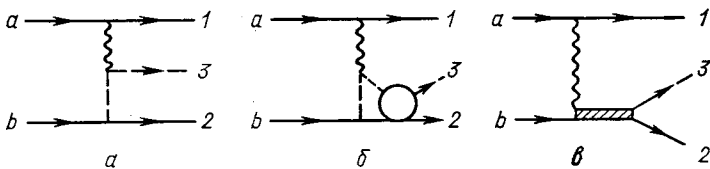


Рис. 45. Диаграммы для процесса $b + a \rightarrow 2 + 3 + 1$: а — π -обменная диаграмма ДХД; б — π -обменная диаграмма ДХД с перерассеянием частиц 3 и 2; в — диаграмма рождения резонанса в системе (32)

импульсу в с. ц. м. канала s_2 . Комбинируя (38) с условием аналитичности по s_2 , получаем уравнение для $T_l(s_2)$:

$$T_l(s_2) = T_l^0(s_2) + \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds'_2 \frac{\hat{\rho}(s'_2) f_l(s'_2) T_l(s'_2)}{(s'_2 - s_2 - i\epsilon)}, \quad (39)$$

где неоднородный член $T_l^0(s_2)$ соответствует вкладу диаграммы ДХД без перерассеяния (рис. 45, а) (но, вообще говоря, с абсорбтивными поправками), а интеграл учитывает перерассеяние в канале s_2 (рис. 45, б). Парциальную амплитуду πN -рассеяния запишем в следующем виде:

$$f_l(s_2) = \frac{1}{q} \exp(i\delta) \sin \delta \equiv N_l/D_l, \quad (40)$$

где $D_l(s_2)$ имеет, по предположению, только правый разрез, а $N_l(s_2)$ — только левый. Из унитарности и аналитичности следует, что

$$\text{Im } D_l(s_2 + i\epsilon) = -\hat{\rho} N_l(s_2) \quad (41)$$

и

$$D_l(s_2) = -\frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds'_2 \frac{\hat{\rho}(s'_2) N_l(s'_2)}{(s'_2 - s_2 - i\epsilon)}. \quad (42)$$

Тогда решение уравнения (39) примет вид [56]

$$T_l(s_2) = T_l^0(s_2) + \frac{1}{\pi D_l} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds'_2 \frac{\hat{\rho}' N_l' T_l^0'}{(s'_2 - s_2 - i\epsilon)}, \quad (43)$$

где $\hat{\rho}' \equiv \hat{\rho}(s'_2)$ и т. д. К этому решению неоднородного уравнения можно добавить с произвольной фазой решение однородного уравнения

$$T_l^{\text{одн}}(s_2) = R_l/D_l \quad (44)$$

(R_l — полином по s_2), которое можно интерпретировать как член, описывающий прямое рождение резонанса (рис. 45, *в*)*. Таким образом, учитывая (40) — (44), решение уравнения (39) можно представить в следующем виде [60]:

$$T_l(s_2) = T_l^0 \exp(i\delta) \cos \delta + \frac{\exp(i\delta) \sin \delta}{\hat{\rho}} \left[\frac{R_l}{N_l} + \frac{1}{N_l} \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int \frac{\hat{\rho}' N_l' T_l^0'}{(s'_2 - s_2)} ds'_2 \right], \quad (45)$$

где \mathcal{P} — главное значение интеграла, а первое слагаемое соответствует решению на массовой поверхности:

$$T_l = T_l^0 + i f \hat{\rho} T_l^0 = T_l^0 (1 + i \hat{\rho} f_l). \quad (46)$$

Рассмотрим сначала случай, когда $T_l^0(s_2)$ слабо зависит от массы, и положим $T_l^0(s_2) = \text{const}$. Тогда из (45) с учетом (42) следует, что интегральный член сокращается с неоднородным членом, и остается лишь решение однородного уравнения:

$$T_l(s_2) \rightarrow T_l^{\text{одн}}(s_2) = R_l/D_l \sim \exp(i\delta) \sin \delta. \quad (47)$$

Таким образом, если $T_l^0(s_2)$ слабо зависит от s_2 , то аналитичность и унитарность приводят к тому, что член, описывающий перерас-

* Модель, учитывающую диаграммы, изображенные на рис. 45, *а* и *в*, часто называют двухкомпонентной моделью. Впервые такая модель для фоторождения π -мезонов рассматривалась Содингом [57] и использовалась во многих работах (см., например, [4, 34, 42, 45, 58, 59]).

сеяние, сокращается с затравочным членом ДХД и ДД происходит (в основном) за счет прямого возбуждения резонанса (см. рис. 45, *e*). В действительности парциальные амплитуды ДХД T_l^q зависят от s_2 и полного сокращения вклада ДХД не происходит; к тому же зависимость T_l^q от s_2 довольно сильная, поэтому в выражении (45) функцию N_l можно приблизительно считать не зависящей от s_2 и тогда

$$T_l(s_2) \approx T_l^q \exp(i\delta) \cos \delta + \frac{\exp(i\delta) \sin \delta}{\hat{\rho}} \left[\frac{R_l}{N_l} + \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int ds'_2 \frac{\hat{\rho}' T_l^{q'}}{(s'_2 - s_2)} \right]. \quad (48)$$

Если $T_l^{q'}$ быстро убывает с ростом s_2 , то вклад интегрального члена оказывается мал и

$$T_l(s_2) \approx T_l^q \exp(i\delta) \cos \delta + [\exp(i\delta) (\sin \delta) / \hat{\rho}] (R_l / N_l). \quad (49)$$

Если в рассматриваемой волне при некотором $M = m_R$ имеется резонанс, то, как видно из (49), вблизи резонанса происходит (почти полное) «выключение» вклада ДХД.

Итак, условие унитарности при резонансном взаимодействии приводит к весьма существенным последствиям для модели ДХД. В основном они влияют на спектр масс, фазы и распадные свойства, поскольку именно эти характеристики чувствительны к динамике в канале s_2 . В частности, можно объяснить слабое изменение фазы даже при наличии резонанса [60]. В самом деле, предположим, что вблизи положения резонанса вклады ДХД T_l^q и резонанса соизмеримы по величине и сдвинуты по фазе на определенную величину, например $R_l / N_l \approx -i\hat{\rho} T_l^q$. Тогда из (49) следует, что

$$T_l(s_2) \approx T_l^q(s_2) (\cos \delta - i \sin \delta) \exp(i\delta) = T_l^q(s_2),$$

и фаза амплитуды слабо изменяется. Необходимое условие слабого изменения общей фазы заключается в том, чтобы собственные фазы T_l^q и R_l не совпадали.

Парциальный анализ и взаимодействие в конечном состоянии. В связи с вышеизложенным естественно возникает вопрос: учитываются ли эффекты взаимодействия в конечном состоянии при анализе экспериментальных данных процессов ДД, в частности при анализе рождения A_1 - и Q -состояний? В последнее время этот вопрос широко обсуждался в литературе [61], и здесь мы сделаем лишь некоторые замечания по этому поводу.

Известно, что парциальный анализ [12, 50, 51] основан на изобарной модели. В этой модели предполагается, что амплитуда рождения, например, трехчастичного состояния определяется механизмом, при котором две частицы образуют резонанс, который вместе с третьей частицей может рассматриваться как кваидвухча-

стичная система. В соответствии с этим при частичном анализе используется следующее выражение для амплитуды рождения резонансов в системах (23) и (13) (рис. 46):

$$F(s, s_1, s_2, s_3) = C_1(s) T_1(s_1) + C_2(s) T_2(s_2), \quad (50)$$

где $s = (k_1 + k_2 + k_3)^2$; $s_i = (k_j + k_i)^2$; $T_1(s_1)$ — амплитуда 23-рассеяния, а $C_1(s)$ — амплитуда рождения частицы 1 и резонанса в системе (23). При этом предполагается, что все частицы относительно друг друга находятся в s -волновом состоянии (иначе

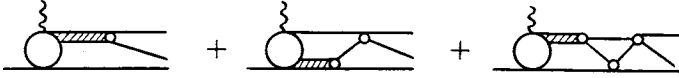


Рис. 46. Диаграмма для процесса $b + a \rightarrow 1 + 2 + 3 + 4$ в изобарной модели

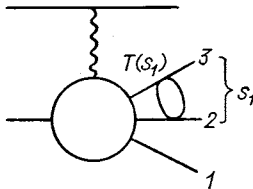


Рис. 47. Диаграммы для процесса $b + a \rightarrow 1 + 2 + 3 + 4$ в изобарной модели с учетом перерассеяния двух конечных частиц

пришлось бы учитывать пороговые факторы и зависимость от углов). Существенным предположением является также то, что амплитуды C_i зависят только от s .

Однако выражение (50) противоречит унитарности, которая, как только что обсуждалось, требует учета диаграмм, подобных изображенным на рис. 47. Если принять во внимание такие диаграммы, то амплитуда (50) запишется в следующем виде [52, 62]:

$$F(s, s_1, s_2) = \Phi_1(s, s_1) T_1(s_1) + \Phi_2(s, s_2) T_2(s_2), \quad (51)$$

где первый член соответствует всем диаграммам, в которых последнее рассеяние является 23-рассеянием. Условие унитарности дает следующее соотношение для скачка функции Φ_1 :

$$\Phi_1(s, s_{1+}) - \Phi_1(s, s_{1-}) = i\hat{\rho}_1(s_1) \int_{-1}^1 dx_1 \Phi_2(s, s_2) T_2(s_2), \quad (52)$$

где $\hat{\rho}_1(s_1) = \sqrt{\lambda(s, m_2^2, m_3^2)}/16\pi s_1$ — двухчастичный фазовый фактор, а x_1 — косинус угла между частицами 1 и 2 в с. ц. м. (23). Так как

$$\hat{\rho}_1(s_{1+}) - \hat{\rho}_1(s_{1-}) = 2\hat{\rho}_1(s_{1+}),$$

то условию унитарности (52) можно удовлетворить K -матричным выражением:

$$\Phi_1(s, s_1) = C'_1(s) + \frac{1}{2} i \hat{p}_1(s_1) \int_{-1}^1 dx_1 \Phi_2(s, s_2) T_2(s_2), \quad (53)$$

где $C'_1(s)$ рассматривается как некоторая «затравочная» амплитуда рождения, которая модифицируется последующим взаимодействием в конечном состоянии. Такая модификация амплитуды использовалась в работе [63] при анализе экспериментальных данных рождения 3π -системы, что привело к большим поправкам на перерассеяние. Однако результат подгонки данных оказался хуже, чем в первоначальном более простом анализе, причем изменения фазы 1^+ -состояния не наблюдалось. Как было указано Атчисоном и Голдингом [64], причина больших эффектов перерассеяния заключается в том, что в используемом K -матричном формализме амплитуда хотя и удовлетворяет унитарности, но не обладает правильными аналитическими свойствами: вклад от интеграла в уравнении (53) имеет сингулярность вблизи физической области, тогда как амплитуда, соответствующая диаграммам перерассеяния (см. рис. 47), должна иметь сингулярности на другом римановом листе [65].

В работе [52] была предложена модифицированная амплитуда, которая удовлетворяет унитарности и имеет правильные аналитические свойства. Ее использование приводит к малым поправкам на перерассеяние, равным приблизительно 10—20%. Этот результат оправдывает пренебрежение эффектами перерассеяния в неунитарной изобарной модели и объясняет, почему она приводит к хорошему описанию экспериментальных данных.

Сравнение с экспериментом. Остановимся на результатах сравнения моделей, учитывающих взаимодействие в конечном состоянии, с экспериментальными данными. Боулер и др. [60], используя амплитуду (48), провели анализ ДД $\pi \rightarrow 3\pi$. Сначала они осуществили подгонку к экспериментальным данным [50] для распределения по массе и относительной фазе между 1^+s - и 0^-s -волнами с помощью выражения (49) с резонансом в 1^+s -волне (« A_1 -мезон»), постоянной фазой (свободным параметром) амплитуды T^0 и экспоненциальной зависимостью T^0 от массы. Им удалось не только описать слабое изменение фазы, но и хорошо воспроизвести форму распределения 1^+s -волны: плавный рост слева от пика и резкое падение справа от него. При этом для массы A_1 -мезона было получено значение $m_{A_1} \approx 1,3 \text{ Гэв}$ вместо обычно определенной по положению пика величины $1,1 \text{ Гэв}$, а для относительной фазы $T^0_{1^+}$ и R — значение, равное 40° . Интересно отметить, что в реджезованной π -обменной модели ДХД фаза амплитуды $T^0_{1^+}$ приблизительно равна 150° [12], т. е. на 60°

больше фазы резонансного члена R , что очень близко к феноменологически найденной выше разности фаз, равной 40° . Результаты более детальных вычислений по формуле (48) с T_{1+}^0 в форме реджезованной π -модели ДХД [12] показаны на рис. 48. Для сравнения на этом же рисунке показана наилучшая подгонка к экспериментальным данным, которую дает реджезованная модель ДХД,

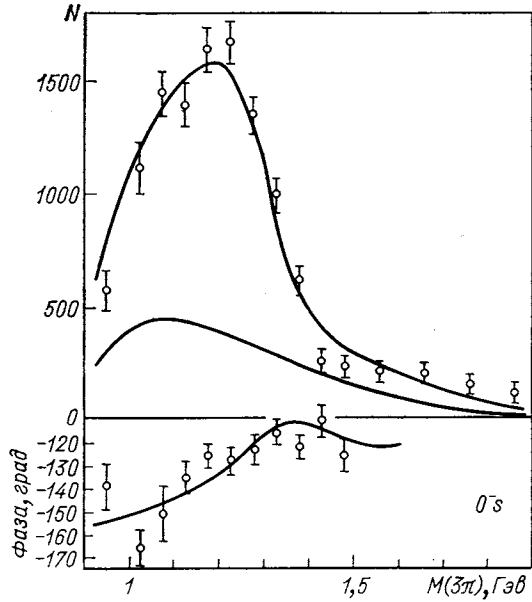


Рис. 48. Распределение по массе в 1^+s -волне (3π) -системы и разность фаз 1^+s - и 0^-s -волн для процесса $\pi^-p \rightarrow (3\pi)^-p$ в модели ДХД с учетом взаимодействия в конечном состоянии [60]

т. е. амплитуда T_{1+}^0 . По мнению авторов работы [60], эти результаты доказывают, что нерезонансное поведение фазы 1^+s -волны не является строгим свидетельством против существования A_1 -мезона, а успешное описание экспериментальных данных дает некоторое указание на существование A_1 -мезона с массой $m_{A_1} \approx 1,3 \text{ ГэВ}$.

В работе [60] также был проведен анализ ДД $K \rightarrow Q$ аналогично тому, как это было сделано для $\pi \rightarrow A_1$. Поскольку в данном случае возбужденная система распадается на два канала $K^*\pi$ и $K\rho$, то использовался двухканальный вариант формулы (49). Для двух резонансов $(K\pi)$ -системы использовались предсказания модели кварков, а в качестве нерезонансных компонент амплитуды, соответствующие диаграммам ДХД (см. рис. 9, б и 49).

Басдеван и Бергер [66] для анализа Q -проблемы использовали аналогичную двухкомпонентную модель, однако с учетом лишь одного резонанса в системе $K\pi$, связанного с каналами $K^*\pi$

и $K\rho$. Приемлемая подгонка к экспериментальным данным [55] была получена со следующими параметрами для резонанса Q_B с $J^{PC} = 1^{+-}$: $m \approx 1340$ Мэв, $\Gamma \approx 150$ Мэв — и относительной силой связи $K^*\pi/K\rho \approx 2/3$ [не исключается также существование

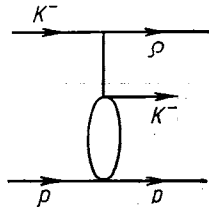


Рис. 49. K -обменная диаграмма ДХД для процесса $K^-p \rightarrow (\rho K^-)p$

широкого ($\Gamma \approx 300$ Мэв) резонанса при $m \approx 1400$ Мэв]. На рис. 50 показаны результаты теоретических расчетов для $d\sigma/dMdt$ и фазы.

Перейдем теперь к ДД нуклонов: $N \rightarrow \pi N$ и $N \rightarrow \pi\pi N$. Как уже отмечалось, в отличие от ДД $\pi \rightarrow A_1$ и $K \rightarrow Q$ ситуация здесь

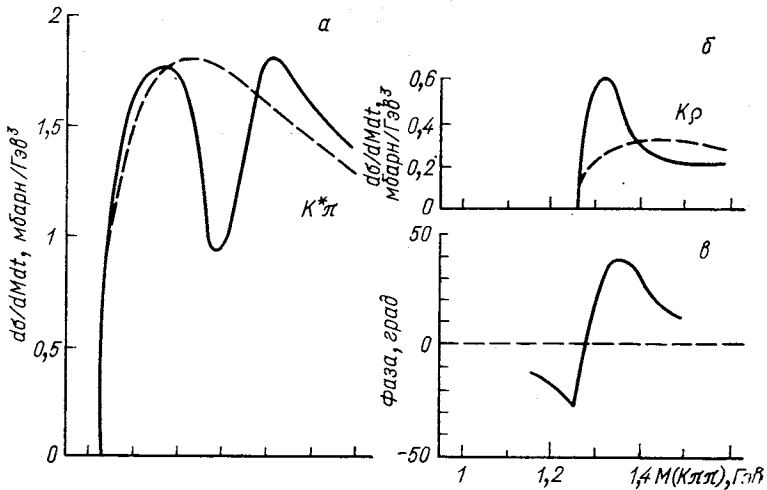


Рис. 50. Распределения по массе ($K^*\pi$)- и ($K\rho$)-систем в процессе $K^-p \rightarrow (K\pi\pi)^-p$ и фаза 1^+ -волны в модели ДХД с учетом взаимодействия в конечном состоянии [66]

совершенно другая — из данных по πN -взаимодействию известны хорошо установленные резонансы: P_{11} (1470), D_{13} (1520), D_{15} (1670), F_{15} (1690), S_{11} (1700) и т. д. Поэтому изучая ДД нуклонов можно надеяться понять относительную роль резонансного и ДХД-механизмов рождения. Прежде всего возникает вопрос: всегда ли необходимо учитывать член прямого рождения резонансов, который описывается в (48) решением однородного урав-

нения (47), или, может быть, достаточно учесть диаграмму ДХД с перерасеянием (см. рис. 45, *a* и *b*)? Далее, в ДД нуклонов имеются следующие особенности, которые требуют объяснения. Усиление в спектре масс πN - и $\pi\pi N$ -систем при $M \approx 1,4$ Гэв часто рассматривается как резонанс, однако его положение в спектре возбужденных масс сдвинуто в область малых масс по сравнению с положением в фазовом анализе πN -рассеяния. В реакции $K^+n \rightarrow K^+\pi\pi^-$ ($\pi\pi^-$ -система в состоянии с $J^P = (1/2)^+$ имеет пик при массе ниже 1,3 Гэв [67], а состояние $J^P = 3/2^-$ имеет пик вблизи 1,52 Гэв. В то же время в реакции $K^+p \rightarrow K^+\pi\pi^+\pi^-$ пик с $J^P = 3/2^-$ сдвинут по массе ниже 1,4 Гэв и к $M = 1,5$ Гэв практически вымирает [68]. Если фазу состояния $J^P = 3/2^-$ (D_{13}) в ($\pi\pi^-$ -)системе интерпретировать как фазу амплитуды Брейта — Вигнера, соответствующую резонансу с массой 1,52 Гэв и шириной 120 Мэв, тогда фазу амплитуды для состояния с $J^P = 1/2^+$ (P_{11}) можно извлечь из интерференции P_{11} и D_{13} . Эта фаза медленно меняется от 105 до 130° при изменении массы в интервале $1,3 < M < 1,5$ Гэв [67]. Таким образом, возникает проблема, очень близкая к проблеме A_1 -усиления в ДД. Попытки объяснить эти особенности сделаны в работах [4, 45, 60]. Коротко остановимся на результатах этих работ.

Вопрос о необходимости учета прямого рождения резонансов был изучен в работе [4]. Было показано, что модель ДХД только с резонансным πN -взаимодействием в конечном состоянии не может описать второй и третий пики в спектре масс πN -системы (соответствующие пики в полном сечении πN -рассеяния связаны, главным образом, с D_{13} - и F_{15} -резонансами) со слабой t -зависимостью. Таким образом, истинные резонансы (в том числе, вероятно, роперовский резонанс) должны быть, по-видимому, включены через прямое рождение*. На рис. 51 показаны парциальные сечения s -, p -, d - и f -волн в зависимости от M , вычисленные в модели ДХД без перерасеяния (пунктирные кривые) и с перерасеянием** (сплошные кривые). Штрих-пунктирными кривыми показан вклад дисперсионного интеграла в (39). Видно, что имеет место сильное сокращение вблизи положения резонанса. Пик в парциальной волне делается очень узким и сдвигается к малым массам. Это — результат деструктивной интерференции $T_l^?$ с амплитудой, описывающей взаимодействие в конечном состоянии. Так как d - и f -волны малы по сравнению с s - и p -волнами (см. рис. 51), то взаимодействие в конечном состоянии не приводит к сильно выраженным пикам в полном дифференциальном сечении (рис. 52).

* В работе [4] учитывались к тому же все три диаграммы ДХД.

** С учетом всех пяти указанных выше резонансов в амплитуде πN -рассеяния.

Влияние интерференции механизмов ДХД и прямого рождения резонансов на спектр масс нуклонной ДД было изучено в уже цитированной работе Боулера и др. [60]. Такая интерференция качественно объясняет сдвиг пиков $J^P = (1/2)^+$ в системе $(p\pi^-)$

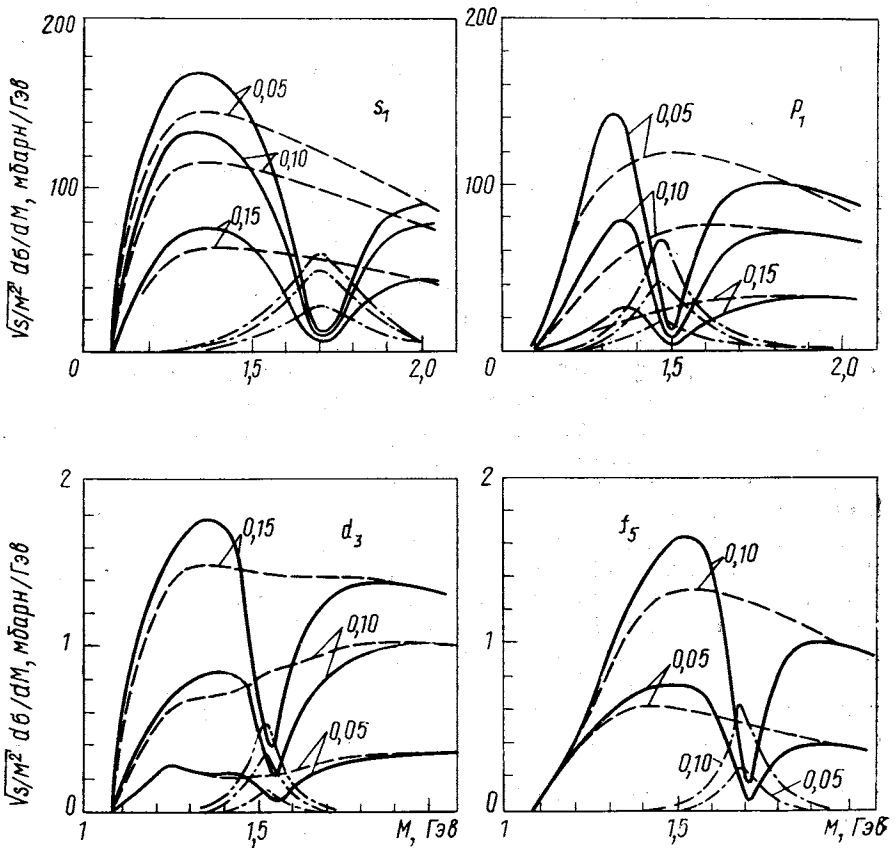


Рис. 51. Распределения по массе для различных парциальных состояний (πN) -системы в процессе $pp \rightarrow p(\pi N)^+$ в модели ДХД с учетом взаимодействия в конечном состоянии [4]

Цифры на кривых — фиксированные значения угла между импульсами q_1 и p_a в с. п. м.

и $J^P = (3/2)^-$ в системе $(\Delta\pi)$. А поскольку состояние $J^P = (3/2)^-$ в $(p\pi^-)$ -системе должно быть в d -волне, то вклад в нее диаграммы ДХД, с которым интерферирует резонансный вклад, мал и сдвига по массе для пика этого состояния почти нет. Феноменологическая подгонка формул типа амплитуда Брейта — Вигнера

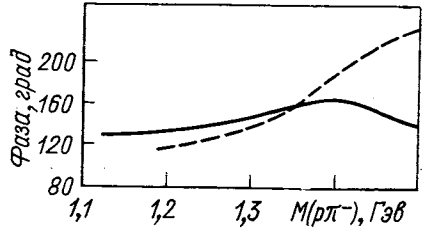
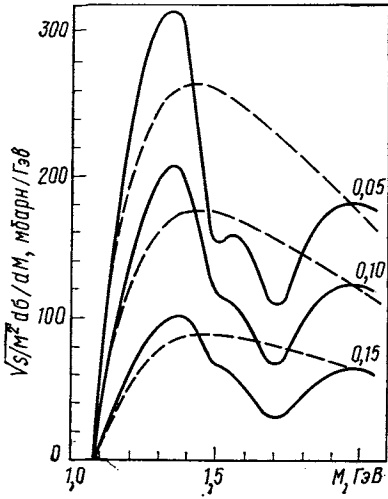


Рис. 53. Фаза P_{II} -амплитуды ($\rho\pi^-$ -системы в модели ДХД с учетом взаимодействия в конечном состоянии (сплошная кривая) и фаза Брейта — Вигнера (пунктир) [60]

Рис. 52. Распределение по массе для процесса $pp \rightarrow p (\pi N)^+$ в модели ДХД с учетом взаимодействия в конечном состоянии [4]. Обозначения те же, что на рис. 51

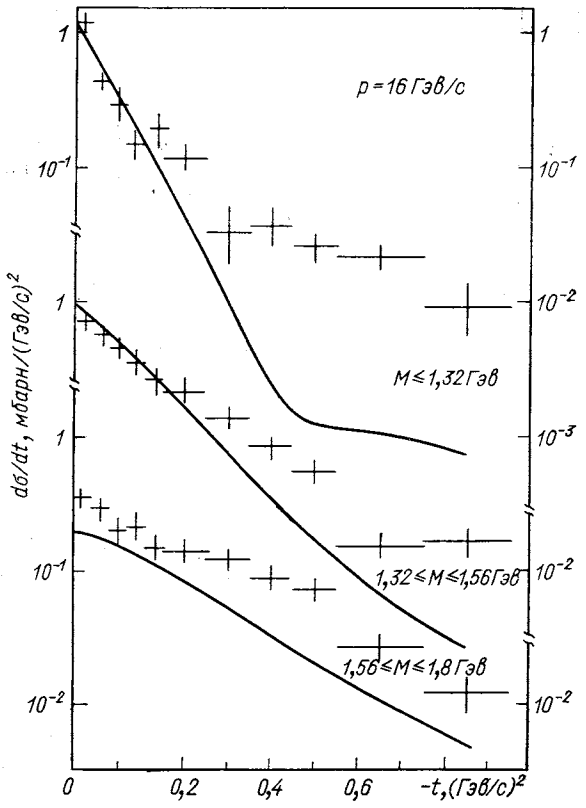


Рис. 54. Дифференциальное сечение для процесса $\pi N \rightarrow \pi (\pi N)$ в двухкомпонентной модели с абсорбцией [45]

плюс амплитуда ДХД в определенном J^P -состоянии приводит к хорошим результатам, например, в объяснении фазы P_{11} -амплитуды (рис. 53).

Наконец, отметим, что двухкомпонентная модель с абсорбцией в π -обменной диаграмме ДХД рассматривалась в работе Уехара [45]. Результаты этой работы, в частности, показывают, что слабо

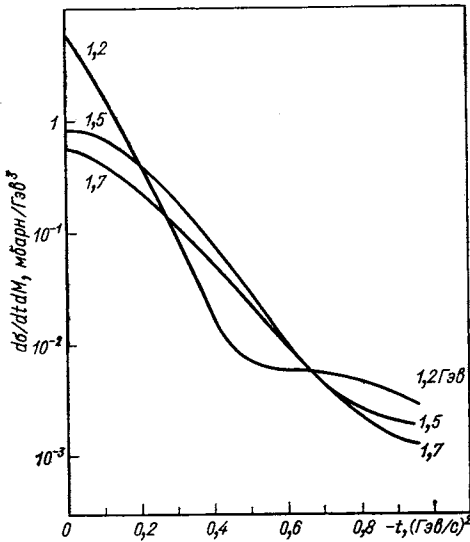


Рис. 55. Дифференциальное сечение $d\sigma/dMdt$ для процесса $\pi N \rightarrow \pi(\pi N)$ при фиксированных значениях массы (πN) -системы

выраженная структура в $d\sigma/dt$ при $|t| \approx 0,5$ ($\text{ГэВ}/c$)² (рис. 54) может быть понята как следствие слабой абсорбции (рис. 55), а не учета диаграммы прямого рождения резонансов или спиновых эффектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, подведем итог рассмотрения различных модификаций модели ДХД, продиктованных как теоретическими соображениями учета дополнительных вкладов и унитарности, так и феноменологическими требованиями, предъявляемыми к модели экспериментом.

Учет вкладов перекрестных диаграмм, несмотря на их сильное взаимное сокращение, приводит к ряду эффектов, улучшающих согласие предсказаний модели с экспериментальными данными для процессов ДД. Прежде всего это касается угловых распределений по $\cos \theta$ и ϕ , особенно в тех областях фазового пространства, где вклад π -обменной диаграммы ДХД подавлен. Пик назад (при

$\cos \theta_t = -1$) в распаде возбужденной системы нуклонной ДД, связанный с учетом нуклонных обменов, подтверждается экспериментально. Правильный учет спинов нуклонов приводит к пику в угловом распределении распада $N\pi$ при $\cos \theta_t = -1$ и $\varphi_t \approx \pi$, что не соответствует «наивным» ожиданиям в модели без учета спинов. Экспериментальное уточнение распадных характеристик дифракционно рожденной (πN)-системы очень важно с этой точки зрения. Взаимное сокращение вкладов нуклонных обменов приводит к большим значениям, чем в обычной π -обменной модели, параметра наклона дифференциального сечения $d\sigma/dt$ при M , близких к порогу, что и требуется экспериментом. Данные по кроссоверу в ряде реакций получают естественное объяснение при учете вкладов u -диаграмм. Наконец, приближенное сохранение s - и t -канальной спиральности в различных процессах ДД также может свидетельствовать о важности в некоторых процессах b^* -обменов. Однако полного согласия с экспериментальными данными в модели, учитывающей π -, u - и s -диаграммы, при больших M ($M \gtrsim 1,3 \text{ Гэв}$) нет. Это связано с неспособностью модели воспроизвести структуру $d\sigma/dt$ вблизи $|t| \approx 0,2 \text{ (Гэв/с)}^2$. В этом отношении обнадеживающим является дуальный подход, в котором удается хорошо описать корреляцию между тремя величинами: b , M и $\cos \theta_t$, в частности структуру $d\sigma/dt$ в разных областях $\cos \theta_t$ и M . В то же время дуальная модель приводит к неправильным предсказаниям для распадных характеристик возбужденной системы. Она также наследует все трудности модели Венециано, связанные, например, с проблемой унитаризации.

Учет унитарности важен как в теоретическом плане, так и с точки зрения описания экспериментальных данных. Подчеркнем еще раз те свойства, которые приобретает π -модель ДХД при учете абсорбции. Прежде всего уменьшается абсолютная величина сечения, это уменьшение определяется при $t = 0$ и малых M фактором $(1 - \sigma/4\pi b)^2$. Абсорбция вводит в амплитуду дополнительную зависимость от t и t_1 , приводя к увеличению параметра наклона при малых t и устраняя необходимость введения сильных форм-факторов. Как следствие деструктивной интерференции вкладов затравочного π -обмена ДХД и абсорбтивной поправки, в амплитуде ДД возникает нуль, проявляющийся в сечении в области малых M в виде минимума при $|t| \approx 0,2 \text{ (Гэв/с)}^2$. С ростом M происходит заполнение этого минимума. Наличие минимума приводит к увеличению наклона сечения в области малых $|t|$. Поскольку положение минимума по t зависит от M , s_1 и t_1 , то возникают динамические корреляции $b(M)$ в амплитуде ДД. Абсорбция слабо влияет на распределения по массе и зависимость от энергии.

Унитарные эффекты проявляются и при учете взаимодействия в конечном состоянии возбужденной системы. В результате пере-

рассеяния продуктов распада происходит изменение спектра масс, особенно существенное в области рождения резонансов. В некоторых случаях может происходить практически полное «выключение» неунитаризованного вклада ДХД при $M = m_R$. Вблизи положения резонанса интерференция «затравочного» механизма с унитарной поправкой вызывает искажение формы распределения по массе, приводя, как правило, к сужению пика ДХД и смещению его в сторону больших масс. Перерассеяние и механизм прямого рождения резонансов перестраивают парциальную структуру амплитуды ДХД и существенно влияют на распаднские характеристики. Учет резонансных вкладов с их более слабой t -зависимостью приводит, в частности, к малым значениям $b(M)$ при $M \gtrsim 1,5 G\text{эв}$ в нуклонной ДД. Наличие вкладов прямого рождения резонансов в процессах ДД до сих пор однозначно не доказано, хотя, скорее всего, они присутствуют и наряду с эффектами перерассеяния влияют на характеристики процессов.

Тем не менее только π -обменная модель ДХД с абсорбцией и перерассеянием, по-видимому, недостаточна для полного описания процессов ДД. Так, вводимых абсорбцией динамических корреляций $b(M)$ может оказаться недостаточно для объяснения экспериментальных данных, в особенности корреляции b, M и $\cos \theta_t$. Абсорбтивная модель не в состоянии объяснить наблюдаемое поведение $\langle Y_{11}(\theta_{sf_s}) \rangle$ *. Еще одна трудность абсорбтивной модели связана с факторизацией процессов ДД, которая подтверждается экспериментально. Однако попытки некоторых авторов игнорировать абсорбтивные поправки при описании ДД кажутся необоснованными в свете накопленных знаний о механизмах бинарных процессов. В частности, это относится к попыткам описать ДД в рамках дуальной модели без учета абсорбции и вообще унитарных эффектов.

Таким образом, нам кажется, что ни один из предложенных способов улучшения модели ДХД в отдельности не может полностью решить проблему описания явления ДД. Лишь при очень специальных условиях и объяснении отдельных экспериментальных фактов можно надеяться получить достаточно разумный результат в подобных ограниченных подходах. Так, например, при значениях M очень близких к порогу, вероятно, оправдано пренебрежение эффектами перерассеяния и прямого рождения резонансов; в некоторых областях фазового пространства доста-

* Однако следует иметь в виду, что до сих пор при учете абсорбции в описании процессов ДД пренебрегали сложной фазой померонной амплитуды, связанной с наличием в ней периферической компоненты. Учет померона с такой дополнительной фазой может привести к тому, что нули действительной и мнимой частей амплитуды не будут совпадать, т. е. нуль полной амплитуды перейдет в комплексную плоскость, и, таким образом, $\langle Y_{11} \rangle$ не будет иметь нуля при действительных значениях переменных.

точно учитывать лишь π -обмен, пренебрегая перекрестными диаграммами, и т. п. Однако полное описание явления ДД (в рамках рассматриваемого подхода), по-видимому, требует учета всех вкладов: π -, u -, s - диаграмм, абсорбции, перерасеяния и прямого рождения резонансов.

Мы рассмотрели специальную реализацию общего подхода к ДД, когда конститuentы адрона — «почти» реальные частицы. Это — наиболее разработанная модель. Возможно, что дальнейшее развитие потребует пересмотра такого подхода, например выбора партонов, кварков или каких-то других объектов в качестве состояний, диагонализующих матрицу дифракционного рассеяния. Тем не менее результаты, полученные в рамках подхода ДХД, рассмотренного в настоящем обзоре, представляются весьма обнадеживающими и его развитие привело к тому, что контуры механизма ДД стали вырисовываться более четко.

В заключение нам хотелось бы поблагодарить Л. А. Пономарева за полезные обсуждения некоторых вопросов, затронутых в этом обзоре, и Н. И. Старкова, совместно с которым были получены результаты в рамках абсорбтивной модели, изложенные выше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Feinberg E. L., Pomeranchuk I. Ia. «Nuovo cimento Suppl.», 1956, v. 3, p. 652.
2. Good M. L., Walker W. D. «Phys. Rev.», 1960, v. 120, p. 1854.
3. Morrison D. R. O. In: Proc. 15th Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1970. Kiev, Naukova Dumka, 1972.
4. Kagiya S., Uehara M. «Progr. Theor. Phys.», 1970, v. 43, p. 425.
5. Tsarev V. A. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1864.
6. Drell S. D., Hiida K. «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 199.
7. Deck R. Ibid., 1964, v. 13, p. 169.
8. Mukhin S. V., Tsarev V. A. In: Proc. of the 1974 Williamsburg Meeting of the Division of Particles and Field of the A.P.S. N.Y. A.I.P., 1975, p. 263.
9. Miettinen H. I. In: Proc. of the EPS Intern. Conf. on High Energy Physics. Palermo, 1975, p. 731.
10. Derrick M. Argonne Report, ANL-HEP-CP-75-52, 1975; Kaidalov A. B. In: Proc. of the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. Dubna, D1, 2-10400, 1977, p. A1-27; Kamishkov Yu. Ibid., p. A1-7.
11. Berger E. L. Argonne Report, ANL-HEP-PR-75-06, 1975.
12. Ascoli G. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 3894; Ascoli G. e.a. Ibid., 1974, v. 9, p. 1963.
13. Nagy E. e.a. Paper Submitted to the 17th Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974; De Kerret H. e.a. Paper 65/A1-65 Submitted to the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
14. Biel J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 504, 507; «Phys. Lett. B», 1976, v. 65, p. 291; University of Rochester Preprint, UR-597-COO-3065-155, 1976.
15. Ponomarev L. A. Paper 34/A1-34 Submitted to the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
16. Ponomarev L. A. In: Proc. of the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. Dubna, D1, 2-10400, 1977, p. A1-24; ITEP Preprint, ITEP-18, M., 1977.

17. Ferbel T. University of Rochester Preprint, UR-546-COO-3065-124, 1975.
18. Minaka A., Sumiyoshi H., Uehara M. Kyushu University Preprint, KYUSHU-77-HE-1, 1977.
19. Miettinen H. I., Piriilä P. «Phys. Lett. B», 1972, v. 40, p. 127.
20. Gerhold H. R., Majerotto W. «Nuovo cimento A», 1976, v. 36, p. 271.
21. Hirose T., Kanai K., Kobayashi T. Paper 406/A1-110 Submitted to the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
22. Berger E. L. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 3214.
23. Berger E. L. Argonne Report, ANL-HEP-PR-75-32, 1975.
24. Brandenburg G. W. e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 45, p. 397.
25. Bosetti P. e.a. CERN Preprint, CERN/D. Ph. II/PHYS 75-28, 1975.
26. Satz H., Schilling K. «Lett. Nuovo cimento», 1971, v. 1, p. 351.
27. Donohue J. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 35, p. 213.
28. Babaev A. e.a. Ibid., 1976, v. 116, p. 28; Любимов В. А. «УФН», 1977, т. 121, с. 193.
29. Ravndal F. «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 300; Collins P. D. B., Gault F. D. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 113, p. 34.
30. Stodolsky L. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 973.
31. Ross M., Yam Y. Y. Ibid., v. 19, p. 546.
32. Bosetti P. e.a. CERN Preprint, CERN/D. Ph. I/PHYS 75-27, 1975.
33. Berger E. L., Donohue J. T. «Phys. Rev. D», 1977, v. 15, p. 790.
34. Minaka A., Sumiyoshi H., Uehara M. «Progr. Theor. Phys.», 1977, v. 57, p. 69.
35. Hayot F. e.a. Paper 1211/A1-164 Submitted to the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics Tbilisi, 1976; «Lett. Nuovo cimento», 1977, v. 18, p. 185.
36. Duke D. W. FNAL Preprint, FERMILAB-Pub-76/96-THY, 1976.
37. Cutler R. T., Berger E. L. Argonne Report, ANL-HEP-PR-76-67, 1976.
38. Пономарев Л. А. «ЭЧАЯ», 1976, т. 7, вып. 1, с. 186.
39. Berger E. L., Piriilä P. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 3448.
40. Cohen-Tannoudji G., Santoro A., Souza M. Saclay Report, DPh-T/76-126, 1976.
41. Pokorski S., Satz H. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 19, p. 113; Chan H. M., Patton J. E., Tsou S. T. Ibid., 1975, v. 86, p. 479.
42. Pumplín J. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1859.
43. Ross M., Henyey F. S., Kane G. L. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 23, p. 269; Kane G. L., Seidl A. «Revs Mod. Phys.», 1976, v. 48, p. 309.
44. Боресков К. Г. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 814; Тер-Мартirosян К. А. В кн.: Материалы 8-й Всесоюзной школы по физике элементарных частиц и высоких энергий. Ч. 1, Ереван, 1975, с. 643.
45. Uehara M. «Progr. Theor. Phys.», 1976, v. 56, p. 1183.
46. Зотов Н. П., Старков Н. И., Царев В. А. «Краткие сообщ. физ.», 1975, т. 12, с. 3.
47. Tsarev V. A. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1875.
48. Мухин С. В., Царев В. А. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 5, с. 989.
49. Weinberg S. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 507.
50. Antipov Yu. M. e.a. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 63, p. 141, 153.
51. Ascoli G. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 669.
52. Gustafson G., Peterson C. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 116, p. 301.
53. Chen M. S., Kane G. L., Krish J. «Phys. Rev. D», 1976, v. 13, p. 1499.
54. Otter G. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 93, p. 365; 1976, v. 106, p. 77.
55. Brandenburg G. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 703, 706; SLAC Preprint, SLAC-Pub-1767, 1976.
56. Omnes R. «Nuovo cimento», 1958, v. 8, p. 316.
57. Söding P. «Phys. Lett.», 1966, v. 19, p. 702.
58. Ross M., Stodolsky L. «Phys. Rev.», 1966, v. 149, p. 1172.
59. Ballam J. e.a. «Phys. Rev. D», 1972, v. 5, p. 545.

60. **Bowler M. G. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1975, v. 97, p. 227.
61. **Experimental Meson Spectroscopy-1974**, Boston, 1974; **Three Particle Phase Shift Analysis and Meson Resonance Production**. Eds, J. B. Dainton, A. J. G. Hey. Daresburg Report, DL/R34, 1975.
62. **Lovelace C.** «Phys. Rev. B», 1964, v. 135, p. 1225.
63. **Ascoli G., Wyld H. W.** «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 43.
64. **Aitchison I. J. R., Golding R.** «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, p. 288.
65. **Schmid C.** «Phys. Rev.», 1967, v. 154, p. 1363.
66. **Basdevant J. L., Berger E. L.** «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 977.
67. **Lissauer D. e.a.** «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 1852.
68. **Colley D. C. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1973, v. 55, p. 1.