1973 г. Сентябрь *Том 111, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ОПИСАНИЕ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ В ДУАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ (B_5-феноменология)

Л. Л. Енковский, В. П. Шелест

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение и теоретическое описание процессов рождения частиц — одна из наиболее актуальных областей физики высоких энергий. Существуют два метода в исследовании этих процессов — инклюзивный и эксклюзивный. В первом случае регистрируется лишь выделенное число частиц, участвующих в реакции, по остальным же проводится усреднение. Этот метод используется в тех случаях, когда полное описание процесса, ввиду большой множественности, становится невозможным. Во втором случае регистрируются все частицы, участвующие в реакции.

Большое число переменных, от которых зависит эксклюзивное описание процессов рождения, затрудняет изучение процессов с большой множественностью.

Среди различных моделей, используемых для описания процессов типа $2 \to 3$, особое место занимают дуальные модели (B_5-феноменология). В рамках B_5-феноменологии впервые удалось единым образом описать различные процессы в широком интервале энергий и углов рассеяния. Успех модели указывает на то, что, несмотря на большое количество приближений, используемых при расчетах, она является в настоящее время наиболее последовательной динамической схемой для эксклюзивного описания неупругих процессов рассеяния.

Полученные к настоящему времени результаты основаны на использовании пятиточечной дуальной амплитуды B_5 в качестве инвариантной амплитуды, строго говоря, справедливой только в узкорезонансном приближении, в идеализированном случае рассеяния бесспиновых частиц.

То обстоятельство, что даже приближенный учет спина и унитарности позволяет получать нетривиальные предсказания, указывает на широкие возможности модели. Дальнейшие теоретические исследования и экспериментальная проверка, несомненно, приведут к построению более совершенной дуальной модели для описания неупругих процессов.

Целью данного обзора является ознакомление экспериментаторов с достижениями, проблемами и дальнейшими перспективами B_5-феноменологии. Читателя, желающего более подробно познакомиться с основами дуальности и следствиями дуальных моделей, отсылаем к обзорам [1] и литературе, цитируемой в них.

2. ДУАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ

Понятие дуальности связывает область высоких и низких энергий и означает эквивалентность описания процессов в терминах резонансов в прямом s-канале и перекрестном t-канале (рис. 1).

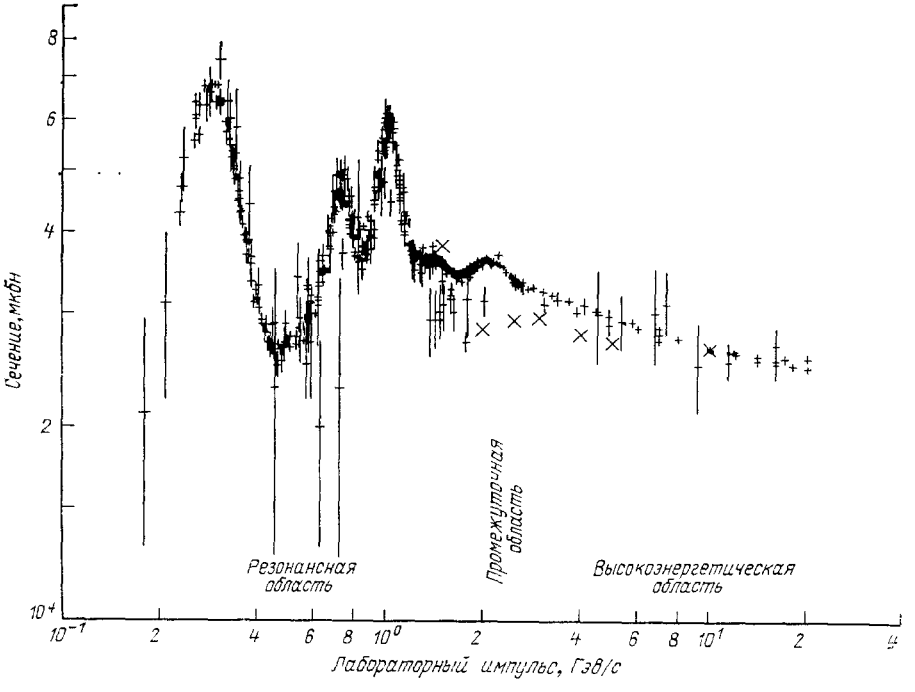

Рис. 1. Типичная кривая полного сечения адрон-адронного взаимодействия.

Напомним, что резонансные модели удобно применять в области низких энергий, где амплитуда рассеяния имеет богатую резонансную структуру. Амплитуда аппроксимируется выражением

$$A(s, t) \sim \sum_R \frac{g_R(t)}{s - s_R},$$

где s и t — переменные Мандельстама (рис. 2).

Если s-канальные резонансы неэкзотические *), то на языке модели кварков резонансная доминантность выражается диаграммами, изображенными на рис. 3.

*) Неэкзотическими называются те резонансы, которые можно построить из пары кварк — антикварк (мезоны) или трех кварков (барионы).

В обменных моделях предполагается, что амплитуду рассеяния можно описывать с помощью объектов, обмениваемых в перекрестном, t-канале.

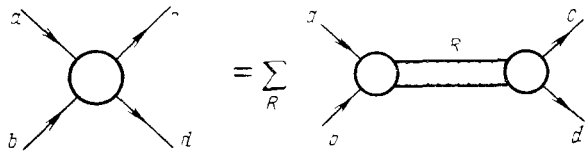

Рис. 2. Графическая иллюстрация резонансной модели.

Например, в модели полюсов Редже, применимой в области высоких энергий, амплитуда рассеяния имеет вид

$$A(s, t) \sim \sum_i \beta_i(t)\, s^{\alpha_i(t)},$$

где $\alpha_i(t)$ — траектория полюса Редже, $\beta_i(t)$ — вычет полюса (рис. 4).

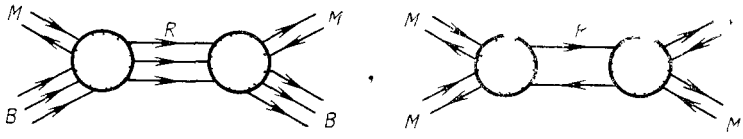

Рис. 3. Резонансная модель и кварки.

Если частицы, обмениваемые в t-канале, обладают неэкзотическими квантовыми числами, то в модели кварков мы можем построить следующие диаграммы — рис. 5.

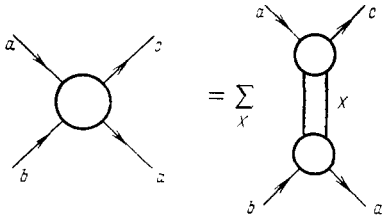

Рис. 4. Графическая иллюстрация обменной модели.

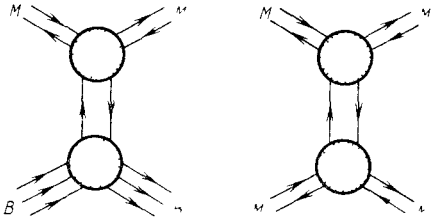

Рис. 5. Обменная модель и кварки.

Предпринимались многочисленные попытки объединения двух моделей. Так, в интерференционной модели предполагается, что амплитуда рассеяния является суммой двух членов:

$$A = \sum \text{⟩—⟨} + \sum \text{⟩⟨} = \sum A_{рез} + \sum A_{Редже},$$

причем в резонансной области хорошо работает $A_{рез}$, в то время как $A_{Редже}$ «вымирает», и наоборот. Существенным недостатком интерференционной модели является то, что при промежуточных энергиях одинаково хорошо работают оба слагаемых, что приводит к так называемому двойному учету.

Этого недостатка лишены дуальные модели, основанные на глубокой связи между s- и t-канальными резонансами, между низко- и высокоэнер-

гетическим поведением амплитуды рассеяния. О наличии такой связи свидетельствуют экспериментальные данные (рис. 6).

Удобной «лабораторией» для изучения связи между амплитудой рассеяния при низких энергиях (резонансная область) и высоких энергиях

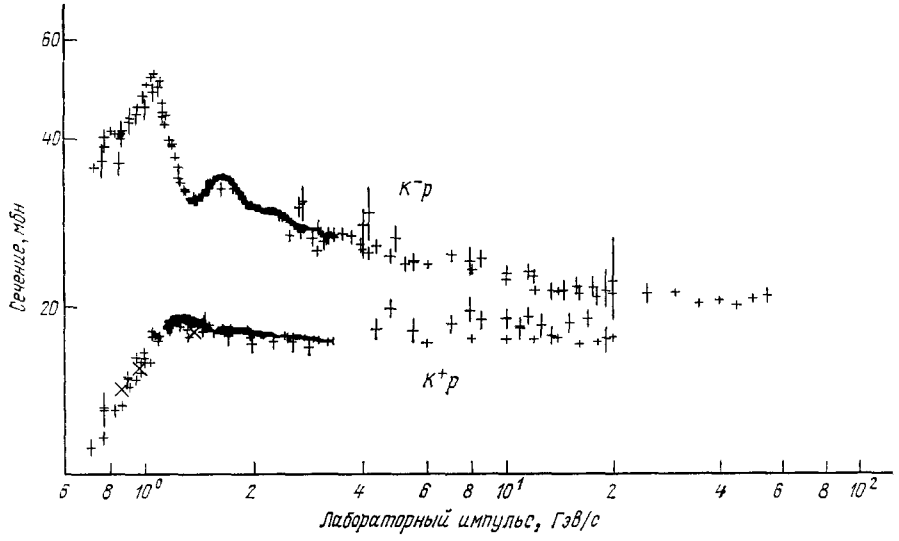

Рис. 6. Полные сечения K^-p- и K^+p-рассеяний.

В системе K^-p при низких энергиях наблюдается резонансная структура, при высоких — асимптотическое убывание. В системе K^+p отсутствуют резонансы при низких энергиях (экзотический канал); при высоких же энергиях сечение постоянно.

(реджевская область) явились дисперсионные правила суммы при конечной энергии [2]. Правила сумм сыграли фундаментальную роль в исследовании дуальных свойств теории и построения дуальных амплитуд.

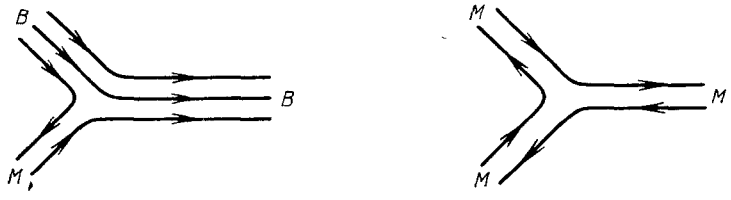

Рис. 7. При построении дуальных диаграмм предполагается, что кварковые линии входят и выходят в разных точках и что они не пересекаются.

С их помощью было показано [3], что в некоторых случаях резонансная и обменная модели одинаково хорошо описывают мнимую часть амплитуды; следовательно, мы можем записать символическое равенство

$$A = \Sigma \times = \Sigma \times = \Sigma A_{рез} = \Sigma A_{редже}.$$

Предположив, что экзотических состояний в природе не существует, мы можем изобразить вершины BBM и MMM следующим образом (рис. 7). Тогда дуальные свойства амплитуды наглядно изображаются с помощью так называемых дуальных диаграмм [4] (рис. 8).

В отыскании явного вида амплитуды, обладающей редже-асимптотикой и полюсной структурой при низких энергиях (иными словами, обладающей одновременно полюсами в s- и t-каналах), существенно были использованы [3] правила сумм при конечной энергии [2].

Исторически развитие дуальных моделей связано с узкорезонансным приближением, т. е. с использованием линейных вещественных, бесконечно растущих траекторий Редже (в гл. 3 мы еще вернемся к обсуждению траекторий в модели; детальный анализ свойств траекторий Редже можно найти в обзоре [5]).

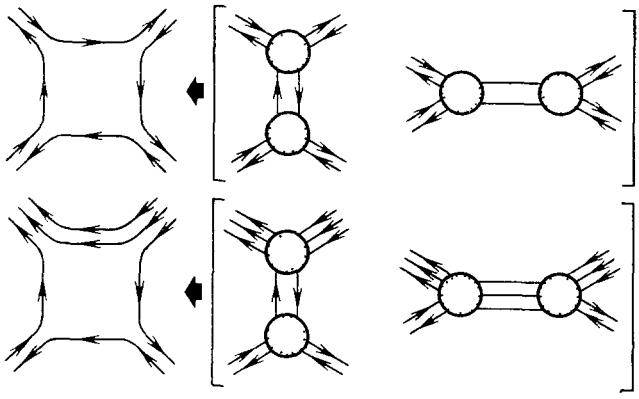

Рис. 8. Дуальная диаграмма для мезон-барионного и мезон-мезонного рассеяний.

Из большого количества различных узкорезонансных дуальных моделей наиболее простой является модель, развитая в работах [6] и основанная на использовании B-функции Эйлера в качестве инвариантной амплитуды:

$$V(s, t, u) = B[-\alpha(s), -\alpha(t)] + B[-\alpha(s), -\alpha(u)] + B[-\alpha(u), -\alpha(t)], \qquad (2.1)$$

где

$$B[-\alpha(s), -\alpha(t)] = \frac{\Gamma[-\alpha(s)]\,\Gamma[-\alpha(t)]}{\Gamma[-\alpha(s)-\alpha(t)]} = \int_0^1 dx\, x^{-\alpha(s)-1}(1-x)^{-\alpha(t)-1};$$

$\alpha(s)$ — траектория Редже, s, t и u — инвариантные переменные Мандельстама.

Перечислим основные свойства амплитуды (2.1).

а) Перекрестная симметрия (очевидна по построению).

б) Полюсная структура. При использовании линейных, вещественных траекторий Редже амплитуда имеет бесконечное число полюсов, расположенных на вещественной оси и соответствующих бесконечно узким резонансам. Под основной траекторией расположены дочерние уровни. Вычеты в полюсах по одной переменной являются полиномами по другой. Отклонение от линейности в траекториях влечет к неполиномиальности вычетов и, следовательно, к появлению бесконечной последовательности полюсов —«предков». соответствующих частицам со сколь угодно большими спинами при фиксированной массе (что противоречит унитарности).

в) Асимптотическое поведение. Амплитуда (2.1) имеет редже-асимптотику (для линейных траекторий) во всех направлениях, кроме физического, т. е. положительной вещественной оси. При этом, однако, асимптотическое поведение амплитуды при рассеянии на большие углы грубо нарушает ограничения, следующие из условия унитарности.

Редже-асимптотику можно сохранить [7] при некотором специальном выборе $\operatorname{Im}\alpha$. При этом в некоторых случаях амплитуда имеет также правильное поведение при рассеянии на большие углы.

г) Модель неунитарна и не обладает мандельстамовской аналитичностью.

Таким образом, амплитуда (2.1), претендуя на значительную общность, имеет ряд существенных недостатков. С точки зрения теории ее можно, однако, рассматривать как затравочный член некоторой итерационной процедуры, необходимой для улучшения ее аналитических и унитарных свойств. Сходство представления (2.1) с борновским членом ряда теории возмущений стимулировало использования полевых методов для построения итерационного ряда. В этом направлении (называемом дуальной полевой теорией) был получен целый ряд изящных результатов,

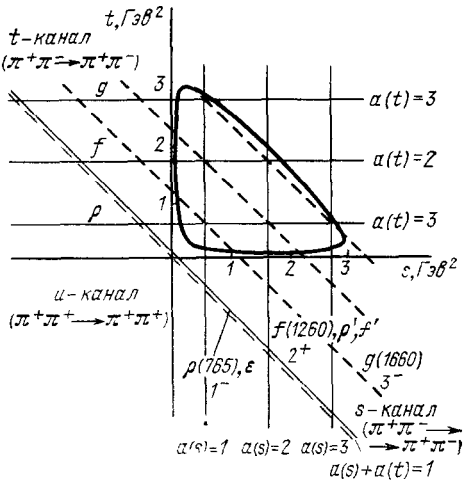

Рис. 9. Структура плоскости s, t амплитуды Венециано — Лавлейса.

Сплошные линии, обозначенные $\alpha(s) = 1, 2, \ldots$ и $\alpha(t) = 1, 2, \ldots$, указывают на положение полюсов амплитуды по s и по t Пунктирные линии $\alpha(s) + \alpha(t) = 1, 2, \ldots$ соответствуют нулям амплитуды Кривая в области $s > 0$ и $t > 0$ является границей диаграммы Далитца для процесса $\bar{p}n \to \pi^+\pi^-\pi^-$.

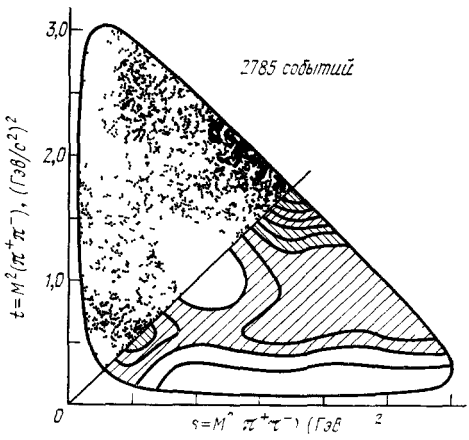

Рис. 10. Экспериментальные распределения событий на диаграмме Далитца для процесса $\bar{p}n \to \pi^+\pi^-\pi^-$.

однако принципиальные трудности, стоящие на этом пути (связанные, в частности, с экспоненциальной расходимостью петлевых диаграмм), ставят под сомнение эффективность полевых методов в теории сильных взаимодействий.

В последнее время успешно развивается другой подход в дуальной теории сильных взаимодействий, основанный на методах аналитической теории S-матрицы с использованием так называемых дуальных амплитуд с мандельстамовской аналитичностью (ДАМА) в качестве затравки. Обсуждение этого подхода, однако, выходит за рамки данного обзора (см. работу [8] и литературу, цитируемую в ней).

Несмотря на весьма условный характер большинства из свойств представления (2.1) и на то обстоятельство, что это представление, строго говоря, может рассматриваться лишь как приближение к истинной амплитуде, ее простота при значительной общности делают ее привлекательной в качестве феноменологической амплитуды рассеяния адронов.

Широкие возможности использования B-функции Эйлера в качестве физической амплитуды рассеяния впервые были продемонстрированы Лавлейсом [6] на примере $\pi\pi$-рассеяния. Амплитуда рассеяния для этого процесса имеет вид (для простоты мы ограничимся (s, t)-членом амплитуды)

$$A(s, t) = \lambda\,[\alpha(s) + \alpha(t)]\,B\,[1 - \alpha(s), 1 - \alpha(t)], \qquad (2.2)$$

где $\alpha(s)$ ($\alpha(t)$) — траектория ρ-мезона. Здесь аргументы B-функции сдвинуты на единицу, чтобы избежать в амплитуде появления нефизических полюсов при отрицательных значениях s. Сдвиг аргументов нарушает редже-асимптотику $B(s, t)$, однако «кинематический множитель» $[\alpha(s)+\alpha(t)]$ обеспечивает правильное асимптотическое поведение амплитуды $A(s, t)$.

Одним из наиболее ярких применений модели (2.2) является описание процесса $\bar{p}n \to \pi^+\pi^-\pi^-$. То обстоятельство, что система $\bar{p}n$ обладает квантовыми числами π^--мезона, позволяет формально рассматривать процесс в рамках четырехточечной амплитуды (2.2). Сразу обращает на себя внимание сходство между структурой нулей амплитуды (2.2) (рис. 9) и дырочной структурой диаграммы Далитца (рис. 10). Обсуждение количественных предсказаний модели (2.2), однако, выходит за рамки данного обзора (см., например, [1]).

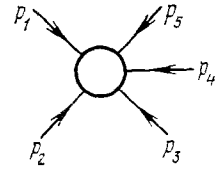

Рис. 11. Реакция с участием пяти частиц.

Импульсы частиц считаются входящими, т. е. $\sum_i^5 p_i = 0$.

3. ПЯТИТОЧЕЧНАЯ ДУАЛЬНАЯ АМПЛИТУДА

Использование идей дуальности впервые позволило написать аналитическое выражение для амплитуды процессов многочастичного рассеяния адронов, справедливой во всей области энергий и углов рассеяния. Возможность такого обобщения сыграла важную роль в дальнейшем развитии дуального подхода. Пятиточечная узкорезонансная дуальная амплитуда для бесспиновых частиц имеет вид [9]

$$B_5(z) = \int_0^1 \int_0^1 dx_{12}\, dx_{45}\, x_{12}^{z_{12}-1} x_{45}^{z_{45}-1} \times$$
$$\times (1 - x_{45}x_{12})^{z_{51}-2} \left(\frac{1-x_{45}}{1-x_{45}x_{12}}\right)^{z_{34}-1} \left(\frac{1-x_{12}}{1-x_{45}x_{12}}\right)^{z_{23}-1} =$$
$$= \int_0^1 \int_0^1 dx_{12}\, dx_{45}\, x_{12}^{z_{12}-1} x_{45}^{z_{45}-1} (1-x_{12})^{z_{23}-1} (1-x_{45})^{z_{34}-1} (1-x_{45}x_{12})^{z_{51}-z_{34}-z_{23}}, \tag{3.1}$$

где

$$z_{i,\,i+1} = -\alpha(s_{i,\,i+1}) = -\alpha(0) - \alpha' s_{i,\,i+1}, \quad s_{i,i+1} = -(p_1 + p_{i+1})^2.$$

Представление (3.1) имеет свойства, аналогичные свойствам (рис. 11) четырехчастичной дуальной амплитуды (2.2). Рассмотрим полюсную структуру и асимптотическое поведение амплитуды (3.1).

а) Полюсная структура. Для изучения полюсной структуры амплитуды удобно воспользоваться разложением в ряд, предложенным в работе [10]. Введем переменные

$$w_{51} = z_{51} - z_{23} - z_{34}$$

и запишем

$$(1 - x_{45}x_{12})^{w_{51}} = \sum_{n=0}^{\infty} (x_{45}x_{12})^n P(n, w_{51}), \tag{3.2}$$

где $P(n, w_{51})$ — полином n-й степени по w_{51}.

Подставив (3.2) в (3.1), получим после почленного интегрирования

$$B_5(z)=\sum_{n=0}^{\infty} P_n(n, w_{51}) \int_0^1 dx_{12} x^{z_{12}-1+n}(1-x_{12})^{z_{23}-1} \int_0^1 dx_{45} x_{45}^{z_{45}-1+n}(1-x_{45})^{z_{34}-1} =$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty} P(n, w_{51}) B_4(z_{12}+n, z_{23}) B_4(z_{45}+n, z_{34}). \qquad (3.3)$$

Ряд (3.3) оказывается весьма полезным при изучении свойств и следствий амплитуды (3.1). Во-первых, с его помощью можно выполнить аналитическое продолжение амплитуды во всю область изменения аргументов (интегральное представление (3.1) справедливо только при положительных значениях аргументов); во-вторых, он удобен при вычислениях (B_5-феноменология); наконец, как будет показано ниже, он удобен также при изучении полюсной структуры амплитуды $B_5(z)$.

Воспользовавшись разложением в ряд амплитуды $B_4(z)$, получим

$$B_4(z_{12}, z_{23})=\sum_{n=0}^{\infty} P(n, z_{23}) \frac{1}{z_{12}+n},$$

$$B_5(z)=\sum_{k=0}^{\infty} P(k, w_{51}) \sum_{n=0}^{\infty} (n, z_{23}) \frac{1}{z_{12}+n+k} B_4(z_{45}+k, z_{34}) =$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{z_{12}+n} \sum_{k=0}^{m} P(k, w_{51}) P(n-k, z_{23}) B_4(z_{45}+k, z_{34}). \qquad (3.4)$$

Отсюда получим вычеты в полюсах

$$\operatorname*{Res}_{z_{12}=0} B_5(z)=B_4(z_{45}, z_{34}),$$

$$\operatorname*{Res}_{z_{12}=-1} B_5(z)=(1-z_{23}) B_4(z_{45}, z_{34})(1-w_{51}) B_4(z_{45}+1, z_{34}) \text{ и т. д.}$$

Из выражения (3.4) следует, что $\operatorname*{Res}_{z_{12}=-n} B_5(z)$ является полиномом степени n по угловой переменной в канале s_{12}. Таким образом, как и в случае $B_4(z)$, амплитуда $B_5(z)$ содержит в точке полюса набор частиц («родительский» и «дочерний» уровни) и свободна от «предков» (см. гл. 1).

б) Асимптотическое поведение $B_5(z)$. Напомним, что в простом реджевском пределе фиксируется одна из двухчастичных инвариантных масс в конечном состоянии (рис. 12). В двойном реджевском пределе все три двухчастичные инвариантные массы конечного состояния стремятся к бесконечности (рис. 13). В модели полюсов Редже амплитуда рассеяния в простом реджевском пределе ведет себя как $T \sim (s_{12})^{\alpha(s_{51})}$, $s_{12} \to \infty$, а в двойном — как $T \sim (s_{34})^{\alpha(s_{23})} (s_{45})^{\alpha(s_{51})}$, $s_{12} \to \infty$ (без учета сигнатурного множителя).

Покажем, что представление (3.1) имеет правильное асимптотическое поведение. Рассмотрим простой реджевский предел $z_{12} \to \infty$, $z_{45} \to \infty$; $H \equiv z_{45}/z_{12}$, z_{23}, z_{34} и z_{51} фиксированы. После подстановки в (3.1) выражений

$$x_{12}=\exp\left(-\frac{y_{12}}{z_{12}}\right), \quad x_{45}=\exp\left(-\frac{y_{45}}{z_{45}}\right)$$

получим

$$B_5(z) = (z_{12}z_{45})^{-1} \int_0^\infty \int_0^\infty dy_{12}\, dy_{45} e^{-y_{12}} e^{-y_{45}} \times$$
$$\times [1 - \exp(-y_{12}/z_{12})]^{z_{23}-1} \left\{ \frac{1 - \exp(-y_{45}/z_{45})}{1 - \exp[(-y_{12}/z_{12}) - (y_{45}/z_{45})]} \right\}^{z_{34}-1} \times$$
$$\times \left[1 - \exp\left(-\frac{y_{12}}{z_{12}} - \frac{y_{45}}{z_{45}} \right) \right]^{z_{51}-z_{23}-1}.$$

Разлагая в ряд все экспоненты, содержащие в аргументах переменную y_{12},

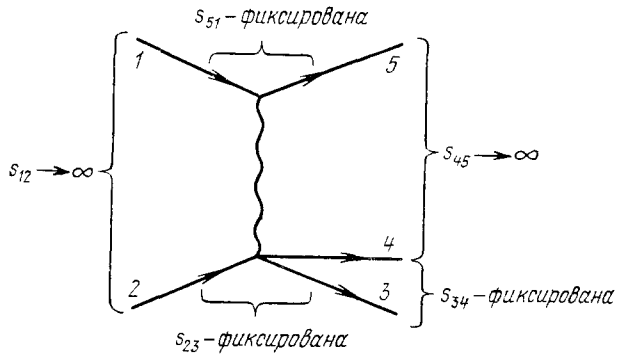

Рис. 12. Простой реджевский предел пятиточки.

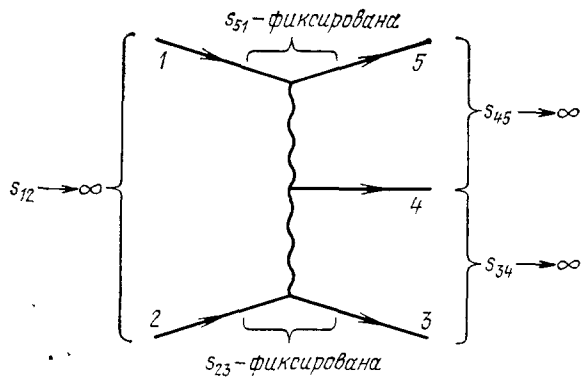

Рис. 13. Двойной реджевский предел пятиточки.

и оставляя только первые члены разложения, получим

$$B_5(z) \approx (z_{12}z_{45})^{-1} (z_{12})^{-z_{23}+1} (z_{12})^{-z_{51}+z_{23}+1} \times$$
$$\times \int_0^\infty \int_0^\infty dy_{12}\, dy_{45} e^{-y_{12}} e^{-y_{45}} y_{12}^{z_{23}-1} \left[\frac{y_{45}/H}{y_{12} + (y_{45}/H)} \right]^{z_{34}-1} \left(y_{12} + \frac{y_{45}}{H} \right)^{z_{51}-z_{23}-1}. \quad (3.5)$$

Так как множители перед интегралом сводятся к $H^{-1}z_{12}^{-z_{51}}$, а сам интеграл не зависит от переменных, стремящихся к бесконечности, формула (3.5) соответствует реджевской асимптотике амплитуды.

Наличие двойного реджевского предела амплитуды доказывается аналогично.

Свойства, обсуждавшиеся выше, имеют место только при использовании линейных вещественных бесконечно растущих траекторий Редже.

Это приближение, как и в случае четыреххвостки, естественно, грубо нарушает унитарность.

Отметим, наконец, что амплитуда $B_5(z_{12}, z_{23}, z_{34}, z_{45}, z_{51})$ обладает свойством циклической и антициклической симметрии относительно перестановки аргументов.

4. B_5-ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

На пути к непосредственному применению модели, обсуждавшейся в предыдущей главе, стоит ряд проблем, а именно:

1) вакуумную траекторию невозможно включить в модель наряду с обычными траекториями Редже *);

2) в модели используются линейные вещественные траектории, соответствующие бесконечно узким резонансам;

3) траектории в модели содержат частицу с нулевым спином (в действительности на ведущих бозонных траекториях первыми появляются векторные частицы);

4) в модели не учитывается спин и изоспин внешних частиц.

До сих пор нет последовательного метода включения вакуумной траектории в дуальные узкорезонансные модели (некоторые возможности будут обсуждаться ниже), поэтому лучшим выходом в данном случае является описание реакций, в которых вакуумный обмен пренебрежимо мал (отметим, что включение вакуумной траектории в дуальные модели с мандельстамовской аналитичностью не встречает принципиальных трудностей [12]).

Вторая проблема решается путем так называемых феноменологической унитаризации амплитуды, т. е. введением мнимой части в траекторию $\operatorname{Im}\alpha(s)$, соответствующей ширине резонансов:

$$\operatorname{Im}\alpha(s)\big|_{s=s_{\text{рез}}} = \frac{d\operatorname{Re}\alpha(s)}{ds}\bigg|_{s=s_{\text{рез}}} M_{\text{рез}}\Gamma_{\text{рез}},$$

где $M_{\text{рез}}$ — масса, $\Gamma_{\text{рез}}$ — полная ширина резонанса. Во избежание появления «предков» (т. е. полюсов, соответствующих частицам со спином, превосходящим значение траектории в точке полюса) мнимую часть ниже порога s_n двухчастичного состояния, с которым связан этот резонанс, полагают равной нулю. Таким образом,

$$\alpha(s) = \alpha(0) + \alpha' s + i\theta(s - s_n)\operatorname{Im}\alpha(s).$$

Решение третьей проблемы связано с так называемым кинематическим множителем $E(1, 2, 3, 4, 5)$ (аналог $[\alpha(s) + \alpha(t)]$ в случае упругого рассеяния (см. гл. 1)), который мы обсудим ниже. Как и в модели Венециано — Лавлейса, аргументы B_5-функции следует сдвинуть на единицу, т. е. заменить $-\alpha(s)$ на $1 - \alpha(s)$. Этот сдвиг требует введения кинематического множителя, который был бы:

а) циклически симметричным;

б) линейным по угловым переменным (при фиксированной энергетической переменной (для того чтобы первый энергетический полюс появился в P-волне (векторный мезон));

в) линейным по энергетической переменной при стремлении последней к бесконечности и при фиксированной передаче импульса (для «исправления» асимптотического поведения амплитуды, нарушенного сдвигом аргументов).

---

*) Эта траектория отличается от обычных, в частности, тем, что на ней не наблюдаются резонансы [11], ввиду чего она не может быть дуальна траектории с бесконечным числом резонансов.

Единственный множитель, обладающий перечисленными свойствами, имеет вид

$$E(1, 2, 3, 4, 5) = \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(p_1)^{\mu}(p_2)^{\nu}(p_3)^{\rho}(p_4)^{\sigma},$$

где $\varepsilon_{\mu\nu\rho\tau}$ — полностью антисимметричный тензор. Напомним, что выбор этого множителя связан с предположением о векторном обмене в промежуточных каналах.

Мы частично затронули уже обсуждение последней проблемы, так как вся информация о спине содержится в кинематическом множителе.

Спином внешних частиц обычно пренебрегают (спин внешних бозонов можно учесть путем введения нескольких инвариантных амплитуд, что значительно усложнило бы вычисления); учет спина фермионов — сложная задача, не решенная в рамках узкорезонансных дуальных моделей (не встречающая, однако, трудности в рамках ДАМА). Полуцелый спин фермионов в промежуточных каналах учитывается путем сдвига соответствующих аргументов B-функции на 1/2 или 3/2. Из всех возможных изоспиновых состояний в модели обычно выбирается для простоты одно состояние.

Существует некоторый произвол в выборе частиц, обменивающихся в промежуточных каналах. Этот выбор тем не менее можно сделать разумным, если основываться на экспериментальных данных.

Аналогично тому, как в случае упругого рассеяния амплитуда является суммой трех членов (см. гл. 1),

$$V(s, t, u) = B(s, t) + B(s, u) + B(t, u),$$

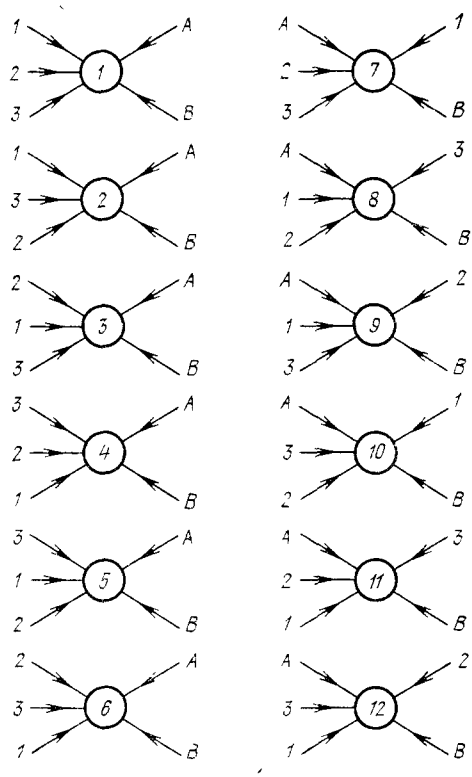

Рис. 14. Двенадцать «неэквивалентных» перестановок для пятиточки.

для реакции с участием пяти частиц имеем $(N-1)!/2 = 12$ диаграмм (рис. 14), не связанных циклической или антициклической перестановкой. Наличие каналов, в которых обмениваются экзотические частицы, значительно упрощают вычисления, так как соответствующие диаграммы не дают вклада в амплитуду.

Полное сечение процесса вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{tot}} = c\,\frac{1}{\sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a m_b^2}} \int |A|^2\, \delta(p_a + p_b - p_1 - p_2 - p_3)\, \delta(p_1^2 - m_1^2)\, \delta(p_2^2 - m_2^2)\, \delta(p_3^2 - m_3^2)\, d^4p_1\, d^4p_2\, d^4p_3,$$

где p и m — соответственно импульсы и массы внешних частиц, A — амплитуда процесса. Единственная произвольная константа c, фигурирующая в модели, определяется путем подгонки из экспериментальных данных.

Для вычисления функций B_5 воспользуемся разложением в ряд [10]

$$B_5(x) = B_4(x_1+n,\ x_2)\,B_4(x_4,\ x_5)\times$$
$$\times\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(x_2)_k\,(x_4)_k}{(x_1+x_2+n)_k\,(x_4+x_5)_k\,k!}\,[A_n\,(z_3)_k + B_n\,(z_3-1)_k],$$

где $z_3 = x_1 - x_3 + x_5$, а коэффициенты A и B определяются с помощью рекуррентных формул

$$A_{n+1} = A_n\left[\frac{z_1(z_3-1)+(z_4+n)(x_1+n)}{(x_1+n)(x_3+n)}\right] + B_n\,\frac{z_3-1}{x_1+n},\quad A_0 = 1,$$
$$B_{n+1} = A_n\,\frac{z_1(z_5+n+1)}{(x_1+n)(x_3+n)} + B_n\,\frac{z_5+n+1}{x_1+n},\quad B_0 = 0,$$

де $z_1 = x_4 - x_1 + x_3$; остальные соотношения связаны циклической перестановкой индексов.

Вычисления производятся статистическим методом Монте-Карло на ЭВМ. Они позволяют получить статистические распределения физических величин, измеряемых на опыте (дифференциальное сечение, угловое распределение, спектр эффективных масс и т. д.). Суммированием распределений можно получить сечение процессов с точностью до нормировочной константы, а спектры масс позволяют вычислить сечения резонансного рождения.

5. ПРИМЕРЫ

а) Описание системы $\pi K\bar{K}N\bar{N}$. Удобным для исследования является класс реакций, изображенный на диаграмме рис. 15.

Этот класс реакций удобен по двум причинам: во-первых, наличие экзотических каналов упрощает вычисления; во-вторых, ввиду отсутствия одинаковых внешних линий имеется большое число различных реакций, связанных кроссинг-симметрией.

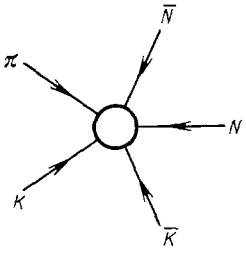

Рис. 15. Реакции с участием $\pi K\bar{K}N\bar{N}$.

На рис. 15 изображено 14 зарядовых конфигураций. Использовав изотопическую инвариантность, мы можем выделить пять групп реакций

(I) $\pi^0K^+K^-p\bar{p}$,

(II) $\pi^-K^+\bar{K}^0p\bar{p}$,

(III) $\pi^-K^+K^-p\bar{n}$,

(IV) $\pi^0K^0K^-p\bar{n}$,

(V) $\pi^0K^0\bar{K}^0p\bar{p}$.

Из них наибольший интерес представляют группы (I) — (III), в каждой из которых содержится несколько реакций, изученных экспериментаторами:

$$\text{(I)}\quad K^+p \to K^+\pi^0p, \tag{5.1}$$
$$^-p \to K^-\pi^0p, \tag{5.2}$$
$$\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0; \tag{5.3}$$
$$\text{(II)}\quad K^+p \to K^0\pi^+p, \tag{5.4}$$
$$K^-p \to \bar{K}^0\pi^-p, \tag{5.5}$$
$$\pi^+p \to K^+\bar{K}^0p, \tag{5.6}$$
$$\pi^-n \to K^0K^-n, \tag{5.6'}$$

$$\pi^- p \to K^0 K^- p, \tag{5.7}$$
$$\pi^+ n \to \bar{K}^0 K^+ n, \tag{5.7'}$$
$$K^+ n \to K^0 \pi^+ n, \tag{5.8}$$
$$K^- n \to \bar{K}^0 \pi^- n, \tag{5.9}$$
$$\bar{p} p \to K^0 K^- \pi^+; \tag{5.10}$$

(III)
$$K^+ p \to K^+ \pi^+ n, \tag{5.11}$$
$$K^- p \to K^- \pi^+ n, \tag{5.12}$$
$$\pi^+ n \to K^+ K^- p, \tag{5.13}$$
$$\pi^- p \to K^0 \bar{K}^0 n, \tag{5.13'}$$
$$\pi^- p \to K^+ K^- p, \tag{5.14}$$
$$\pi^+ n \to K^0 \bar{K}^0 p, \tag{5.14'}$$
$$K^+ n \to K^+ \pi^- p, \tag{5.15}$$
$$K^- n \to K^- \pi^- p, \tag{5.16}$$
$$\bar{p} n \to K^+ K^- \pi^-. \tag{5.17}$$

На примере реакций (5.4), (5.5) и (5.7), для которых имеются хорошие экспериментальные данные, мы проиллюстрируем упомянутые в начале главы свойства симметрии *) модели.

Предполагается, что реакции

$$K^+ p \to K^0 \pi^+ p,$$
$$K^- p \to \bar{K}^0 \pi^- p,$$
$$\pi^- p \to K^0 K^- p$$

описываются одной амплитудой, являющейся комбинацией 12 членов, соответствующих 12 неэквивалентным перестановкам внешних линий. Легко заметить, что только четыре диаграммы не содержат экзотические каналы (рис. 16). Выбор траекторий в промежуточных состояниях основан на следующих соображениях:

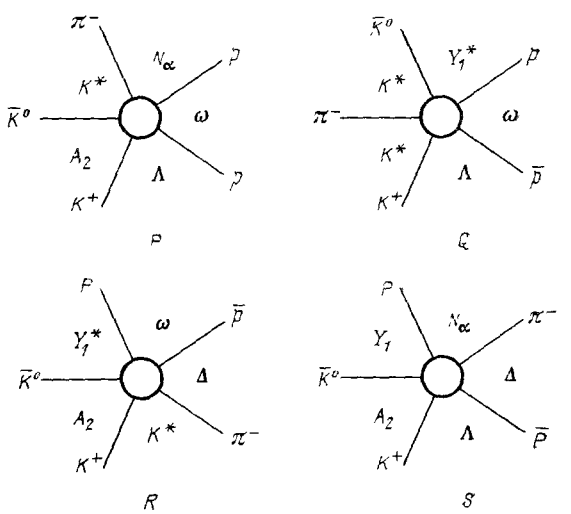

Рис. 16. Диаграммы, которые дают вклад в амплитуду рассеяния.

1) в канале $\bar{p}p$ выбор ω основан на экспериментальных данных о рождении K^+-мезонов [13];

2) Y_1^* (1386) является единственным резонансом из семейства Y_1^*, сильно связанным с системой $\bar{K}^0 p$;

3) Y^{*0} в канале $K^+ p$ может быть как Λ-, так и Y_1^* (1385)-резонансом (экспериментальные данные свидетельствуют в пользу Λ);

4) квантовые числа допускают широкий произвол в выборе N^{*0}-траекторий в канале $\pi^- p$; есть некоторые основания отдать предпочтение траектории N_α. Таким образом, амплитуда рассеяния запишется в виде

$$A = c\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (p_\pi)^\mu (p_{\bar{k}})^\nu (p_k)^\rho (p_{\bar{p}})^\sigma (P + Q + R + S),$$

*) Свойства кроссинг-симметрии, естественно, имеют место лишь в приближении бесконечно узких резонансов.

где

$$P = B_5\left(1-\alpha_{K^*},\ 1-\alpha_{A_2},\ \frac{1}{2}-\alpha_\Lambda,\ 1-\alpha_\omega,\ \frac{1}{2}-\alpha_N\right),$$

$$Q = B_5\left(1-\alpha_{K^*},\ \frac{1}{2}-\alpha_\Lambda,\ 1-\alpha_\omega,\ \frac{3}{2}-\alpha_{Y_1^*},\ 1-\alpha_{K^*}\right),$$

$$R = B_5\left(1-\alpha_{K^*},\ 1-\alpha_{A_2},\ \frac{3}{2}-\alpha_{Y_1^*},\ 1-\alpha_\omega,\ \frac{3}{2}-\alpha_\Delta\right),$$

$$S = B_5\left(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta,\ \frac{1}{2}-\alpha_\Lambda,\ 1-\alpha_{A_2},\ \frac{3}{2}-\alpha_{Y_1^*},\ \frac{1}{2}-\alpha_N\right),$$

где, например,

$$\alpha_\Lambda(s) = -0{,}71 + 0{,}9s + i\theta(s-s_0)\cdot 0{,}09\,(s-s_0),\quad s_0 = (m_\Sigma + m_\pi)^2.$$

Различные зарядовые конфигурации этой системы подробно изучались в широком диапазоне энергий разными группами авторов (см. таблицу).

б) Описание системы $K^+K^-\pi^-p\bar{n}$. Известно [53], что в реакции $K^-p \to K^-\pi^+n$ преобладает обмен π-мезоном. Ниже мы рассмотрим кроссинг-симметричные описания реакций

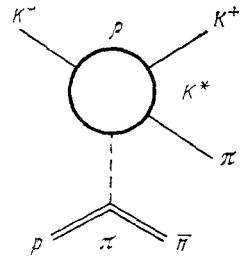

Рис. 17. Пятиточечная амплитуда в пионном полюсе.

$$K^+p \to K^+\pi^+n, \tag{5.11}$$

$$K^-p \to K^-\pi^+n, \tag{5.12}$$

$$K^+n \to K^+\pi^-p, \tag{5.15}$$

$$K^-n \to K^-\pi^-p, \tag{5.16}$$

$$\pi^-p \to K_1^0K_1^0n \tag{5.13}$$

и обсудим роль пионного обмена. Будем рассматривать реакции в той области фазового пространства, где вкладом от обмена вакуумным полюсом и барионным обменом можно пренебречь. Следуя работе [26], будем предполагать, что амплитуда с обменом π-мезоном описывает реакции (5.11) — (5.16) при малых передачах импульса $|t_{pn}|$. К этой амплитуде прибавим амплитуду, содержащую обмен векторными мезонами, вклад от которого значителен при больших передаваемых импульсах. Амплитуду рассеяния с обменом π-мезона (рис. 17) запишем в виде

$$A_\pi = \beta_\pi \bar{u}(p_{\bar{n}})\gamma_5 u(p_p)(\alpha_\rho + \alpha_{K^*} - 1)\,B_4(1-\alpha_\rho,\ 1-\alpha_{K^*})\,\frac{s^{\alpha_\pi}}{\alpha_\pi},$$

($u(p_N)$ — спинорная функция нуклона), т. е. мы рассматриваем амплитуду в пионном полюсе. Отметим, что кинематический множитель в данном случае отличен от кинематического множителя при обмене векторными мезонами.

Амплитуду с обменом векторными мезонами запишем в виде

$$A_\rho = \beta_\rho \varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}(p_K)^\mu(p_{\bar{K}})^\nu(p_\pi)^\lambda(p_{\bar{n}})^\sigma B_5\left(1-\alpha_\omega, 1-\alpha_{K^*}, \frac{3}{2}-\alpha_\Delta, 1-\alpha_\rho, \frac{1}{2}-\alpha_\Lambda\right).$$

Эту амплитуду можно сложить с A_π.

Можно попытаться включить π-мезон в общую дуальную схему резонансов, если написать амплитуду в виде

$$A'_\pi = \beta_\pi \bar{u}(p_{\bar{n}})\gamma_5 u(p_p)(\alpha_\rho + \alpha_{K^*} - 1)\,B_5 \times$$
$$\times\left(1-\alpha_\rho,\ 1-\alpha_{K^*},\ \frac{3}{2}-\alpha_\Delta,\ 1-\alpha_\pi,\ \frac{1}{2}-\alpha_\Lambda\right),$$

Реакции типа $2 \longrightarrow 3$, изученные в рамках B_5-феноменологии

Реакция	$p_{лаб}$	Рассчитанные величины и степень соответствия с экспериментом	Примечание	Литература
		1. KN-взаимодействия		
$K^-p \longrightarrow \Lambda\pi^+\pi^-$	3—10	(01, 01P, 11, 13P, 21, 21P, 22, 23, 33)+	Пионерская работа по B_5-феноменологии	14
(а)	3—10	01+, (11, 23)—, (21, 22)±	Попытка учета спина	15
(б)	10	(11, 13, 23, 33)+	Введены свободные параметры (коэффициенты при диаграммах)	16
(в)	3—10	(01P, 11)+	Единое описание группы реакций, связанных перекрестной симметрией	17
$K^+p \longrightarrow pK^0\pi$	2,5—13	01+ (+ для больших $p_{лаб}$)	То же	13
		(01P, 11, 13, 13P, 23, 31P, 32P)+		18
(г)	1—20	01+	Учтен обмен вакуумной траекторией	19
		11+		
	12	(11, 13, 31P, 32P)±	Амплитуда содержит свободные параметры	20,21
$K^-p \longrightarrow p\overline{K}^0\pi^-$	2,5—13	(01, 01P, 11, 13P, 31P, 32P)+	См. (в)	13
	3—10	(01, 11, 23)+, (13, 13P)±	См. (б)	22
(д)	3,3	(11, 13, 21, 31P, 32P)+	Учтен обмен π-мезоном	23
$K^+p \longrightarrow pK^+\pi^0$	1—20	01±, 11+	См. (г)	19
$K^-p \longrightarrow pK^-\pi^+$		01±, (11, 13)+		
$K^-p \longrightarrow nK^-\pi^+$	10	(01, 01P)—(13, 13P, 23, 25, 33)+	См. (б), (г), (д)	24
	5—16	11+	См. (г), (д)	25
		(13P, 21P)±		
	3—10	(01P, 13P, 31P, 32P)+	См. (в), (д)	26
	1,33—11,2	(0,1, 01P)+	См. (д)	27
		(11, 12, 13, 13P, 21, 21P, 31P, 32P)+		
$K^-n \longrightarrow pK^-\pi^-$	3—10	(11, 13, 32P)+	См. (в), (д)	26
	3—12,6	(11, 13, 31P, 32P)+	То же	28
$K^+n \longrightarrow pK^+\pi^-$	3—10	(01P)?	» »	26,29
$K^+p \longrightarrow nK^+\pi^+$	3	(11, 13P, 32P)+	» »	28
	3	(11, 32P)+	» »	28
$K^-n \longrightarrow \Lambda\pi^0\pi^-$ (е)	3	11±	Единое описание группы реакций, связанных изоспиновой симметрией	17
$K^+p \to N^{*++}K^+\pi^-$	5—16	(11, 13P, 21P, 31P)+	См. (г), (д)	25
$K^+p \longrightarrow \Lambda p\bar{p}$	5—15	(01, 11, 12, 21)+	См. (г)	30
$K^-p \longrightarrow \Lambda p\bar{p}$				
$K^-p \longrightarrow nK^{*-}\pi^+$	6—10	(12, 13)+	См. (а), (д)	31
$K^+p \longrightarrow pK^+\omega$	4,6; 9,0	(11, 13)+	Изучен двойной реджевский предел без учета вакуумного обмена	32
$K^-p \longrightarrow \Lambda K^+K^-$	2,24—5,5	01±		33
		(11, 21, 31P, 32P)+		
$K^-n \longrightarrow pK^{*-}\pi^-$	4,5	11+, 21±		34
$K^+n \longrightarrow nK^0\pi^+$	2—4,5	(11, 51)+	Единое описание перекрестных и зарядово-симметричных реакций	35
$K^-n \longrightarrow n\overline{K}^0\pi^-$				
$K^-p \to \Delta^{++}K^{*-}\pi^-$	4,25; 10	(11, 21)+		36

Продолжение

Реакция	$p_{лаб}$	Рассчитанные величины и степень соответствия с экспериментом	Примечание	Литература
		2. πN-взаимодействия		
$\pi^+p \to \Lambda K^+\pi^+$	1,5—10	(01P, 11, 13P, 32P)+	См. (в)	37
	8	(11, 13, 23)+	См. (б)	16
	8	(01P, 23)+	См. (в)	17
$\pi^-p \to pK^0K^-$	2,5—1,3	01— 11+ (31P, 32P)∓ при 3,1 *Гэв* и при 4 *Гэв*	То же	13
	2—8	01+ (+ для больших $p_{лаб}$) (11, 13, 21)+	Пренебрежение барионным обменом	38,39
$\pi^-p \to nK^0\overline{K^0}$	2—8	01± (+для больших $p_{лаб}$) 11— (13, 21)+	То же	38,39
	12	11— (12, 13, 31P)±	Выделена область мультиреджевского предела	40
	3—12	(01P, 31P, 32P)+	Выделена область резонансов	26
$\pi^+p \to pK^+\overline{K^0}$ $\pi^-p \to \Lambda K^+\pi^-$	8	11+	См. (в)	13
$\pi^-p \to \Lambda K^0\pi^0$	2—8	(01, 11, 13, 21)+		
	3—6	(01, 11)+ (21P, 31P, 32P)±	См. (в), (е)	17
$\pi^-p \to \Sigma^0K^+\pi^-$	2—8	(01, 11)+		38
$\pi^-p \to n\pi^0\pi^0$	2—10	(01, 13, 21)+ 01P±		41
$\pi^-p \to n\pi^+\pi^-$ $\pi^+p \to N^{*++}\pi^+\pi^-$	5—16	(01P, 11, 13, 21P, 41)+	См. (г), (д)	25
		3. NN- и $\overline{N}N$-взаимодействия		
$pp \to pn\pi^+$	28,5	(11, 13)+	Учет обмена вакуумной траекторией	42
$\bar{p}n \to \overline{\Delta}^{--}p\pi^0$	7	(11, 13, 23, 31P, 32P)+	Оценка роли кинематического фактора; сравнение с двойным реджевским пределом	43
$\bar{p}n \to \pi^+\pi^-\pi^-$	1,0—1,6	(11, 51)+	См. (а)	44
$\bar{p}p \to K_1^0K^\pm\pi^\mp$	1,1—5,7	(0,1, 11, 21)±	Модифицированный кинематический фактор	
$pp \to p\Lambda K^+$	6,6	(12, 13, 21)+	См. (в)	30
		4. Фоторождение		
$\gamma p \to p\pi^+\pi^-$	2,5—5,8	(11, 13, 31, 32)+ 42?	См. (г)	45
$\gamma p \to pK^+K^-$	2,5—17,8	(11, 13)+	То же	46
		5. Процессы типа 2 → 2		
$K^-p \to n\overline{K}^0$ $K^+n \to pK^0$ $\pi^-p \to \Lambda K^0$ $K^-n \to \Lambda\pi^-$	2,5—13	(01, 13)+	Амплитуда для процессов 2 → 3 в полюсе	47
$\pi^-p \to n\rho^0$ $pp \to n\Delta^{++}$ $\pi^+p \to \Delta^{++}\rho^0$ $K^-p \to K^{*-}p$	1,6—16	13+	$B_5 \to B_4 \times B_4$ (см. (д))	48

Продолжение

Реакция	$p_{лаб}$	Рассчитанные величины и степень соответствия с экспериментом	Примечание	Литература
		6. Процессы типа $2 \to 4$		
$\bar{p}p \to 4\pi$		(11, 21, 34)+	$B_6 \to B_5$ в полюсе $(\bar{p}p)$	49
$ep \to ep\pi^+\pi^-$		11+	См. (г)	50
$K^-p \to nK^0\pi^+\pi^-$	4,6; —5	(11, 31, 32)±	$B_6 \to B_5$. См. (д)	51
				52

Обозначения

01 $\sigma(p_{лаб})$ — зависимость полного сечения от $p_{лаб}$,
11 $d\varepsilon/dM_{эфф}$ — спектры эффективных масс,
12 $d\sigma/ds$ — спектры квадратов эффективных масс,
13 $d\sigma/dt$ — спектры квадратов переданного импульса,
21 $d\sigma/d\cos\theta^*$ — распределения по углу рождения в СЦМ,
22 $d\sigma/dp^*$ — распределения по модулю импульса в СЦМ,
23 $d\sigma/dp_L^*$ — распределения по продольному импульсу в СЦМ,
24 $d\sigma/dp_\perp$ — распределения по поперечному импульсу в СЦМ,
25 $\langle p_\perp \rangle(\omega)$ — ω — угол Ван-Хова,
31 $d\sigma/d\Phi_{TY}$ — распределение по углу Треймана — Янга,
32 $d\sigma/d\theta_J$ — распределение по углу Джексона,
33 $d\sigma/d\omega$ — распределение по радиальному углу ω на диаграмме Ван-Хова,
34 $d\sigma/d\chi$ — распределение по углу Гольдхабера.
41 $(F-B)/(F+B)$ — параметр асимметрии,
42 b — параметр наклона дифракционного конуса,
51 — диаграммы Далитца.

Буква Р после обозначения изученной величины означает, что данная величина рассчитана для квазидвухчастичного процесса рождения резонанса. Следующий знак показывает степень соответствия предсказаний модели и эксперимента: «+» — хорошее, «±» — удовлетворительное, «—» — плохое.

что соответствует диаграмме, изображенной на рис. 18. (При малых передачах импульсов $|t_{pn}|$ эта амплитуда сводится к A_π.)

Результаты вычислений, однако, показывают, что предположение о дуальности π-мезона приводит к предсказанию несуществующих в природе барионных резонансов с большой шириной.

в) Вакуумный обмен. В процессах дифракционной диссоциации, например в таких, как

$$NN \to N(\pi N),$$
$$KN \to K(\pi N),$$
$$KN \to (K2\pi)N,$$
$$\pi N \to \pi(\pi N),$$
$$\pi N \to (3\pi)N,$$
$$\gamma N \to (2\pi)N,$$

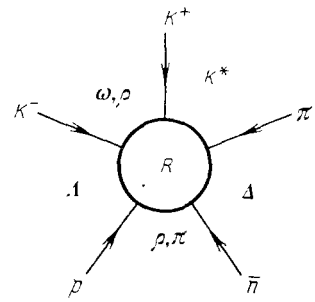

Рис. 18. Включение пионного обмена в дуальную схему.

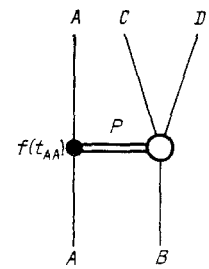

Рис. 19. Вакуумный обмен.

преобладает обмен вакуумным полюсом. Для описания таких процессов была предложена амплитуда вида [42] (рис. 19)

$$T \sim f(t_{AA})\, \bar{s} V_{PB \to CD},$$

где $f(t_{AA})$ — форм-фактор вершины адрон — померон, определяемый путем факторизации из упругого рассеяния, $\bar{s} = (p_A + p_B)$; наконец, $V_{PB\to CD}$ обозначает амплитуду Венециано — Лавлейса для некоторого фиктивного процесса $P + B \to C + D$.

Для экспериментаторов особый интерес представляет изучение процесса $\gamma p \to p\pi^+\pi^-$. В спектре масс $\pi^+\pi^-$ доминирует пик ρ-мезона, поэтому эту реакцию обычно изучали в рамках модели векторной доминантности. Однако наличие фона, а также асимметрия пика ρ-мезона указывает на то, что в этой реакции нельзя пренебречь трехчастичными конечными состояниями.

Модель [45] позволяет полностью учитывать трехчастичное конечное состояние, включая мультипериферизм, резонансное рождение, а также наличие фона, в широком интервале энергий.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ B_5-ФЕНОМЕНОЛОГИИ

В данной главе мы приведем и обсудим некоторые из наиболее характерных результатов, полученных в рамках B_5-феноменологии.

На рис. 20 изображены графики полного сечения как функции импульсов налетающих частиц. Константа нормировки подогнана по экспериментальной точке полного сечения реакции $K^+p \to K^0\pi^+p$ при 5 *Гэв/с*. Теоретические предсказания совпадают с опытными данными как в отношении энергетической зависимости, так и по абсолютной величине. Анализируя предсказания модели для полных сечений, можно сделать следующие заключения:

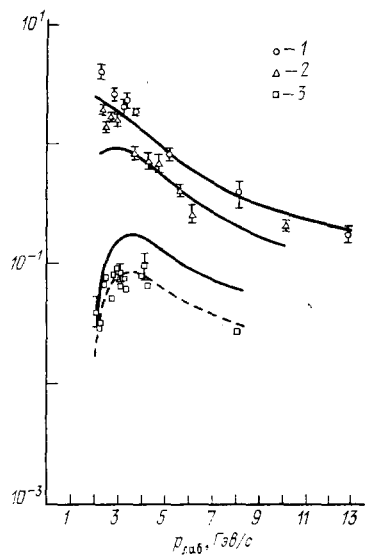

Рис. 20. Кривые полного сечения для реакций $K^+p \to K^0\pi^+p$ (*1*), $K^-p \to \bar{K}^0\pi^-p$ (*2*) и $\pi^-p \to K^0K^-p$ (*3*) (сплошные линии).

а) При значениях импульсов меньше 3 *Гэв/с* расчетные кривые уходят значительно ниже экспериментальных точек. Такое расхождение может быть обусловлено увеличением вклада при низких энергиях пионного обмена, не учтенного в модели.

б) Для реакции $\pi^-p \to K^0K^-p$ предсказания теории расходятся с экспериментальными данными почти в два раза (причем теория предсказывает правильный ход зависимости сечения от энергии). Следует отметить, что даже такое грубое согласие между теорией и экспериментом мы должны расценивать как успех теории; если принять во внимание большую (20-кратную) разницу между сечениями этой реакции и соответствующими значениями для реакции, на которую была нормирована амплитуда.

в) Предсказания сечений рассеяния для процессов (5.5) и (5.7) с помощью реакции (5.4) дают возможность анализировать свойства кроссинг-симметрии амплитуды.

Кривые распределения по эффективным массам приведены на рис. 21. Здесь очевидно преимущество дуальных моделей над моделью полюсов Редже, связанное с учетом резонансных эффектов. Благодаря этому свойству дуальные модели, как это видно на приведенном рисунке, отобра-

жают основные черты экспериментальных данных распределений по эффективным массам.

На рис. 22 и 23 приведены кривые сечений рождения доминирующих резонансов в реакциях $K^+p \to K^0\pi^+p$ и $K^-p \to \overline{K}^0\pi^-p$.

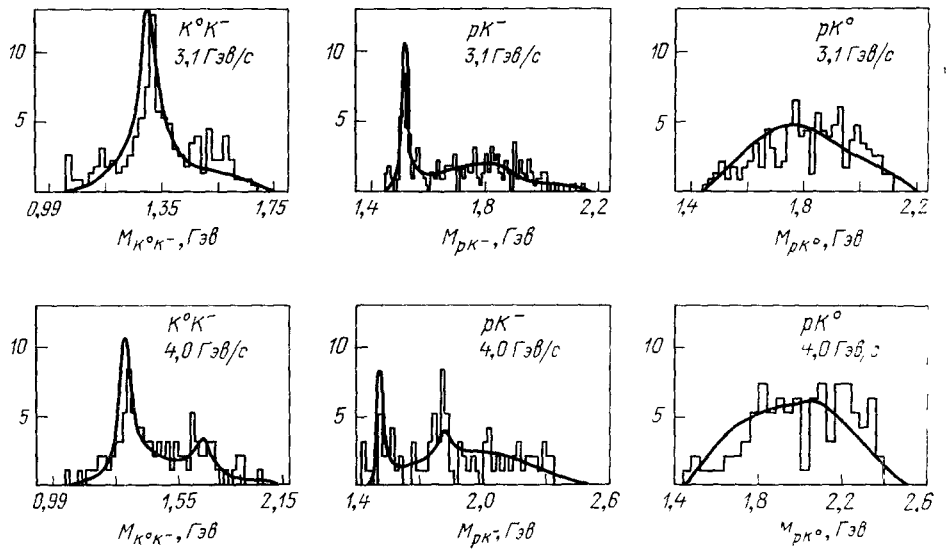

Рис. 21. Распределение по эффективным массам в реакции $\pi^-p \to K^0K^-p$.

На рис. 24 приведены угловые распределения для распада резонансов. В данной модели эти угловые распределения для основных резонансов на каждой траектории зависят от кинематического множителя и,

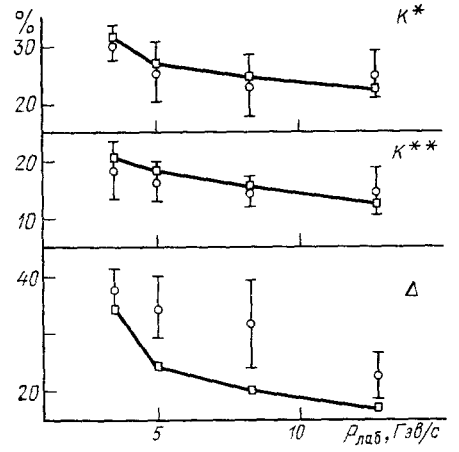

Рис. 22. Сечения рождения резонансов в реакции $K^+p \to K^0\pi^+p$.

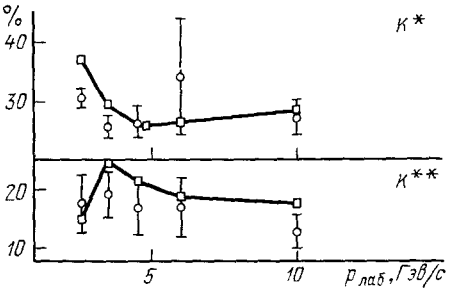

Рис. 23. Сечения рождения резонансов в реакции $K^-p \to \overline{K}^0\pi^-p$.

таким образом, могут служить критерием для проверки правильности предположений о частицах, обмениваемых в промежуточных каналах (векторный, псевдоскалярный и т. д. обмен).

Отметим, что предсказания модели Чана и др. [13] расходятся с экспериментальными данными о полных сечениях реакций $K^0p \to K^+\pi^-p$ и $\bar{K}^0p \to K^-\pi^+p$. Такое расхождение, по-видимому, обусловлено некорректным выбором амплитуд и (или) кинематического множителя [54].

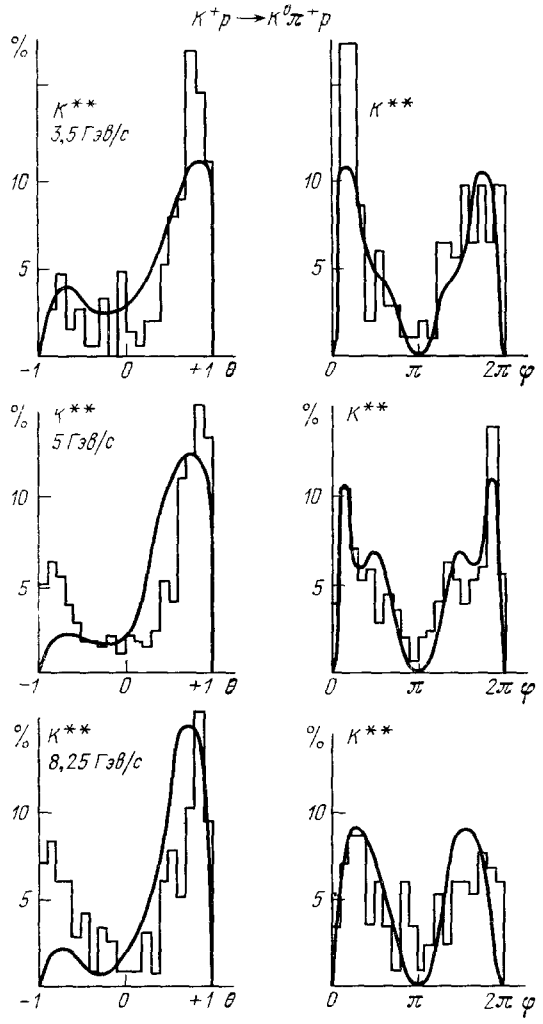

Рис. 24. Угловые распределения для распадов резонансов.

Приведенные здесь примеры составляют ничтожную часть всех результатов, полученных в рамках B_5-феноменологии. Полная сводка результатов со ссылками на оригинальные работы дана в таблице.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предсказания, полученные в рамках B_5-феноменологии, имеют скорее качественный, чем количественный характер, хотя в ряде случаев имеется согласие с экспериментальными данными. При этом следует иметь в виду, что в рамках этой модели впервые удалось единым образом описать различные черты неупругих процессов рассеяния (двойной периферизм, образование резонансов, фон и др.), ранее рассматривавшиеся как несвязанные. При этом с помощью амплитуды, содержащей единственную произвольную константу, удается описать целый ряд процессов (связанных между собой перекрестной симметрией) в широком интервале энергий и углов рассеяния.

Дальнейшее развитие этого направления будет зависеть, по-видимому, от решения следующих проблем. Неунитарность модели является основным ее недостатком (она приводит, в частности, к тому, что дочерние резонансы вносят вклад в амплитуду, равный вкладу резонансов на основной траектории, что в сильной степени искажает картину рассеяния). Построение инвариантной амплитуды, обладающей хорошими унитарными свойствами и пригодной для вычислений, означало бы решение основной проблемы B_5-феноменологии.

Остальные проблемы носят скорее технический характер, и их решение в значительной степени зависит от успехов в унитаризации дуальной модели. Сюда относятся проблема включения спина фермионов и дифракции (вакуумного обмена). В решении перечисленных проблем существен-

ную роль могут сыграть дуальные амплитуды с мандельстамовской аналитичностью (ДАМА) [8]. Этот класс амплитуд не противоречит постулатам аналитической теории S-матрицы, обладая при этом рядом привлекательных унитарных и аналитических свойств, не присущих узкорезонансным дуальным моделям *). Существенным в этих моделях является использование нелинейных траекторий, что позволяет естественным образом включить фермионные траектории [55] и вакуумный обмен [12].

Использование в амплитуде максимального числа B_5-функций (т. е. пренебрежение минимальным числом диаграмм) в принципе должно привести к более корректному описанию процессов, однако это повлечет за собой громоздкие вычисления, что отрицательно повлияет на точность результатов.

Наконец, отметим, что исследуются возможности B_6-феноменологии. К настоящему времени, однако, за разумное количество машинного времени не удается получить результаты разумной точности.

В целом можно утверждать, что B_5-феноменология, благодаря общности и возможностям дальнейшего развития, является многообещающим подходом в эксклюзивном описании неупругих процессов рассеяния адронов.

Институт теоретической физики АН УССР,
Киев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Л. Енковский, В. В. Кухтин, В. П. Шелест, Дуальные резонансные модели. I. Препринт ИТФ-70-43, Киев, 1970; Л. Л. Енковский, В. В. Тимохин, Дуальные резонансные модели. II. Препринт ИТФ-71-118р, Киев, 1971; А. Б. Кайдалов, УФН **105**, 97 (1971).
2. A. A. Logunov, L. D. Soloviev, A. N. Tavkhelidze, Phys. Lett. **B24**, 181 (1967).
3. R. Dolen, D. Horn, C. Schmid, Phys. Rev. **166**, 625 (1967); M. Ademolo, H. R. Rubinstein, G. Veneziano, M. Virasoro, ibid. **176**, 1904 (1968).
4. T. Matsuoka, K. Ninomiya, S. Sawada, Progr. Theor. Phys. **42**, 56 (1972); H. Harari, Phys. Rev. Lett. **22**, 562 (1969); J. Rosner, ibid., p. 689.
5. Д. В. Ширков, УФН **102**, 87 (1970).
6. G. Veneziano, Nuovo Cimento **A57**, 190 (1968); C. Lovelace, Phys. Lett. **B28**, 265 (1968).
7. R. Z. Roskies, Phys. Rev. Lett. **21**, 1851 (1969); K. V. Vasavada, Lett. Nuovo Cimento **6**, 453 (1969).
8. A. Bugrij, G. Cohen-Tannoudji, L. Jenkovszky, A. Kobylinsky, Preprint ITP-72-184E, Kiev, 1972; Fortschr. Phys. **21** (9) (1973).
9. K. Bardakci, H. Ruegg, Phys. Lett. **B28**, 242 (1968); M. Virasoro, Phys. Rev. Lett. **22**, 37 (1969).
10. J. F. L. Hopkinson, Preprint DNPL/P21, Daresbury, 1969.
11. V. V. Ilyin, L. L. Jenkovszky, N. A. Kobylinsky, V. P. Shelest, Preprint RIFP-139, Kyoto, 1972.
12. A. I. Bugrij, L. L. Jenkovszky, N. A. Kobylinsky, V. P. Shelest, Lett. Nuovo Cimento **6**, 577 (1973).
13. Chan Hong-Mo, R. O. Raitio, G. H. Thomas, N. A. Törnqvist, Nucl. Phys. **B19**, 173 (1970).
14. B. Petersson, N. A. Törnqvist, ibid. **B13**, 629 (1969).
15. S. A. Adjei, P. A. Collins, B. J. Hartley, R. W. Moore, K. J. M. Moriarty, Phys. Rev. **D3**, 150 (1971).
16. H. J. Schreiber, Preprint PHE 70-4, Berlin-Zeuthen, 1970.
17. P. Hoyer, B. Petersson, N. A. Törnqvist, Nucl. Phys. **B22**, 497 (1970).
18. S. Shafee, Cavendish Lab. Preprint HEP 71-4, Cambridge, 1971.
19. K. Kajantie, S. Papageorgiou, Nucl. Phys. **B22**, 31 (1970).
20. V. Waluch, S. M. Flatte, J. H. Friedman, D. Sivers, Phys. Rev. **D5**, 4 (1972).

*) В то время как узкорезонансная дуальная амплитуда является мероморфной функцией своих аргументов — траекторий Редже, ДАМА от этих траекторий зависит функциональным образом.

21. V. Waluch, Preprint UCRL-LBL-736, 1972.
22. J. Bartsch, M. Deutschman, R. Honecker, R. Schulte, R. Steinberg, H. Böttcher, U. Gensch, S. Nowak, H. Schiller, A. Angelopoulos, V. P. Cocchoni, P. F. Dalpiaz, J. D. Hansen, W. Kittel, D. R. O. Morrison, K. Paler, H. J. Schreiber, H. Töfte, P. J. Dorman, S. J. Goldsack, M. J. Losty, M. E. Mermikides, A. Frölich, M. Markytan, G. Otter, P. Schmid, H. Wahl (Aachen—Berlin—CERN—London—Vienna Collaboration), Nucl. Phys. **B20**, 63 (1970).
23. P. A. Schreiner, D. H. Stork, A. G. Saxon, L. Lyons, ibid. **B24**, 157 (1970).
24. J. Bartsch, M. Deutschman, R. Honecker, R. Schulte, R. Steinberg, H. Böttcher, U. Gensch, J. Kalltwasser, D. Pose, A. Angelopoulos, V. T. Cocchoni, P. F. Dalpiaz, J. D. Hansen, W. Kittel, D. R. O. Morrison, K. Paler, H. J. Schreiber, H. Töfte, P. J. Dorman, S. J. Goldsack, M. J. Losty, M. E. Mermikides, A. Fröhlich, M. Markytan, G. Otter, P. Schmid, H. Wahl (Aachen—Berlin—CERN—London—Vienna Collaboration), ibid. **B23**, 1.
25. S. Pokorski, M. Szeptycka, A. Zieminski, Nucl. Phys. **B27**, 568 (1971).
26. P. Hoyer, B. Peterson, A. L. Lea, J. E. Paton, G. H. Thomas, ibid. **B32**, 285 (1971).
27. M. D. Lyberg, L. Gislén, Univ. of Lund Preprint, Lund, 1971.
28. M. D. Lyberg, Univ. of Lund Preprint, Lund, 1971.
29. K. Buchner et al., Preprint Max-Planck-Institute Phys. and Astrophys., München, 1971.
30. W. M. Dunwoodie, J. K. Tuominiemi, Preprint CERN (D. Ph.), PHYS 70-59, Geneva, 1970.
31. S. A. Adjei, P. A. Collins, B. J. Hartley, R. W. Moore, K. J. M. Moriarty, Phys. Rev. **D5**, 139 (1972); D. Barkai, K. J. M. Moriarty, Preprint ICTP/71/17, London, 1971.
32. J. A. Jerome, W. A. Simmons, Nucl. Phys. **B24**, 623 (1970).
33. P. A. Schreiner et al., ibid. **B28**, 85 (1971).
34. K. Palers, A. C. Amman, D. D. Carmony, A. F. Garfinkel, L. J. Gutay, D. H. Miller, W. L. Yen, ibid. **B21**, 407 (1970).
35. R. O. Raitio, ibid., p. 427.
36. R. Baier, H. Kühnelt, F. Widder, ibid. **B27**, 372 (1971).
37. N. A. Törnqvist, ibid. **B18**, 530 (1970).
38. L. L. Jenkovsky, V. V. Kukhtin, V. V. Timokhin, Preprint ITP-70-77, Kiev, 1970.
39. Ю. А. Будагов, В. Б. Виноградов, Л. Л. Енковский, С. В. Клименко, Г. Мартинска, В. В. Тимохин, Л. Шандор, Препринт ОИЯИ Р2-5943, Дубна, 1971.
40. P. A. Collins et al., Nucl. Phys. **B22**, 150 (1971).
41. Б. А. Будагов, В. Б. Виноградов, Л. Л. Енковский, С. В. Клименко, В. В. Кухтин, Н. К. Куциди, Г. Мартинска, В. В. Тимохин, ЖЭТФ **62**, 836 (1972).
42. S. Pokorski. H. Satz, Nucl. Phys. **B19**, 113 (1970).
43. P. Antich, A. Callahan, R. Carson, C.-Y. Chien, B. Cox, D. Denegri, L. Ettlinger, D. Feiock, G. Goodman, J. Haynes, R. Mercer, A. Pevsner et al., John Hopkins Univ. Preprint, Baltimore, 1970.
44. A. Bettini, M. Cresti, M. Mazzucato, L. Peruzzo, S. Sartori, G. Zumerle, M. Alston-Garnjost, R. Huesman, R. Ross, F. T. Solmitz. L. Bertanza, R. Carrara, R. Casali, P. Lariccia, R. Pazzi, G. Borreani et al., Nuovo Cimento **A1**, 333 (1971).
45. H. Satz, K. Schilling, ibid. **A67**, 511 (1970).
46. H. Satz, K. Schilling, Lett. Nuovo Comento **3**, 723 (1970).
47. B. Petersson, G. H. Thomas, Nucl. Phys. **B20**, 451 (1970).
48. A. J. Buras, Contribution to XVth Intern. Conference on High-Energy Physics, Kiev, 1970.
49. J. E. L. Hopkinson, R. G. Roberts, Lett. Nuovo Cimento **2**, 466 (1969).
50. M. Chaichian, J. F. L. Hopkinson, ibid. **4**, 616 (1970).
51. B. Bartl, C. Iso, Preprint DESY 70/56, Hamburg, 1970.
52. L. Gislén, Preprint LPTHE 71/6, Orsay, 1971.
53. G. Belletini, Rapporteur's Talk at 14th Intern. Conference on High-Energy Physics, Vienna, 1968, p. 354.
54. E. L. Berger, Proc. of the Conference on «Phenomenology in Particle Physics» (1971), Caltech, March 1971.
55. L. L. Jenkovsky, N. A. Kobylinsky, A. B. Prognimak, Preprint ITP-73, Kiev, 1973.