1974 г. Июнь *Том 113, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.17.01

МЕХАНИЗМ ПРЯМЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. М. Колыбасов, Г. А. Лексин, И. С. Шапиро

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение 239
1. Почему высокие энергии? (240). 2. План обзора (241).
II. Теоретические основы 241
1. Полюсной механизм (одночастичный обмен) (242). а) Полюсная диаграмма (242). б) Случай факторизации сечения (244). в) Программа идентификации полюсного механизма (245). 1) Критерий Треймана — Янга (246). 2) Зависимость дифференциального сечения от импульса остаточного ядра (247). 3) Распределение по полярному углу остаточного ядра (247). 4) Зависимость сечения от начальной энергии (247). 5) Абсолютная величина дифференциального сечения (247). 6) Измерение сечения реакции $A + x \to B + y + z$ как функции независимых кинематических инвариантов реакции $i + x \to y + z$ (247). 7) Поляризационные эффекты (248). 8) Проверка изотопических соотношений (249). —2. Треугольная диаграмма (250). а) Формализм (251). б) Случай нестабильной виртуальной частицы (253). в) Учет форм-фактора ядра (254). г) Связь со шредингеровским формализмом (255). — 3. Учет вклада более сложных диаграмм (256).
III. Квазиупругие процессы (эксперимент) 258
1. Эксперименты в простейшей постановке (258). 2. «Двухплечевые» эксперименты (260). 3. «Полные» опыты (261). 4. Оценка вклада полюсного механизма (267).
IV. Треугольный механизм 269
1. Спектр масс системы (Λp) в реакции $K^- d \to \pi^- \Lambda p$ (269). 2. Перерассеяние пионов в реакции $(p, d\pi)$ (270). 3. Упругое pd-рассеяние на большие углы (270).
V. Захват пионов и каонов 272
IV. Заключение 277
Приложения I—III 279
Цитированная литература 281

I. ВВЕДЕНИЕ

К прямым ядерным реакциям относят такие процессы, в которых преимущественная часть энергии и импульса налетающей частицы передается одному или сравнительно небольшой группе нуклонов. В результате наблюдаются быстрые частицы, коррелированные с направлением первоначального пучка, и слабо возбужденные (или вовсе не возбужденные) остаточные ядра. Протоны и сложные частицы проявляют себя во многих прямых процессах одинаковым образом. Примером служат реакции выбивания типа (p, pd), $(p, p\alpha)$, $(\alpha, 2\alpha)$, кинематическая картина в которых близка к столкновению свободных частиц и ничем не отличается от картины процессов $(p, 2p)$ или (p, pn).

Почти все известные прямые реакции интерпретируются сейчас в рамках картины «прямого взаимодействия», т. е. непосредственного

© «Успехи физических наук», 1974.

столкновения налетающей частицы с небольшой группой нуклонов, покидающих ядро. Исследования последних лет показали, однако, что, вопреки господствовавшим не так давно наивным представлениям, проверка гипотезы прямого взаимодействия — не простая задача. Ее решение относится к числу актуальных проблем ядерной физики.

Ряд экспериментальных исследований прямых ядерных реакций подробно рассмотрен в известных обзорах [1-6], в которых, однако, основное внимание уделяется возможности получения спектроскопической информации о положении и свойствах ядерных уровней.

Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы на основе современного экспериментального материала выяснить состояние наших знаний о физической природе и механизме прямых реакций. Эта проблема обсуждалась ранее в обзорной литературе (см. [7-19]), но появившиеся с тех пор опытные данные и теоретические результаты делают необходимым рассмотреть вопрос заново.

То новое, что привнесено последним пятилетием в изучение прямых ядерных реакций, связано прежде всего с использованием частиц высоких энергий и методическим прогрессом в технике многомерного анализа данных. Это позволило осуществить ряд информативных экспериментов, продиктованных современными теоретическими представлениями.

1. Почему высокие энергии?

Высокие энергии интересны для исследования природы прямых реакций по следующим причинам:

а) Возможность передачи малых импульсов и больших энергий *расширяет границы физической области* и позволяет проследить зависимость амплитуд на значительно большем интервале изменения кинематических переменных, чем при малых энергиях. Отсюда — возможность наблюдать иррегулярности (масштаб которых определяется величиной энергии связи частиц в ядре), характерные для данного механизма. В некоторых случаях можно подойти ближе к особым точкам амплитуды реакции, где механизм процесса проявляется наиболее ярко. Кроме того, при высоких энергиях осуществима передача ядру больших энергий возбуждения без существенного подавления вероятности реакций. (Для этого нужно, чтобы переданный импульс q был небольшим, $q \lesssim 1/R$, R — радиус ядра.)

б) *Расширяется многообразие частиц*, участвующих в ходе реакции. Использование мезонных пучков дает возможность осуществлять реакции с разными зарядовыми состояниями налетающих и конечных частиц при практически тождественных кинематических условиях. Это обстоятельство важно как для выяснения механизма реакций, так и для исследования структуры ядра. Особую роль в изучении динамической корреляции нуклонов в ядрах имеют прямые реакции захвата пионов.

Реакции с виртуальным образованием нуклонных и гиперонных изобар, происходящие при столкновении частиц высокой энергии с внутриядерными нуклонами, являются дополнительным источником информации о связи ядерного процесса в целом с «элементарным актом» из-за характерной зависимости его амплитуды от энергии (барионный резонанс может как бы являться индикатором прямого процесса).

в) Современные представления о природе прямых процессов предполагают их универсальность (по шкале энергий). Доказательством этого было бы описание сечений при высоких энергиях с помощью ядерных констант (приведенных ширин), измеренных в опытах с малыми энергиями.

2. План обзора

В дальнейшем речь пойдет в основном об установлении механизма таких прямых реакций, в конечном состоянии которых присутствуют три или больше частиц. Дело в том, что для идентификации механизма требуется проведение комплексного исследования (измерение и сравнение с теорией целого ряда характеристик реакции). С этой точки зрения идентификация механизма реакций с тремя частицами в конце оказывается более легкой задачей, чем распознавание по данным эксперимента механизма бинарной реакции. Причина — в большем числе независимых кинематических переменных, вследствие чего предсказания теории богаче. В частности, во-первых, резче проявляются различного рода симметрии, свойственные простейшим диаграммам; во-вторых, возникают движущиеся комплексные особенности амплитуды, приводящие к характерным иррегулярностям в ходе сечения как функции кинематических переменных. Ниже это будет продемонстрировано на примере двух простых механизмов: полюсного и «треугольного» *). Будет рассмотрен следующий класс реакций: квазиупругие процессы (реакции выбивания); реакции, описываемые треугольным механизмом (двойная перезарядка пионов, упругое pd-рассеяние, взаимодействие K^- с дейтронами); ядерный захват пионов и каонов. В гл. II изложены теоретические основы исследования прямых реакций. Подробно описаны характеристики, соответствующие полюсной и треугольным фейнмановским диаграммам, а также приближенный метод учета вклада других диаграмм. Затем следует анализ экспериментальных данных и их сравнение с теоретическими представлениями: в гл. III — для квазиупругих процессов, в гл. IV — для реакций, описываемых треугольным механизмом, в гл. V — для захвата пионов и каонов.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Современные представления о природе прямых процессов можно коротко свести к следующему [7, 8]. Ядро является динамической системой, виртуально испускающей и поглощающей обратно всевозможные частицы. Эти виртуальные частицы, испускаемые на очень короткое время 10^{-21}—10^{-23} *сек* (порядка времени прямой реакции), образуют периферию ядра подобно тому, как виртуальные пионы составляют периферию нуклона, причем наименее связанные с ядром частицы являются наиболее «периферийными». Прямой процесс является результатом столкновения налетающей частицы с одной или несколькими виртуальными частицами. Это столкновение вызывает ядерную реакцию, часть продуктов которой может быть захвачена с образованием остаточного ядра, а другая вылетает наружу.

Формализмом, адекватным такому представлению, является аппарат фейнмановских диаграмм, в который с самого начала все частицы, в том числе нуклоны и более сложные образования типа дейтронов и α-частиц, входят равноправным образом. На языке диаграмм прямым процессам отвечают графики с небольшим числом внутренних линий (т. е. виртуальных частиц), при этом понятие механизма реакции приобретает точный смысл указанием диаграммы, дающей доминирующий вклад в быстро меняющуюся часть амплитуды реакции **).

*) Под треугольным механизмом понимается совокупность трех элементарных актов взаимодействия, чему соответствует треугольная фейнмановская диаграмма.

**) Общетеоретические основы метода нерелятивистских фейнмановских диаграмм и его применение к прямым ядерным реакциям достаточно полно изложены в [7, 8, 17]. Поэтому в дальнейшем мы ограничиваемся рассмотрением некоторых простых, но наиболее важных диаграмм. Не будут также затрагиваться вопросы, связанные с кинематикой реакции, распределения, даваемые фазовым объемом, и т. п., так как они подробно рассмотрены в [8, 13, 18].

Особая выгода диаграммной техники состоит в том, что в ней удается избежать использования ядерных волновых функций. У системы «релятивистская частица + ядро», вообще говоря, нет волновой функции, так как могут рождаться новые частицы. У системы «релятивистская частица + + нуклон» нет потенциала. Ко всем этим атрибутам в традиционном формализме прямых процессов каждый раз — при введении новых механизмов — надо приспосабливаться заново. В диаграммном методе основным понятием теории является не волновая функция, а амплитуда реального или виртуального процесса. Амплитуда процесса есть всегда. В прямом процессе амплитуда реакции на ядре выражается через амплитуду элементарного акта.

Еще одним существенным достоинством диаграммного языка является его общность. С его помощью удается описать широкий круг ядерных реакций и проследить аналогию с процессами взаимодействия элементарных частиц.

1. Полюсной механизм (одночастичный обмен)

Ту или иную конкретную диаграмму имеет смысл рассматривать отдельно только в той области кинематических переменных, где она выделена по сравнению с остальными, как правило, в области, лежащей вблизи особенности данной диаграммы. Полюсная диаграмма рис. 1 имеет особенность по переменной t_{AB}, связанной с переданным импульсом от ядра-мишени A к остаточному ядру B:

$$t_{AB} = -(\mathbf{p}_A - \mathbf{p}_B)^2 + 2(m_A - m_B)(E_A - E_B) = -\frac{m_A}{m_B} q^2, \qquad (2.1)$$

которая находится в точке $t^0_{AB} = 2m_{iB}\varepsilon$; здесь $\mathbf{p}$, E, m — импульсы, кинетические энергии и массы, q — импульс ядра B в лабораторной системе, m_{iB} — приведенная масса частиц i и B, ε — энергия связи частиц i и B в ядре A: $\varepsilon = m_B + m_i - m_A$ *). Эта особенность амплитуды, как правило, является ближайшей к физической области реакции

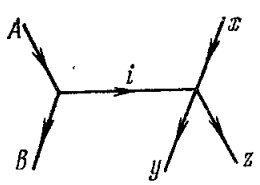


Рис. 1. Полюсная диаграмма, отвечающая реакции $A+x \to B+y+z$.

$$A + x \to B + y + z \qquad (2.2)$$

по переменной t_{AB} (для трехчастичной реакции (2.2) физическая область определяется условием $t_{AB} \leqslant 0$). Поэтому можно думать, что в ряде случаев полюсная диаграмма рис. 1 вносит в области малых переданных импульсов ($q < 100$—150 *Мэв/с*) основной вклад в амплитуду таких процессов, как квазиупругое выбивание $(p, 2p)$, (p, pd), $(\pi, \pi N)$ и т. п., а также реакций $(\pi^+, 2p)$, $(\pi^-, n\gamma)$, $(p, \pi d)$ и т. д. Вопрос о том, как проверить справедливость высказанного утверждения, составит основное содержание данного раздела.

а) Полюсная диаграмма. Амплитуда реакции (2.2), соответствующая диаграмме рис. 1, выражается через амплитуду Γ распада

$$A \to B + i \qquad (2.3)$$

и амплитуду M' реакции

$$i + x \to y + z \qquad (2.4)$$

*) Везде будет принята система единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

следующим образом:

$$M^{\mu_B\mu_y\mu_z}_{\mu_A\mu_x}=\frac{2m_im_B}{m_A}\frac{1}{q^2+\varkappa^2}\sum_i\Gamma^{\mu_B\mu_i}_{\mu_A}(M')^{\mu_y\mu_z}_{\mu_i\mu_x};\qquad(2.5)$$

здесь $\varkappa=(2m_{Bi}\varepsilon)^{1/2}$, μ_k — проекция спина k-й частицы на ось z. В величине $\Gamma^{\mu_B\mu_i}_{\mu_A}$ удобно выделить в явном виде зависимость от спинов и разложить ее по инвариантным форм-факторам F, которые являются функциями только t_{AB} (или, что то же самое, импульса относительного движения частиц i и B, совпадающего с q) [18, 20]:

$$\Gamma^{\mu_B\mu_i}_{\mu_A}=2\pi\left(\frac{\varkappa}{2m^2_{Bi}}\right)^{1/2}\sum_{l,J}\gamma_{lJ}F_{lJ}(q)\sum_{\mu m}C^{J\mu}_{j_i\mu_i j_B\mu_B}C^{j_A\mu_A}_{J\mu lm}Y_{lm}(\mathbf{n}_{iB}).\qquad(2.6)$$

Величины J и μ имеют смысл суммарного спина частиц i и B (спин канала) и его проекции, l — орбитальный момент относительного движения частиц i и B в ядре A, $\mathbf{n}_{iB}$ — единичный вектор в направлении относительного импульса этих частиц. В силу сохранения пространственной четности в разложение (2.6) входят либо только четные l (если произведение внутренних четностей частиц A, B и i равно $+1$), либо только нечетные (если это произведение равно -1). $F_{lJ}(q)$ — форм-факторы, характеризующие импульсное распределение виртуальных частиц, нормированное условием $F_{lJ}(i\varkappa)=1$. При малых $q\lesssim 1/R$, где, строго говоря, и имеет только смысл рассматривать полюсное приближение (R — радиус канала, т. е. минимальное расстояние между частицами i и B, начиная с которого их относительное движение можно рассматривать как свободное, или определяемое исключительно кулоновским взаимодействием), вид форм-фактора определяется в основном величиной R, и хорошим приближением является так называемый батлеровский форм-фактор [8], отвечающий учету волновой функции относительного движения частиц i и B лишь при $r>R$. Батлеровские форм-факторы не зависят от спина канала. Приведем их вид для $l=0$ и 1:

$$\begin{aligned}F_0(q)&=e^{-\varkappa R}\left(\cos qR+\frac{\varkappa}{q}\sin qR\right),\\ F_1(q)&=-i\left(1+\frac{1}{\varkappa R}\right)e^{-\varkappa R}\left\{\sin qR+\frac{(\varkappa R)^2}{1+\varkappa R}\left[\frac{\sin qR}{(qR)^2}-\frac{\cos qR}{qR}\right]\right\}.\end{aligned}\qquad(2.7)$$

Заметим, что при $qR\ll 1$ $F_l(q)\sim(qR)^l$.

Константы γ_{lJ}, называемые приведенными вершинными частями, определяют вероятность распада (2.3). Если бы распад был реально возможен, то его вероятность равнялась бы $\lambda=|\gamma|^2Q$, где Q — энерговыделение в процессе (2.3), а $\gamma^2=\sum_{l,J}\gamma^2_{lJ}$. При использовании батлеровских форм-факторов имеется следующая связь γ^2 с безразмерной приведенной шириной θ^2, употребляемой в ядерной спектроскопии [8, 21]:

$$\gamma^2_{lJ}=\frac{6\theta^2_{lJ}}{(\varkappa R)^3\,|h^{(1)}_l(i\varkappa R)|^2},\qquad(2.8)$$

где R — радиус канала, $h^{(1)}_l$ — сферическая функция Ганкеля первого рода (или сингулярное решение кулоновской задачи, если частицы заряжены)*).

*) Приведенную ширину θ^2 часто записывают в виде $\theta^2=S\theta^2_0$, где S — спектроскопический фактор, а θ^2_0 — одночастичная ширина (т. е. та, которая была бы в одночастичной модели) [22].

Амплитуда M' также может быть разложена по инвариантным амплитудам, которые зависят лишь от инвариантных переменных t_{xz} (определяются аналогично (2.1)), s_{yz} (с точностью до множителя совпадает с энергией частиц y и z в их СЦИ) и, вообще говоря, так как частица i виртуальная, от квадрата 4-импульса этой частицы (который однозначно связан с t_{AB}) [18, 20, 23]. Соответствующие формулы приведены в приложении I. Там же для иллюстрации спиновой структуры полюсной диаграммы дана графическая схема суммирования коэффициентов Клебша — Гордана [24], возникающая при вычислении $\overline{|M|^2}$ — квадрата модуля матричного элемента, просуммированного по спиновым состояниям конечных частиц и усредненного по спиновым состояниям начальных:

$$\overline{|M|^2} = \frac{1}{(2j_A+1)(2j_x+1)} \sum_{\mu_A, \mu_x, \mu_B, \mu_y, \mu_z} |M^{\mu_B \mu_y \mu_z}_{\mu_A \mu_x}|^2. \tag{2.9}$$

При выбранной нами нормировке амплитуды и с учетом законов сохранения энергии и импульса дифференциальное сечение реакции (2.2) с неполяризованными частицами связано с $\overline{|M|^2}$ законом

$$\left.\frac{d^3\sigma}{d\Omega_z\, d\Omega_y\, dE_y}\right|_{\text{лс}} = \frac{\omega_B \omega_y \omega_x}{(2\pi)^5\, p_x} \frac{p_z^2 p_y}{|p_z(\omega_z - \omega_0)/\omega_z - p_x z_{xz} - p_y z_{yz}|} \overline{|M|^2}; \tag{2.10}$$

здесь $d\Omega_z$, $d\Omega_y$ — элементы телесных углов для конечных частиц, z_{xz} и z_{yz} — косинусы соответствующих углов, ω_0 — полная энергия сталкивающихся частиц, а ω_B, ω_x, ω_y, ω_z — полные энергии соответствующих частиц в лабораторной системе. Вопрос о том, как выражаются через $\overline{|M|^2}$ другие экспериментально наблюдаемые характеристики, подробно рассмотрен в обзоре [25]. Ряд формул, выражающих $d\sigma/dq$, $d\sigma/dp_z$ и т. п. через дифференциальное сечение реакции (2.4), приведен в приложении II.

б) Случаи факторизации сечения. В случае неполяризованных частиц амплитуда реакции (2.2) в полюсном приближении факторизуется, т. е. представляется в виде произведения двух сомножителей, один из которых относится к левой вершине диаграммы рис. 1 и зависит только от t_{AB}, а другой — это амплитуда виртуальной реакции (2.4), являющаяся функцией t_{xz}, s_{yz} и t_{AB} (t_{AB} входит вследствие зависимости такой амплитуды от квадрата 4-импульса передаваемой частицы i). Таким образом, амплитуда зависит лишь от трех инвариантных переменных, тогда как в общем случае для пятихвостки число таких переменных равно пяти (можно присоединить, например, s_{Ax} и s_{By}, которые связаны с энергией частиц в начале и с энергией относительного движения частиц B и y). Это обстоятельство приводит к изотропии в распределении по углу Трейнмана — Янга (см. ниже). К тому же в сечение реакции (2.2) просто в качестве сомножителя входит сечение процесса (2.4).

В общем случае частиц со спином суммирование по спиновым состояниям виртуальной частицы в формуле (2.5) приводит к нарушению факторизации, и вероятность реакции (2.2) не сводится к произведению вероятностей виртуальных процессов $A \to B + i$ и $i + x \to y + z$. Однако если виртуальная частица i является нерелятивистской (для этого в лабораторной системе должна быть нерелятивистской частица B, а энергия связи частицы i в ядре A должна быть много меньше массы этой частицы), то существует широкий класс реакций, для которых $\overline{|M|^2}$ факторизуется [20]. При этом в качестве множителя выделяется $\overline{|M'|^2}$ — усреднен-

ный по спиновым состояниям квадрат модуля реакции (2.4) *):

$$\overline{|M|^2} = \frac{2\pi\varkappa}{(q^2+\varkappa^2)^2} |\gamma_{lJ}|^2 |F_{lJ}(q)|^2 \overline{|M'|^2}. \qquad (2.11)$$

В свою очередь $\overline{|M'|^2}$ связано с дифференциальным сечением $d\sigma_0/d\Omega$ реакции $i + x \to y + z$ **):

$$\left.\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\right|_{\text{СЦИ}} = \frac{m_i m_x m_y m_z}{(2\pi)^2 (\omega_y + \omega_z)^2} \frac{p_y}{p_i} \overline{|M'|^2}, \qquad (2.12)$$

где все величины относятся к СЦИ частиц y и z.

Таким образом, так же как в бесспиновом случае, дифференциальное сечение реакции (2.2) содержит в качестве множителя сечение реакции (2.4). Перечислим случаи факторизации квадрата модуля амплитуды:

1) Спин виртуальной частицы j_i равен 0 или 1/2. В случае, когда спин передаваемой частицы равен 1, факторизация $\overline{|M|^2}$ имеет место [27], если мала квадруполяризация частиц i в реакции, обратной (2.4): $y + z \to i + x$. Подчеркнем, что если виртуальная частица i имеет спин 1/2, но является релятивистской, то $\overline{|M|^2}$ уже не факторизуется, так как сказывается эффект релятивистского поворота спина при переходе от лабораторной системы (т. е. системы центра масс реакции $A \to B + i$) к СЦИ процесса (2.4).

2) В вершине, соответствующей распаду $A \to B + i$, основной вклад дает форм-фактор, отвечающий нулевому орбитальному моменту относительного движения частиц B и i ($l = 0$).

3) В вершине $A \to B + i$ основной вклад дает состояние с $J = 0$ или 1/2 (напомним, что J — суммарный спин частиц B и i).

В перечисленных случаях факторизация осуществляется даже тогда, когда частицы x, y, z в правой вершине — релятивистские. Если же нерелятивистскими являются все участвующие в реакции частицы, то добавляются следующие случаи факторизации:

4) В разложении амплитуды реакции (2.4) по инвариантным амплитудам (см. формулу (П.1) приложения I) важны только члены с суммарным спином частиц i и x (j_{ix}), равным 0 или 1/2.

5) В том же разложении существенны только члены с $L = 0$ (это отвечает отсутствию спин-орбитального взаимодействия).

в) Программа идентификации полюсного механизма. Для установления полюсного механизма необходимо сравнение с экспериментальными данными ряда теоретических распределений, характерных для данного механизма. Ниже будут перечислены желательные экспериментальные измерения.

Ряд характерных для полюсного механизма особенностей связан с тем, что форм-фактор процесса (2.3) и полюсной знаменатель выделяют малые $q \sim 1/R$, $\sqrt{2m_i\varepsilon}$. Поэтому в таких распределениях, как, например, по импульсу одной из быстрых частиц под фиксированным углом или по углу разлета двух быстрых частиц, наблюдаются максимумы в точках, отвечающих кинематике реакции (2.4) на свободных частицах i. Однако вид таких зависимостей существенно зависит от динамики процессов (2.3) и (2.4), особенно от вида форм-фактора $F_{lJ}(q)$, и может быть в принципе

*) Формула (2.11) выписана для случая, когда отлична от нуля только приведенная вершинная часть с определенными значениями l и J. В общем случае вошла бы сумма по этим параметрам.

**) Вопросы, связанные с тем, что одна из частиц, участвующих в реакции $i + x \to y + z$, виртуальная, рассмотрены в [8]. В ряде случаев эта виртуальность может сильно менять результат (см., например, [26]).

сходен с тем, который дается другими диаграммами [11]. Такие зависимости, как мы увидим ниже (см. гл. III), оказываются не слишком критичными.

Начнем обсуждение программы идентификации полюсного механизма с критерия, не зависящего от конкретного вида амплитуд виртуальных процессов. Таковым является

1) *Критерий Треймана — Янга.* В перечисленных выше случаях факторизации $\overline{|M|^2}$ зависит только от переменных t_{AB}, t_{xz} и s_{yz}. Перейдем в антилабораторную систему (т. е. систему, в которой $\mathbf{p}_x = 0$). Обозначим импульсы частиц в этой системе штрихами. Легко видеть, что инварианты t_{AB}, t_{xz} и s_{yz} не меняются при вращении плоскости $(\mathbf{p}'_y, \mathbf{p}'_z)$ вокруг направления импульса виртуальной частицы:

$$\mathbf{p}'_i = \mathbf{p}'_A - \mathbf{p}'_B = \mathbf{p}'_y + \mathbf{p}'_z. \tag{2.13}$$

Таким образом, при этом вращении не меняется и $\overline{|M|^2}$, т. е. должно быть изотропным распределение по углу Треймана — Янга φ [28], который определяется как угол между плоскостями $(\mathbf{p}'_y, \mathbf{p}'_z)$ и $(\mathbf{p}'_A, \mathbf{p}'_B)$ *).

Критерий Треймана — Янга применим к широкому классу реакций типа (p, pN), $(p, p\alpha)$, $(\pi, \pi N)$ и т. п., а также к реакциям на таких ядрах A, в которых остаточное ядро B и полюсная частица i находятся в s-состоянии, а также к некоторым другим процессам [20, 30]. Как мы увидим в гл. III, он является одним из наиболее чувствительных критериев.

Трейман-янговское вращение на самом деле эквивалентно азимутальному повороту в СЦИ реакции $i + x \to y + z$, а изотропия в распределении по углу Треймана — Янга отражает азимутальную симметрию этой реакции. Если ни одно из перечисленных условий факторизации не выполняется, но в амплитуде доминирует полюсная диаграмма, то квадрат модуля матричного элемента оказывается полиномом от $\cos\varphi$, причем можно указать верхнюю границу степени r этого полинома [31]:

$$r \leqslant \min\{2l, [J], [j_i], [j_{ix}], 2L\},$$

где $[j] = 2j$ при j целом и $2j - 1$ при j полуцелом; величина L введена в формуле (П.1) приложения I.

Из инвариантности по отношению к отражению в плоскости, образованной импульсами частиц A, B и i в антилабораторной системе, следует, что распределение по углу Треймана — Янга должно быть симметричным относительно $\varphi = 0$ независимо от того, какими диаграммами описывается амплитуда реакции.

Критерий Треймана — Янга является, как и любые другие критерии, лишь необходимым условием полюсного механизма, но недостаточным. Вопрос о том, насколько убедительно изотропия распределения по углу Треймана — Янга свидетельствует о малости вклада всех диаграмм, кроме полюсной, в общем виде вряд ли может быть решен. Проведенные до сих пор простые теоретические оценки [32], основанные на исследовании треугольных диаграмм и интерференции полюсного и треугольного механизмов, показывают, что, как правило, примесь механизмов, отличных от полюсного, приводит к заметному нарушению изотропии в распределении по φ (следует рассматривать такие кинематические области, в которых энергии относительного движения во всех трех парах конечных частиц

*) При достаточно больших энергиях в случаях малых q, если частица z быстрая, угол Треймана — Янга с хорошей точностью совпадает с «азимутальным» углом, определяемым как угол между плоскостями $(\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_B)$ и $(\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_z)$ (все импульсы в лабораторной системе) [29].

не очень малы). Имеющиеся экспериментальные данные (см. гл. III) также указывают на сильную чувствительность критерия Треймана — Янга к механизму реакции. Тем не менее для надежного установления механизма требуется проверка еще нескольких предсказаний теории.

2) *Зависимость дифференциального сечения от импульса остаточного ядра.* Полюсный механизм позволяет предсказать зависимость сечения от импульса остаточного ядра. Как уже говорилось, он выделяет малые q. Сечение резко падает при q, бо́льших характерного импульса q_0 частиц i в ядре A ($q_0 \sim \sqrt{2m_i\varepsilon}$, $1/R$). При $q = 0$ матричный элемент имеет максимум, если $l = 0$, и обращается в нуль, если $l \neq 0$. Однако такое поведение в принципе может даваться и другими диаграммами [11], так что даже резкая зависимость от q еще не может сама по себе явиться доказательством полюсного механизма реакции.

3) *Распределение по полярному углу остаточного ядра.* Амплитуда, отвечающая полюсной диаграмме рис. 1, при малых q приводит к вполне определенному распределению по полярному углу вылета остаточного ядра. (Примеры такого, а также других теоретических распределений будут продемонстрированы в гл. III.) Как показало исследование реакций (π^-, π^-p) на C^{12} и Li^6, это распределение весьма чувствительно к примеси других механизмов.

4) *Зависимость сечения от начальной энергии.* Если имеет место один из случаев факторизации, то $\overline{|M|^2}$ не зависит от начальной энергии. Таким образом, измеряя дифференциальное сечение при разных начальных энергиях, но фиксированных значениях инвариантов t_{AB}, t_{xz}, s_{yz}, мы можем проверить это следствие полюсного механизма. Пока в области ядерных реакций подобные эксперименты отсутствуют.

5) *Абсолютная величина дифференциального сечения.* В полюсном приближении сечение реакции (2.2) выражается через вероятность виртуального распада $A \to B + i$ и сечение реакции (2.4). Вероятность распада $A \to B + i$ можно найти независимо, изучая другие прямые реакции, в диаграммы которых входит та же ядерная вершина, например реакции срыва или подхвата. Сечение реакции (2.4) можно взять из опытов со свободными частицами. Появляется еще одна возможность проверить предположение о доминирующей роли полюсной диаграммы. Часто оказывается удобным делать такую проверку, сравнивая приведенные ширины, полученные из данных по разным реакциям или по одной реакции, но при разных энергиях. Впервые подобный анализ был проведен, по-видимому, для реакции $C^{12}(\pi^-, \pi^-n)C^{11}$ в работе [33] (см. также [34]). Конкретные примеры приведены в гл. III.

6) *Измерение сечения реакции $A + x \to B + y + z$ как функции независимых кинематических инваринатов реакции $i + x \to y + z$.* Дифференциальное сечение первой реакции должно повторять ход сечения реакции $i + x \to y + z$. Например, резонансное поведение сечения реакции (2.4) приводит к резонансному максимуму в сечении реакции (2.2) [33] *). Здесь же можно отметить такую характеристику, как распределение по импульсу одной из быстрых вторичных частиц под фиксированным углом. Если реакция (2.4) происходит на свободной частице i, то это

*) Здесь, однако, нужна определенная осторожность. Например, если следить за распределением по энергии относительного движения частиц y и z в реакции (2.4) при фиксированной начальной энергии, то оно будет сосредоточено около некоторого значения, определяемого кинематикой и тем фактом, что полюсный механизм выделяет малые q. Резонанс в реакции (2.4) приведет в этом случае к сужению или искажению пика в распределении по s_{yz}. При анализе различного рода зависимостей сечения от кинематических переменных следует учитывать также то обстоятельство, что во многих случаях фазовый объем является быстро меняющейся функцией этих переменных [8,13].

распределение имеет вид δ-функции. При квазиупругом рассеянии пик расширяется и сдвигается в сторону меньшей энергии (см., например, [35]). Как уже отмечалось выше, подобные распределения сильно зависят от динамики реакции (2.4) и распада (2.3) и, по-видимому, не очень чувствительны к механизму (мы подробно обсудим этот вопрос в гл. III).

7) *Поляризационные эффекты.* Ряд дополнительных возможностей возникает в экспериментах с поляризованными ядрами или с измерением поляризации вторичных частиц [11, 27, 36, 37]. Можно думать, что поляризационные явления более чувствительны к механизму реакции, чем другие характеристики, и позволяют легче обнаружить примеси каких-либо механизмов к основному. Дело в том, что основной механизм (например, полюсная диаграмма) часто приводит к равным нулю поляризации и асимметрии, и тогда поляризационные эффекты определяются его интерференцией с добавочными членами или просто добавочными членами.

Поляризация и квадруполяризация быстрых частиц y и z или асимметрия вылета этих частиц в реакциях с поляризованным пучком частиц x в общем виде такие же, как в реакции $i + x \to y + z$, но происходящей на частице i, находящейся в некотором специальном поляризованном состоянии (которое определяется свойствами вершины виртуального распада $A \to B + i$ [27]). Однако в тех случаях, которые были указаны выше для факторизации $\overline{|M|^2}$, ситуация упрощается, и перечисленные поляризационные эффекты должны быть в полюсном приближении такими же, как для реакции $i + x \to y + z$ со свободными частицами.

Ряд предсказаний может быть сделан относительно асимметрии в реакции (2.2) с поляризованной мишенью и поляризации остаточных ядер. В большом числе случаев эти величины выражаются через поляризацию $\mathbf{P}_i$ частиц i в реакции, обратной (2.4),

$$y + z \to i + x. \tag{2.14}$$

Так, например, будет, если выполняется одно из условий факторизации $\overline{|M|^2}$ и виртуальный распад $A \to B + i$ описывается только одним инвариантным форм-фактором. Введем понятие асимметрии для реакции с образованием трех частиц. Пусть $\sigma_\uparrow$ и $\sigma_\downarrow$ — дифференциальные сечения реакции (2.2), когда $\mathbf{p}_B$, $\mathbf{p}_y$ и $\mathbf{p}_z$ фиксированы, но при значениях поляризации ядра-мишени $\mathbf{P}_A$ и $-\mathbf{P}_A$, а σ_0 — сечение на неполяризованной мишени. Назовем асимметрией $\mathcal{A}$ отношение

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{2\sigma_0} \tag{2.15}$$

Приведем результаты для двух простейших случаев. Пусть $l = 0$. Тогда

$$\mathcal{A} = 3\left[\frac{(2j_i+1)\,j_i}{(j_i+1)}\,\frac{(2j_A+1)\,j_A}{(j_A+1)}\right]^{1/2}(-1)^{j_i+j_A+j_B}\begin{Bmatrix}1 & j_i & j_i\\ j_B & j_A & j_A\end{Bmatrix}(\mathbf{P}_A\mathbf{P}_i). \tag{2.16}$$

Например, при $j_i = 1/2$

$$\mathcal{A} = \begin{cases} -(\mathbf{P}_A\mathbf{P}_i), & \text{если } j_B = j_A - 1/2,\\ \dfrac{j_A}{j_A+1}(\mathbf{P}_A\mathbf{P}_i), & \text{если } j_B = j_A + 1/2,\end{cases} \tag{2.17}$$

Для произвольного l, но при $j_i = 1/2$ асимметрия выражается через величины $(\mathbf{P}_A\mathbf{P}_i)$ и $(\mathbf{P}_i\mathbf{n}_{iB})(\mathbf{P}_A\mathbf{n}_{iB})$, где $\mathbf{n}_{iB}$ — единичный вектор по направлению относительного движения частиц i и B. Более сложные случаи разобраны в работе [27]. Приведенное рассмотрение применимо и к реакциям типа (e, ep). Однако, вследствие малости поляризации в ep-рассеянии, требуется также пучок поляризованных электронов.

Экспериментальная информация о поляризационных эффектах в трехчастичных реакциях пока отсутствует. Исследование поляризационных явлений может не только дать информацию о механизме реакции, но и позволить определить квантовые числа остаточного ядра. Это особенно интересно в связи с указаниями на существование высоковозбужденных состояний ядер (энергия возбуждения достигает 50—70 *Мэв* у S^{32} и Ca^{40}) из данных по реакциям $(p, 2p)$ и (e, ep) [38, 39]. Они интерпретируются как дырочные уровни $(1s)^{-1}$ и $(1p)^{-1}$. Для подтверждения такой интерпретации важно знать квантовые числа уровней. Вряд ли можно рассчитывать на получение необходимых сведений путем исследования других реакций. К тому же природу наблюдавшихся максимумов (отвечают ли они действительно уровням ядра) невозможно выяснить без одновременного установления механизма реакции. Выполнение изложенной выше программы могло бы значительно продвинуть нас в понимании данного вопроса.

8) *Проверка изотопических соотношений.* Если несколько трехчастичных реакций описываются полюсным механизмом, причем ядерные вершины соответствующих диаграмм одинаковы, а между сечениями процессов, отвечающих правой вершине диаграммы рис. 1, имеются соотношения типа изотопических, то отсюда вытекает определенная связь между сечениями исходных реакций.

Подобная проверка была экспериментально осуществлена [40] для реакций типа $(\pi, \pi N)$ в районе резонанса Δ_{33}. Для полных сечений двухчастичных реакций при резонансной энергии имеется соотношение

$$\frac{\sigma(\pi^- n \to \pi^- n)}{\sigma(\pi^+ n \to \pi^+ n) + \sigma(\pi^+ n \to \pi^0 p)} = 3. \qquad (2.18)$$

Для соответствующих квазиупругих процессов ожидаемое значение аналогичного отношения несколько меньше. Например, как показано в работе [34], отношение полного сечения реакции $C^{12}(\pi^-, \pi^- n)C^{11}$ к суммарному сечению реакций $C^{12}(\pi^+, \pi^+ n)C^{11}$ и $C^{12}(\pi^+, \pi^0 p)C^{11}$ должно составлять 2,5—2,6. Причина состоит в том, что за счет внутриядерного движения нуклонов в сечение реакции (2.2) при фиксированной начальной энергии входят сечения процесса (2.4) при разных энергиях относительного движения частиц y и z [33]. При этом становится заметным вклад состояния системы πN с изоспином 1/2, что и приводит к уменьшению величины (2.18).

Экспериментальное значение обсуждаемого отношения для реакций $C^{12}(\pi, \pi N)C^{11}$ оказалось близким к единице [40]. Это показывает, что, несмотря на то, что данные по резонансному ходу кривой возбуждения реакции $C^{12}(\pi^-, \pi^- n)C^{11}$ [41] хорошо согласуются с расчетами в полюсном приближении [36] *), значительный вклад вносят механизмы, отличные от полюсного (возможно, двухступенчатый процесс $\pi^- C^{12} \to \pi^- C^{12*}$, $C^{12*} \to C^{11} + n$ [34, 40, 43] или перезарядка выбиваемых нейтронов [44]). Лишнее подтверждение того факта, что согласие с расчетами по одной-двум характеристикам еще не может служить доказательством того или иного механизма реакций! В то же время экспериментальное значение отношения сечений реакций $Be^9(\pi^-, \pi N)Li^8$ и $Be^9(\pi^+, \pi^+ p)Li^8$ [40] весьма близко к рассчитанному [34]. Гораздо лучше и согласие по форме кривой возбуждения. Можно думать, что здесь вклад неполюсных механизмов гораздо меньше.

Как уже отмечалось, для реализации изложенной программы требуется осуществление экспериментов с измерением всех независимых кинематических переменных реакции. При этом желательно иметь возможность выделения определенного состояния остаточного ядра, для

*) Отметим, что численные результаты работы [42], в которой для реакции $C^{12}(\pi^-, \pi^- n)$ рассмотрена диаграмма с перерассеянием изобары на ядре, не совсем верны. Соответствующий механизм не приводит к максимуму в сечении в районе энергий 120—150 *Мэв*.

чего необходимо разрешение по энергии возбуждения порядка 1 *Мэв*. Поэтому предпочтительно изучение реакций на легких ядрах, у которых расстояние между низколежащими уровнями больше. Желательно также достижение статистической обеспеченности распределения по углу Треймана — Янга для разных областей изменения таких переменных, как импульс остаточного ядра, энергия относительного движения частиц y и z, переданный от x к z импульс. То же самое относится и к другим распределениям (например, по полярному углу остаточного ядра или по импульсу быстрой вторичной частицы под фиксированным углом).

Заключая рассмотрение полюсного механизма, заметим, что часто встречающееся утверждение о том, что реакции выбивания могут дать информацию об импульсном распределении нуклонов в ядре, вряд ли оправдано; при малых передачах импульса ход дифференциального сечения определяется энергией связи и радиусом ядра и почти ничего не дает для проверки динамических моделей; при больших же передачах, как мы увидим ниже, полюсный механизм перестает быть доминирующим, вследствие чего распределение остаточных ядер по импульсам перестает быть непосредственно связанным с импульсным спектром внутриядерных нуклонов.

2. Треугольная диаграмма

При прямом процессе налетающая частица взаимодействует с частицей, которая виртуально испускается ядром. Происходит реакция, продукты которой либо покидают ядро (этому соответствует полюсная диаграмма рис. 1), либо вступают во взаимодействие (упругое или неупругое) с остаточным ядром или с какой-либо из составляющих этого ядра. Простейшей диаграммой, отвечающей второму варианту, является треугольная диаграмма типа рис. 2, *а*. Итак, первое обстоятельство, определяющее важность рассмотрения треугольной диаграммы, заключается в том, что мы должны иметь с ней дело всегда, когда рассматриваются вторичные процессы. В частности, структура особенностей и поведение различных кинематических величин, определяемые механизмом реакции, важны при извлечении информации о характеристиках этих вторичных процессов. В ряде случаев такая информация является уникальной (например, если рассматриваемый вторичный процесс является nn-рассеянием, или реакцией с участием нестабильной частицы).

Некоторые классы ядерных реакций обязательно являются двухступенчатыми, так как при одном взаимодействии не могут нужным образом измениться квантовые числа. Примером служит двойная перезарядка пионов при низких энергиях. Здесь снова простейшим механизмом является треугольный.

Кинематические распределения, соответствующие диаграмме рис. 2, *а*, как правило, менее характерны по сравнению со случаем полюсной диаграммы рис. 1. Распределение по импульсу ядра B хотя и ограничено небольшими импульсами, все же обычно гораздо шире, чем для диаграммы рис. 1, и его еще труднее отделить от распределений, даваемых более сложными графиками. Не столь яркими являются распределения по полярному углу остаточного ядра, по углу Треймана — Янга (оно имеет сложный неполиномиальный вид [32]), по импульсу быстрой частицы z и т. п. *).

*) Иногда, к счастью, бывают исключения, когда можно установить определенные изотопические соотношения [34], предсказать поляризационные эффекты (см. раздел 3 гл. IV), наблюдать зависимость в энергетическом ходе сечения, отвечающую образованию в промежуточном состоянии частиц 1 и 2 с большой массой, и т. п. Однако такие случаи не часты и, во всяком случае, не являются правилом, как это было для полюсного механизма.

Отсюда видны трудности индентификации треугольного механизма. Отметим, что если имеются характерные особенности в элементарных процессах

$$3 + x \to 2 + z \tag{2.19}$$

и

$$1 + 2 \to B + y, \tag{2.20}$$

то они отразятся и на амплитуде всего процесса, что поможет при установлении механизма. Например, резонансный ход сечения реакции (2.20) приведет к максимуму в распределении событий реакции (2.2) по E_{By} — энергии относительного движения частиц B и y (эффект Мигдала — Ватсона во взаимодействии в конечном состоянии), но форма и ширина этого максимума будут определяться также и особенностями самой диаграммы рис. 2, *а*.

Однако в задаче об определении треугольного механизма появляется весьма важное обстоятельство, отсутствовавшее ранее. Дело в том, что

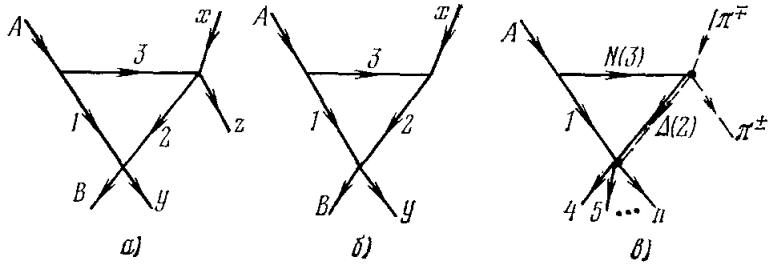


Рис. 2. Треугольные диаграммы для трехчастичной реакции (*а*), бинарной реакции (*б*) и изобарного механизма двойной перезарядки пионов (*в*).

треугольная диаграмма приводит к движущимся комплексным особенностям в амплитуде реакции (2.2) [45, 46]. Эти особенности при определенном выборе интервалов изменения импульсов участвующих в реакции частиц придвигаются близко к физической области, создавая тем самым характерные иррегулярности в ходе дифференциальных сечений, по которым может быть распознан механизм реакции [47]. Диаграмма рис. 2, *а* имеет корневую особенность по энергии E_{By} («касп» в сечении), а также логарифмическую особенность, положение которой зависит от переменной t_{xz} — квадрата переданного от x к z импульса. Последняя особенность приводит к характерному максимуму в ходе сечения с энергией E_{By}, причем положение и форма этого максимума меняются с изменением t_{xz}. Указанное движение особенности можно наблюдать, определяя экспериментально зависимость дифференциального сечения от E_{By} при различных значениях t_{xz}. При этом должна быть обеспечена возможность изменения E_{By} в широких пределах от 0 до $\sim$100 *Мэв* (верхний предел изменения E_{By} должен быть много больше характерных ядерных энергий связи) при малых переданных импульсах $t_{xz} \ll m^2$, m — масса нуклона. Таким условиям можно удовлетворить только при высокой энергии падающих частиц.

а) Ф о р м а л и з м. Амплитуда, соответствующая диаграмме рис. 2, *а*, выражается через амплитуду распада ядра A на виртуальные частицы 1 и 3, которую мы обозначим через Г, и амплитуды виртуальных процессов (2.19) и (2.20), которые будут обозначаться как M_1 и M_2. В соответствии

с общими правилами [7, 8]

$$(M_\Delta)_{\mu_A\mu_x}^{\mu_B\mu_y\mu_z} = -\frac{i}{2\pi^4} m_1 m_2 m_3 \times$$

$$\times \sum_{\mu_1,\mu_2,\mu_3} \int \frac{\Gamma_{\mu_A}^{\mu_1\mu_3} (M_1)_{\mu_3\mu_x}^{\mu_2\mu_z} (M_2)_{\mu_1\mu_2}^{\mu_B\mu_y} d\mathbf{p}_1\, dE_1}{(\mathbf{p}_1^2 - 2m_1E_1 - i\eta)(\mathbf{p}_2^2 - 2m_2E_2 - i\eta)(\mathbf{p}_3^2 - 2m_3E_3 - i\eta)}. \quad (2.21)$$

Довольно сложную спиновую структуру этого выражения можно более четко увидеть, если воспользоваться представлением амплитуд Г, M_1, M_2 через инвариантные амплитуды (аналогичным (2.6)) и графической схемой суммирования коэффициентов Клебша — Гордана. Такие формулы даны в приложении III.

Амплитуда M_Δ, как правило, не факторизуется и $\overline{|M_\Delta|^2}$ не содержит $\overline{|M_1|^2}$ и $\overline{|M_2|^2}$ просто в виде множителей. Такая ситуация осуществляется лишь в исключительных случаях; один из примеров будет рассмотрен ниже в гл. IV. Более того, обычно отсутствует простая связь между скалярными амплитудами всей реакции и скалярными амплитудами «элементарных» процессов (2.19) и (2.20). Причина заключается не только в сложной спиновой структуре, но и в интегрировании, содержащемся в формуле (2.21).

Простая связь амплитуд может иметь место, только если какая-либо из амплитуд M_1 или M_2 слабо зависит от своих переменных и ее можно вынести за знак интеграла (2.21), плюс к этому наложены жесткие ограничения на спины виртуальных частиц и орбитальные моменты в вершинах [18].

Если можно пренебречь наличием спина у виртуальных частиц, а также зависимостью Г, M_1 и M_2 от собственных переменных и считать их константами, то интеграл (2.21) вычисляется [45, 47]. Выражение для M_Δ удобно записать в безразмерных переменных ξ и λ, определяемых следующим образом:

$$\xi = \frac{m_2}{m_3} \frac{m_A}{m_B + m_y} \frac{E_{By} - Q}{\varepsilon}, \quad (2.22)$$

$$\lambda = \frac{m_1}{m_3} \frac{2(m_x - m_z)(E_{By} - Q_0) - t}{2(m_B + m_y)\varepsilon}, \quad (2.23)$$

где

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= m_1 + m_3 - m_A, \\ Q &= m_1 + m_2 - m_B - m_y, \\ Q_0 &= m_A + m_x - m_B - m_y - m_z, \\ E_{By} &= E_B + E_y - [(\mathbf{p}_y + \mathbf{p}_B)^2/2(m_y + m_B)] \end{aligned}\right\} \quad (2.24)$$

— энергия частиц B и y в системе их центра масс,

$$t = -(\mathbf{p}_x - \mathbf{p}_z)^2 + 2(m_x - m_z)(E_x - E_z).$$

Переменная ξ в физической области реакции (2.2) может быть как отрицательна, так и положительна. Переменная λ выражается через импульсы частиц x и z в лабораторной системе:

$$\lambda = \frac{m_1^2 (\mathbf{p}_x - \mathbf{p}_z)^2}{2(m_1 + m_2)^2 m_{13}\varepsilon}, \quad (2.25)$$

и всегда больше нуля (если начальное ядро A стабильно).

В переменных ξ и λ выражение для амплитуды реакции имеет вид

$$M_\Delta = C f_\Delta(\xi, \lambda), \quad (2.26)$$

причем константа C включает в себя коэффициенты Клебша — Гордана, зависящие от проекций спинов начальных и конечных частиц, а

$$f_\Delta(\xi,\lambda)=\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\ln\frac{\sqrt{\xi}-\sqrt{\lambda}+i}{\sqrt{\xi}+\sqrt{\lambda}+i}=$$
$$=\begin{cases}\dfrac{1}{\sqrt{\lambda}}\left[\ln\dfrac{(\sqrt{\xi}-\sqrt{\lambda})^2+1}{(\sqrt{\xi}+\sqrt{\lambda})^2+1}+i\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{2\sqrt{\lambda}}{\xi-\lambda+1}\right], & \text{если } \xi\geqslant 0,\\ \dfrac{2i}{\sqrt{\lambda}}\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{\sqrt{\lambda}}{1+\sqrt{-\xi}}, & \text{если } \xi<0,\end{cases}\tag{2.27}$$

причем arctg определен от 0 до π.

Функция f_Δ имеет две особенности по переменной ξ: корневую точку ветвления $\xi=0$ (нормальный порог) и логарифмическую

$$\xi_\Delta=\lambda-1+2i\sqrt{\lambda}.\tag{2.28}$$

Как функция λ величина f_Δ имеет только одну особенность — логарифмическую точку ветвления

$$\lambda_\Delta=\xi-1+2i\sqrt{\xi}.\tag{2.29}$$

Отметим универсальность функции $f_\Delta(\xi,\lambda)$ — она одна и та же для всех реакций, так как не зависит от масс участвующих частиц.

Формула (2.27) пригодна и для описания амплитуды бинарной реакции (рис. 2, *б*) [48, 49]. В этом случае λ определяется как

$$\lambda=\frac{m_1}{m_3}\,\frac{m_x(E_{By}-Q_0)}{(m_B+m_y)\,\varepsilon},\tag{2.23а}$$

λ и ξ более не являются независимыми переменными, а выражаются друг через друга, и M_Δ по существу является функцией только начальной энергии.

б) Случай нестабильной виртуальной частицы. Виртуальными частицами в рассмотренной выше треугольной диаграмме могут быть не только нуклоны или легчайшие ядра, но и барионные резонансы. В качестве примера приведем возможный механизм реакции двойной перезарядки пионов, рассмотренный в работах [50], которому соответствует диаграмма рис. 2, *в*. Виртуальной реакцией в этом случае является процесс $\pi^\pm+N\to\Delta_{33}(1236)+\pi^\mp$, а одной из виртуальных частиц — изобара $\Delta_{33}(1236)$. (В пользу значительной роли процессов с образованием изобары в двойной перезарядке пионов высоких энергий свидетельствуют результаты экспериментальной работы [51].)

Нестабильность виртуальной частицы (пусть это будет для определенности частица 2) учитывается добавлением к массе мнимой части, связанной с шириной резонанса Γ: $m_2\to M_2-i\Gamma/2$ и соответствующей заменой $m_2^2\to m_2^2-im_2\Gamma$ в пропагаторе частицы 2, записанном в релятивистски ковариантном виде. Это приводит к замене

$$\xi\to\xi+i\rho,\tag{2.30}$$

где

$$\rho=\frac{m_{12}\Gamma}{2m_{13}\varepsilon}.\tag{2.31}$$

Таким образом, ξ, встречающееся далее,— это действительная величина, определяемая формулой (2.22), в которой под m_2 следует понимать действительную часть массы частицы 2. Переменная λ никак не изменяется

от введения комплексности в массе частицы 2. Теперь

$$f_\Delta = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{(1+A)^2 + (\sqrt{\lambda} - B)^2}{(1+A)^2 + (\sqrt{\lambda} + B)^2} + i \operatorname{arctg} \frac{2(1+A)\sqrt{\lambda}}{(1+A)^2 + B^2 - \lambda} \right\}, \quad (2.32)$$

где снова $0 \leqslant \operatorname{arctg} x < \pi$, а величины A и B определяются следующим образом: при $\xi \geqslant 0$

$$B = \sqrt{\frac{\xi + \sqrt{\xi^2 + \rho^2}}{2}}, \quad A = \frac{\rho}{2B}, \quad (2.33а)$$

при $\xi < 0$

$$A = \sqrt{\frac{-\xi + \sqrt{\xi^2 + \rho^2}}{2}}, \quad B = \frac{\rho}{2A}. \quad (2.33б)$$

Легко видеть, что при $\Gamma = 0$ формула (2.32) переходит в (2.27).

Указанные соотношения применимы и для амплитуды бинарной реакции $A + x \to B + y$, если воспользоваться для λ выражением (2.23а).

Амплитуда реакции (2.20) может иметь свои особенности по энергии (т. е. по ξ). Если частица 2 — изобара, то возможно, что она (аналогично нуклону) взаимодействует с ядром резонансным образом, образуя составную систему — многобарионный резонанс («изоядро») с энергией возбуждения и шириной порядка изобарных [50, 52] *). Это привело бы к специфической зависимости амплитуды от ξ [50], экспериментальное наблюдение которой было бы одним из способов выяснения вопроса о существовании «изоядер».

в) Учет форм-фактора ядра. Приближение, при котором форм-фактор, соответствующий распаду ядра $A \to 1 + 3$, считается константой, не всегда является хорошим, особенно при $l \neq 0$ (l — орбитальный момент относительного движения частиц 1 и 3). Так как обе частицы 1 и 3 находятся вне массовой поверхности, то форм-фактор Γ зависит, вообще говоря, от двух переменных. Однако в потенциальной модели остается, как и в разделе 1 гл. II, зависимость лишь от одной переменной p — относительного импульса частиц 1 и 3.

Учесть эту зависимость в треугольной диаграмме рис. 2, *а* проще всего, перейдя в координатное представление **). Введем волновую функцию, соответствующую форм-фактору $\Gamma_l(p)$:

$$\psi(r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty \frac{\Gamma_l(p)\, j_l(pr)\, p^2}{p^2 + \varkappa^2}\, dp. \quad (2.34)$$

Если амплитуды виртуальных реакций (2.19) и (2.20) по-прежнему считать постоянными, то амплитуда, отвечающая треугольной диаграмме рис. 2, *в*, записывается в виде

$$M_\Delta = C' Y_{lm}(\hat{\mathbf{q}}) \int_0^\infty \psi(r)\, j_l(\sqrt{\lambda}\,\varkappa r) \exp(i\sqrt{\xi}\,\varkappa r)\, r\, dr \quad (\text{если } \xi \geqslant 0), \quad (2.35а)$$

$$M_\Delta = C' Y_{lm}(\hat{\mathbf{q}}) \int_0^\infty \psi(r)\, j_l(\sqrt{\lambda}\,\varkappa r) \exp(-\sqrt{-\xi}\,\varkappa r)\, r\, dr \quad (\text{если } \xi < 0); \quad (2.35б)$$

---

*) Возможность образования таких систем теоретически исследовалась в работах [53].

**) Дело в том, что соответствующие интегралы в координатном представлении (см. ниже) сходятся достаточно быстро из-за наличия множителя $\exp(-\varkappa r)$ в волновой функции. Интегралы же в импульсном представлении сходятся весьма медленно.

здесь $\mathbf{q} = \mathbf{p}_x - \mathbf{p}_z$ ($\mathbf{p}_x$, $\mathbf{p}_z$ — импульсы в лабораторной системе), шляпкой сверху обозначается единичный вектор. Подразумевается, что в константе C' содержится коэффициент Клебша — Гордана, с которым сворачивается $Y_{lm}(\hat{\mathbf{q}})$. Берутся положительные значения величин $\sqrt{\lambda}$, $\sqrt{\xi}$ (при $\xi \geqslant 0$) и $\sqrt{-\xi}$ (при $\xi < 0$); j_l — сферическая функция Бесселя.

Формула (2.27) для случая постоянных вершин получается из (2.35), если $l = 0$, и вместо $\psi(r)$ подставляется ее асимптотическое выражение $\psi(r) = e^{-\varkappa r}/r$.

Если одна из виртуальных частиц нестабильна (пусть снова частица 2), выражения (2.35) остаются в силе, но нужно сделать в (2.35а) замену $\sqrt{\xi} \to iA + B$ с A и B из (2.33).

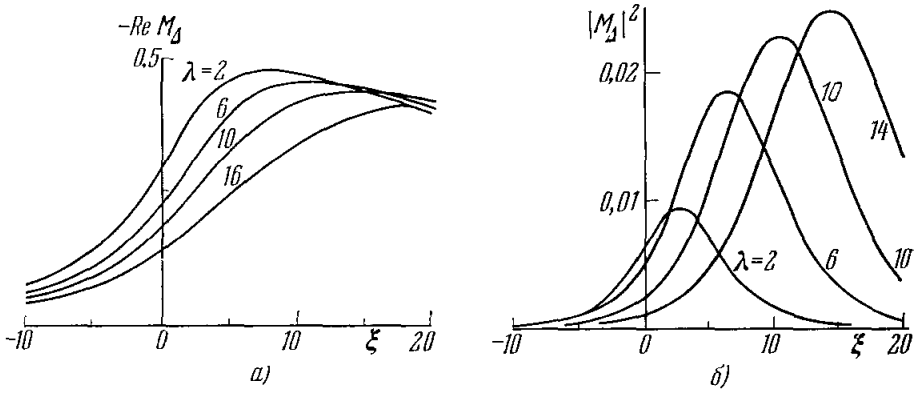


Рис. 3. Зависимости Re M_Δ от ξ для случая постоянного форм-фактора (*а*) и $|M_\Delta|^2$ от ξ для двойной перезарядки на C^{12} с учетом ядерного форм-фактора (*б*).

Для иллюстрации картины движения особенностей на рис. 3, *а* показана зависимость Re M_Δ от ξ при различных значениях λ, рассчитанная с постоянным форм-фактором (этот расчет выполнялся для реакции двойной перезарядки на ядре C^{12}, которой отвечает диаграмма рис. 2, *в*, в соответствии с чем $\Gamma = 120$ *Мэв*, $\rho = 4{,}9$) [54]. Рис. 3, *б* демонстрирует зависимость $|M_\Delta|^2$ от ξ при различных λ, рассчитанную уже с учетом форм-фактора в вершине $C^{12} \to C^{11} + p$ (брался гауссовский вид форм-фактора с $l = 1$) [54]. На обоих рисунках отчетливо видно движение максимумов кривых. Его обнаружение свидетельствовало бы о значительном вкладе треугольной диаграммы. Понятно, однако, что для этого требуется весьма точный эксперимент.

Ряд приложений треугольных диаграмм к описанию прямых ядерных реакций и сравнение с экспериментальными данными будут описаны в гл. IV.

г) Связь со шрёдингеровским формализмом. Целый ряд расчетов, выполняемых в традиционном шрёдингеровском формализме с использованием волновых функций, аналогичен учету простейших треугольных диаграмм [55, 56]. Укажем, например, на импульсное приближение для упругого рассеяния, реакции замещения, вторую итерацию уравнений Фаддеева для реакции $p + d \to p + p + n$ и т. д. В частности, импульсное приближение для упругого рассеяния (или однократное рассеяние в глауберовском приближении) эквивалентно треугольной диаграмме, в которой быстрая налетающая частица рассеивается на одном из нуклонов ядра.

Бо́льшая часть теоретических расчетов реакций квазиупругого выбивания, а также реакций срыва и подхвата проводилась в импульсном приближении с плоскими или искаженными волнами, что отвечает учету полюсной диаграммы и треугольных диаграмм с упругим перерассеянием в начальном и конечном состояниях [56, 57]. Такие расчеты вряд ли обоснованы, так как в них не учитываются ни многократное перерассеяние, ни большое число графиков с неупругими процессами (один пример — диаграммы, в которых промежуточное ядро находится в возбужденном состоянии, причем это возбуждение снимается при вторичном взаимодействии). Таким образом, имеется много неучтенных графиков, особенности которых по переданному импульсу лежат столь же далеко от физической области, как и особенности треугольных диаграмм метода искаженных волн. Иными словами, треугольные диаграммы с упругим перерассеянием ничем не выделены.

Более последовательный метод учета вклада всех диаграмм, кроме некоторой выделенной, будет изложен ниже.

3. Учет вклада более сложных диаграмм

Даже если мы находимся в кинематической области, близкой к особенности какой-либо диаграммы, вообще говоря, нельзя утверждать, что эта диаграмма дает основной вклад. Здесь может оказаться существенным и вклад других (обычно более сложных) диаграмм. Иногда этому способствуют дополнительные обстоятельства. Например, если у полюсной диаграммы, которая выделена в области малых импульсов остаточного ядра q, ядерный форм-фактор отвечает $l \neq 0$, то она обращается в нуль при $q = 0$, и в этой точке вся амплитуда определяется вкладом более сложных диаграмм.

Однако в том случае, когда особенность рассматриваемой диаграммы лежит значительно ближе, чем особенности других диаграмм, обычно можно утверждать, что она вносит основной вклад *в быстро меняющуюся часть* амплитуды. Отсюда возникает следующий метод анализа, который, будучи более последовательным, чем метод искаженных волн, является в то же время более общим, простым и не менее информативным [7, 47, 58] *): рассматривая достаточно узкую область изменения кинематических переменных, явно учитываем диаграммы, доминирующие в *быстро меняющейся части* амплитуды (имеется в виду изменение по той переменной, по которой особенность этих диаграмм является самой близкой); вклад всех остальных диаграмм, являющийся медленно меняющейся функцией этой переменной, аппроксимируется комплексной константой, которую следует подбирать из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными.

При проведении описанной программы следует учесть, что участвующие в реакции частицы обладают спинами и добавочный член обязан иметь правильную спиновую структуру. Поэтому амплитуду нужно разложить по набору независимых спин-тензоров [18, 60] и полагать константами инвариантные форм-факторы в таком разложении. В общем случае амплитуда реакции (2.2) содержит $(2j_A + 1)(2j_B + 1)(2j_x + 1)(2j_y + 1) \times \times (2j_z + 1)$ инвариантных форм-факторов, каждый из которых дает один комплексный свободный параметр при вычислениях. Так как погрешности существующих экспериментальных результатов не позволяют вводить много свободных параметров, приходится искусственно уменьшать число инвариантных амплитуд, используемых при вычислениях. Например,

*) Похожий метод использовался в работах [59] при анализе pd-взаимодействий.

в работе [58], посвященной теоретическому анализу реакций $(p, 2p)$ при малых переданных импульсах, спиновая структура добавочного члена выбиралась в таком же виде, как у треугольной диаграммы с перерассеянием одного из протонов (затем амплитуда, конечно, надлежащим образом антисимметризовывалась по вылетающим протонам) *). При этом в вычислениях возникал один свободный комплексный параметр. Все остальные

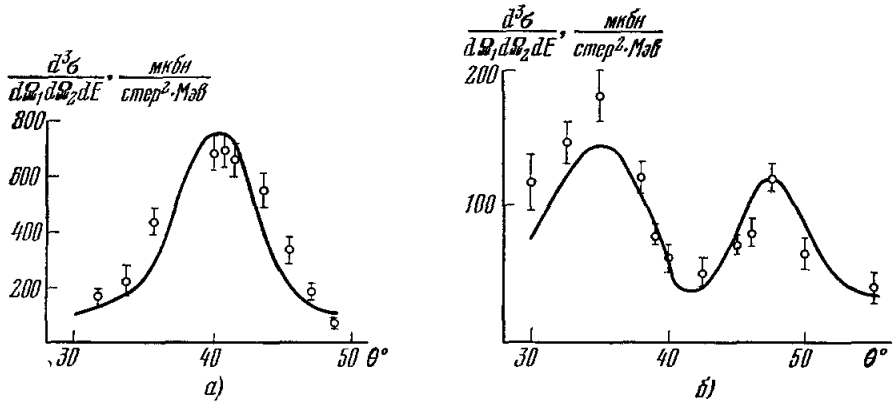


Рис. 4. Сравнение предсказания теории с экспериментальными данными по реакциям $(p,2p)$ на He^4 при 460 *Мэв* (*а*) и на Li^7 при 185 *Мэв* (*б*) [58].

параметры находились из различных экспериментов (основной диаграммой, конечно, являлась полюсная).

Изложенная процедура позволяет удовлетворительно описать данные по $(p, 2p)$-реакциям для всех рассмотренных ядер, кроме Li^6 (случай Li^6 обсуждается ниже). На рис. 4 приведены результаты для He^4 (при энергии 460 *Мэв*) и Li^7 (при энергии 185 *Мэв*) вместе с экспериментальными данными. Значения приведенных ширин, полученные из анализа реакций $(p, 2p)$, как правило, согласуются с аналогичными величинами, полученными из реакций типа (n, d), (p, d), $(\pi, \pi N)$.

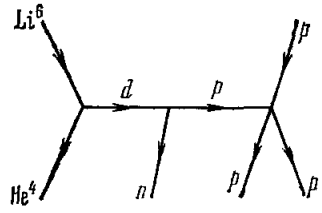


Рис. 5.

В то время, как дифференциальные сечения не очень чувствительны к спиновой структуре медленно меняющейся части амплитуды, ситуация с поляризационными эффектами и распределением по углу Треймана — Янга существенно иная. Первые попытки анализа поляризационных явлений и распределения по углу Треймана — Янга с учетом неполюсного «фона» делались в работах [18, 32, 37]. Ряд дальнейших приложений описанного метода будет рассмотрен в гл. IV.

Не всегда даже в области малых переданных импульсов основной вклад в быстро меняющуюся часть амплитуды дает простая полюсная диаграмма типа рис. 1. Например, как уже упоминалось, анализ реакций $Li^6(p, 2p)$, в котором учитывалась полюсная диаграмма и «фон» в виде константы, не может удовлетворительно описать экспериментальные данные (к такому же выводу приводит и анализ на основе метода искаженных волн): если исследуется распределение по углу разлета протонов в симметричном компланарном случае (см. гл. III), то теория предсказы-

*) Это не значит, однако, что учитывается только упругое перерассеяние. Фактически добавочный член представляет сумму бесконечного ряда диаграмм со схожей спиновой структурой.

вает глубокий минимум при угле около 80—85°, тогда как экспериментально этот минимум совсем неглубок. Однако есть основания предполагать, что вследствие нестабильности ядра He^5, образующегося в обсуждаемой реакции, большой вклад могут давать события с трехчастичным распадом начального ядра $Li^6 \to He^4 + p + n$ *). Простейшей моделью

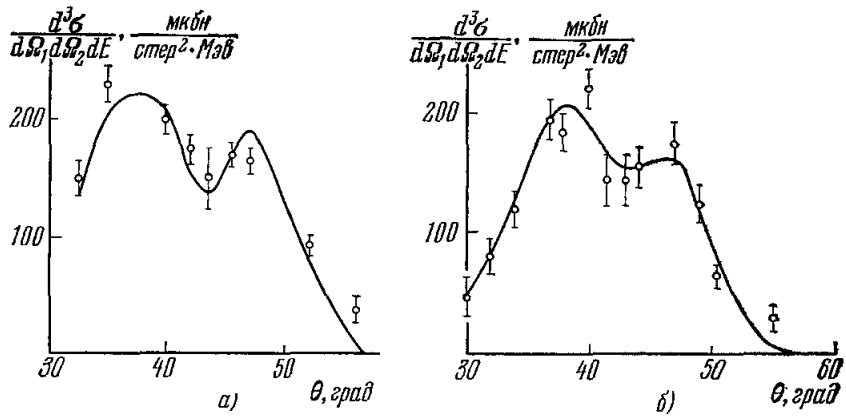


Рис. 6. Угловые распределения для реакции Li^6 (p, 2p) при 155 (а) и 185 (б) *Мэв* [61].

является диаграмма рис. 5. Ее учет [61] позволяет заметно улучшить описание данных по угловому распределению (рис. 6) и согласовать между собой значения приведенной протонной ширины ядра Li^6, получающиеся из различных реакций (см. гл. III).

III. КВАЗИУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

1. Эксперименты в простейшей постановке

Экспериментальная ядерная физика высоких энергий возникла вместе с первыми опытами на релятивистских ускорителях около 20 лет назад. Те же установки, на которых исследовалось упругое *pp*-рассеяние, давали возможность изучить и квазиупругий процесс. Измерялось либо а) распределение по углу разлета двух протонов [62] (в случае упругого *pp*-рассеяния угол разлета близок к 90°), либо б) импульсный спектр протонов под фиксированным углом [63, 64]. В качестве примера результатов на рис. 7, взятом из работы Чемберлена и Сегре [62], показано распределение по углу разлета двух протонов, образующихся при бомбардировке ядер лития протонами с энергией 345 *Мэв*. Отчетливо виден максимум в районе пика упругого *pp*-рассеяния, но несколько смещенный относительно точного положения пика, и с шириной, превышающей ширину, обусловленную разрешающей способностью установки (последняя показана сплошной линией).

В варианте б) исследовались и другие процессы, в частности (γ, π^+n) [65] и (*e*, *ep*) [66], а также выбивание легких ядер. Первый эксперимент, в котором наблюдался вылет дейтронов, был сделан в Дубне [67а] в 1956 г. сразу вслед за обнаружением упругого *pd*-рассеяния на угол, близкий к 180° [67б]. Измерялся спектр вторичных частиц, вылетающих под углом 7,6° из

*)Особенность соответствующих диаграмм по импульсу, переданному от начального ядра к конечной «ядерной системе», расположена ближе, чем у полюсной диаграммы с вершиной $Li^6 \to He^5 + p$.

мишеней D, Li, Be, C и O под действием протонов с энергией 675 *Мэв*. На рис. 8 приведен спектр положительных частиц, вылетающих из литиевой мишени. Отчетливо виден пик упругого pLi-рассеяния. Особенно интересна высокоимпульсная часть спектра, получающаяся после вычитания фона (см. врезку). Она обусловлена в основном дейтронами и имеет максимум, положение которого почти точно совпадает с ожидаемым положением пика упругого pd-рассеяния. Другими словами, видна типичная картина квазиупругого рассеяния на «внутриядерных» дейтронах *).

В дальнейшем с помощью усовершенствованной экспериментальной методики были изучены спектры дейтронов из реакций (p, pd) при 1 *Гэв* на ядрах He^4, Li^6, C^{12}, O^{16} и Pb^{69}, а также при 670 *Мэв* на большой группе ядер от Li^6 до Pb в новых дубненских экспериментах [70]. К результатам последних экспериментов, в которых наблюдались процессы как (p, pd), так и (p, π^+d), мы еще вернемся в разделе 2 гл. IV.

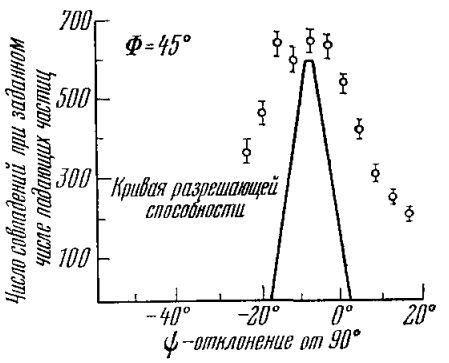


Рис. 7. Зависимость числа событий от разности угла разлета регистрируемых протонов и ожидаемого угла для упругого pp-рассеяния.

(p, $2p$)-реакция на литиевой мишени. E = =345 *Мэв* [62].

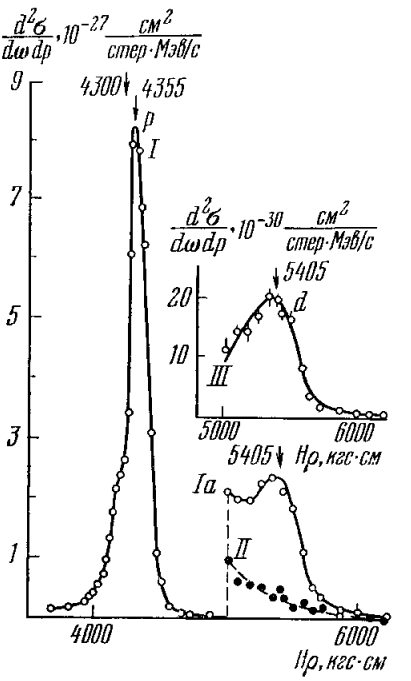


Рис. 8. Спектр положительных частиц, вылетающих из литиевой мишени под углом 7,6° под действием протонов с E = 675 *Мэв* [67].

Штриховая кривая — фон протонов. На врезке — спектр дейтронов.

Следует отметить относительную малость сечения выбивания дейтронов. Еще меньше сечение выбивания более тяжелых фрагментов (см. [71]).

Рассмотренные в этом разделе данные сыграли значительную роль в формировании современных представлений о ядре. Они, в частности, заставили в качестве виртуальных частиц, испускаемых ядрами, рассматривать не только нуклоны, но и дейтроны, ядра трития и т. д. Вместе с тем эксперименты в простейшей постановке недостаточны для проверки современной теории. Как уже отмечалось выше, для этого требуются эксперименты с измерением всех независимых кинематических переменных.

*) Впервые качественная интерпретация этих экспериментов была дана Д. И. Блохинцевым на основе представления о рассеянии налетающего протона на флуктуациях плотности ядерного вещества [68].

2. «Двухплечевые» эксперименты

Такие эксперименты были начаты в 1957 г. работой по исследованию реакций (p, $2p$) при 185 *Мэв* [72]. В них измеряются энергии и углы вылета двух быстрых частиц, что дает возможность вычислить все характеристики остаточного ядра.

Большинство экспериментов было первоначально направлено на исследование свойств ядра: уровней энергии остаточного ядра и орбитальных моментов выбиваемых частиц. Эта, по существу спектроскопическая, задача определила детали ряда опытов. Они, как правило, ставились

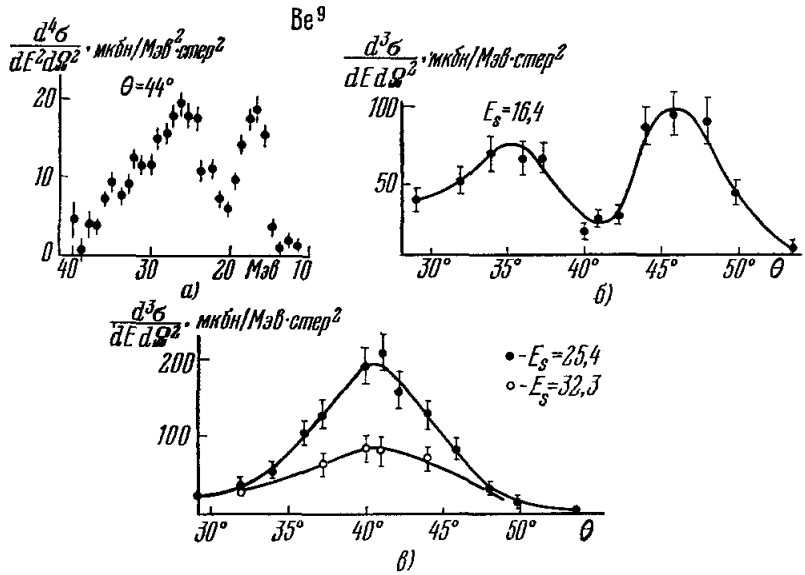


Рис. 9. Энергетический спектр ядра остатка в реакции $Be^9(p, 2p)B^8$ (*а*) и распределения числа случаев реакции в зависимости от угла разлета протонов в трех диапазонах энергии возбуждения (*б* — *в*).

в так называемой компланарной симметричной геометрии, т. е. спектрометры были расположены симметрично относительно первичного пучка и отбирались вторичные частицы равного импульса, лежащие в одной плоскости рассеяния. Очевидно, что при этом угол вылета ядра фиксирован, и это резко ограничивает возможности исследования самого механизма реакции выбивания.

Исследование реакций (p, $2p$) было продолжено несколькими группами: в Чикаго (460 *Мэв*) [73], в Упсале (185 *Мэв*) [74], в Орсе (155 *Мэв*) [75], в Ливерпуле (385 *Мэв*) [38] и другими. Разрешение по энергии возбуждения остаточного ядра в этих опытах составляло около 3 *Мэв*. В работе [76] по реакциям (p, $2p$) на C^{12} и D получено разрешение 1 *Мэв* при начальной энергии 1 *Гэв*. Обычно результатами экспериментального исследования являлись спектры по энергии возбуждения остаточного ядра и распределения по углу между вылетающими протонами для разных областей энергии возбуждения. Типичные результаты приведены на рис. 9, взятом из работы [73]. На рис. 9, *а* — спектр возбуждения ядра B^8 из реакции $Be^9(p, 2p)B^8$. Выделяются переходы на основной уровень и на два возбужденных (с энергиями возбуждения 9 и 16 *Мэв*). Угловое распределение рис. 9, *б* с характерным минимумом в центре указывает на выбивание

p-протонов (точнее, протонов с орбитальным моментом $l \geqslant 1$); распределения рис. 9, *в* с максимумами в районе пика упругого *pp*-рассеяния — это типичные *s*-волновые распределения.

Аналогичные результаты были получены при исследовании реакций типа (p, pd), $(p, p\alpha)$, $(\alpha, 2\alpha)$ [1, 77, 78]. Кроме того, проведен ряд исследований реакций типа (e, ep) [39, 79, 80]. Наибольший интерес здесь представляют спектры по энергии возбуждения остаточных ядер. Пример такого спектра для реакции $Ca^{40}(e, ep)$ приведен на рис. 10. Иррегулярности в ходе кривой интерпретируются авторами как наложение нескольких максимумов, связанных с переходами на возбужденные уровни остаточного ядра, вслед за чем делается вывод о наличии широкого уровня с энергией возбуждения 50—60 *Мэв*. Правомерность такой интерпретации совсем не очевидна. Тут особенно остро встает вопрос о необходимости уверенной идентификации механизма реакции. То же относится и к выводам о наличии высоковозбужденных состояний, сделанным на основании анализа реакций $(p, 2p)$ на многих ядрах при энергии 385 *Мэв* [38].

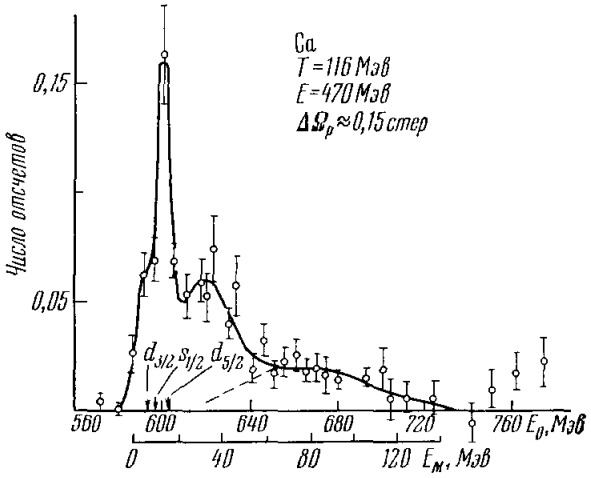


Рис. 10. Спектр по энергии возбуждения остаточного ядра в реакции Ca^{40} (e, ep) [39].

Можно было бы продолжить рассмотрение спектроскопической информации, полученной при исследовании ядер с помощью частиц высокой энергии. Мы ограничимся ссылкой на подробную сводку данных [81]. Подчеркнем еще раз, что все эти данные получены в предположении о квазиупругом характере реакций. Критерии применимости такого приближения не проверялись. Мы увидим ниже, что наиболее чувствительные критерии и не могли быть проверены из-за постановки опытов в симметричной компланарной геометрии. Для установления механизма реакции требуются «полные» опыты, к рассмотрению которых мы и перейдем.

3. «Полные» опыты

Здесь под «полными» понимаются такие опыты, в которых измеряются *зависимости сечения от всех независимых кинематических переменных* (исключая спиновые). В этих опытах по крайней мере одна из быстрых вторичных частиц регистрируется в достаточно большом телесном угле. Практически важно, однако, подчеркнуть, что этот угол в конкретных условиях эксперимента вовсе не должен быть 4π или около того. Чтобы получить информацию во всем диапазоне изменения, скажем, угла Треймана — Янга, вполне достаточно регистрировать выбиваемую частицу в телесном угле порядка стерадиана. Это связано с тем, что наибольший интерес представляют случаи с не слишком большими переданными импульсами, где сосредоточена основная доля событий квазисвободного рассеяния.

Первые «полные» опыты, позволяющие проверить большинство из перечисленных в гл. II критериев применимости полюсного приближения, были начаты в 1968 г. и успешно продолжаются в ИТЭФе *). Исследован механизм реакции (π^-, $\pi^- p$) при начальном импульсе пионов около 1 *Гэв/с* на ядрах D, Li^6, C^{12} и Al^{27} [83-86]. Угол вылета вторичного пиона,

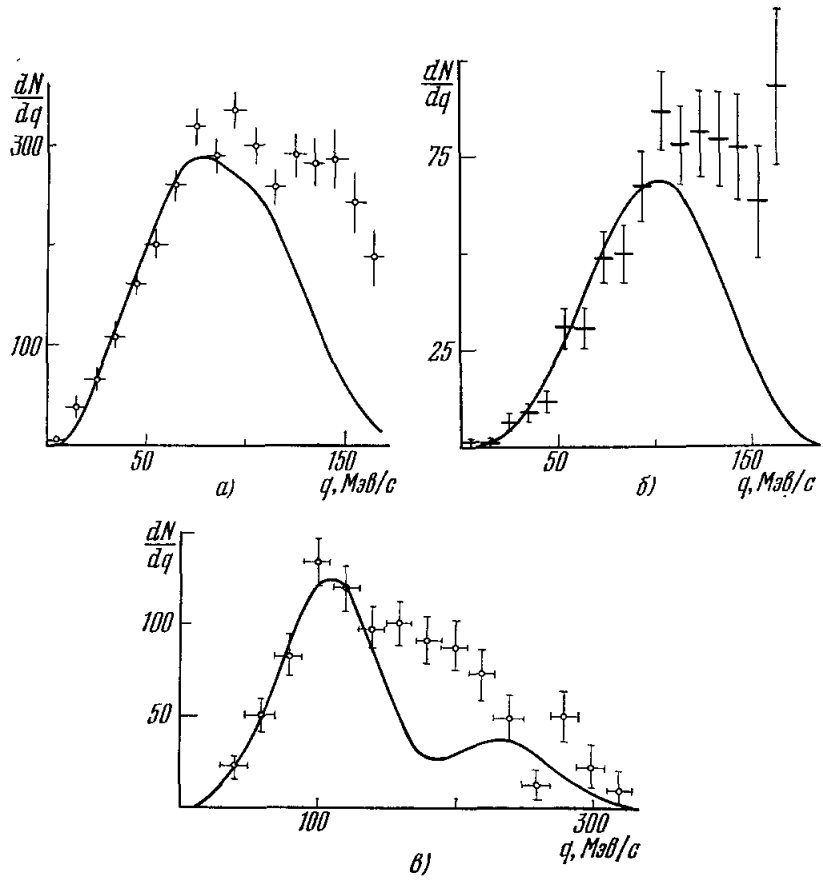


Рис. 11. Зависимость числа случаев реакции (π^-, $\pi^- p$) от переданного ядру остатка импульса для реакции на Li^6 (*а*), Al^{27} (*б*) и C^{12} (*в*).

импульс которого измерялся магнитным спектрометром, заключен в диапазоне 18—22°. Рассеянные протоны регистрировались в искровой камере, расположенной вблизи мишени и захватывающей угловой конус ±20°. Протоны останавливались в камере, и их энергия измерялась по величине пробега. Установка имела плохое разрешение (~20 *Мэв*) по энергии возбуждения остаточного ядра и не позволила получить данные, относящиеся к отдельным уровням. В этом был главный недостаток указанных экспериментов, не помешавший, впрочем, сделать определенные выводы о механизме реакции.

На рис. 11 показаны типичные распределения числа случаев реакции по величине переданного импульса q. Там же показаны теоретические кривые, рассчитанные в полюсном приближении. Видно, что они неплохо

*) Здесь же следует упомянуть два эксперимента по исследованию реакции типа (π^+, $2p$) при энергии 80 *Мэв* [3, 82]. В этих работах был получен целый ряд распределений, включая распределение по углу Треймана — Янга.

описывают экспериментальные данные при малых q, существенно отклоняясь при больших переданных импульсах. Теоретические кривые нормированы так, чтобы было обеспечено наилучшее согласие в районе небольших q; коэффициент нормировки определяет приведенную ширину перехода $A \to B + p$. Надо помнить, что есть еще свободный параметр — радиус канала, характеризующий форм-фактор вершины. Если в конечном состоянии уровень не один, то появляется несколько параметров. В таком случае следует учитывать несколько форм-факторов, как правило, с разными l. Там, где это было возможно, для радиусов каналов и относительных вероятностей переходов использовались данные из реакций $(p, 2p)$ при меньших энергиях. Конечно, пока рассматриваются только распределения по импульсу остаточного ядра, можно, варьируя вид форм-фактора и значения приведенных ширин, добиться лучшего согласия теории с экспериментом и при больших q. Однако тогда константы, характеризующие вершины $A \to B + p$, сами начнут зависеть от диапазона q, начальной энергии, типа реакции и сорта налетающих частиц. Такая неопределенность в той или иной мере присуща всем известным экспериментальным данным. Явно недостаточно рассматривать только распределения по q. Посмотрим на другие распределения, полученные, что важно, в одинаковых условиях, в одном эксперименте.

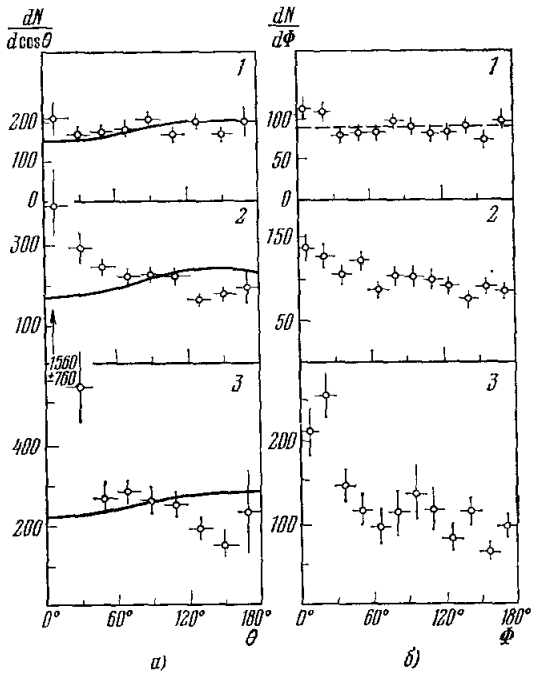


Рис. 12. Зависимость числа случаев реакции $(\pi^-, \pi^- p)$ на Li^6 от полярного угла остаточного ядра θ (*а*) и угла Треймана — Янга (*б*) для диапазонов переданных импульсов: $0 < q < 80$ (*1*), $80 < q < 120$ (*2*) и $q > 120$ (*3*) *Мэв/с*.

На рис. 12 показана типичная зависимость числа случаев реакции $(\pi^-, \pi^- p)$ от угла Треймана — Янга в различных диапазонах переданных импульсов q на примере ядра Li^6. Ясно видно, что изотропное распределение, характерное для полюсной диаграммы, не противоречит экспериментальным данным лишь при малых $q \sim q_0 = \sqrt{2m\varepsilon}$, т. е. в той области, где полюсная диаграмма удовлетворительно описывала и распределение по q. При бо́льших q полюсная диаграмма заведомо не описывает всего процесса. Такой вывод не зависит от выбора форм-фактора и каких-либо модельных представлений. Он хорошо подтверждается распределением ядер отдачи по полярному углу. Для Li^6 угловые распределения ядер отдачи вместе с теоретическими кривыми, рассчитанными в полюсном приближении, для трех диапазонов q показаны на рис. 12, *а* вместе с данными о распределениях по углу Треймана — Янга (рис. 12, *б*). Схожие результаты получены и для других ядер (C^{12}, Al^{27}).

На рис. 13 показано распределение по полярному углу остаточных ядер для другого класса реакций, а именно реакций $(p, 2p)$, исследованных при начальной энергии 600 *Мэв* в работе [87]. Для примера взята реакция $Si^{28}(p, 2p)Al^{27*}$. Четыре графика на рис. 13 соответствуют разным

диапазонам по энергии возбуждения ядра остатка и переданным ему импульсам. Правда, речь всюду идет об относительно небольших переданных импульсах. Кривые — теория, практически расчет по полюсной диаграмме (хотя учитывались искаженные волны, но искажения невелики). Вид кривых в значительной мере определяется эффективностью использованной в [87] установки. Нормировка кривых и в этом случае,

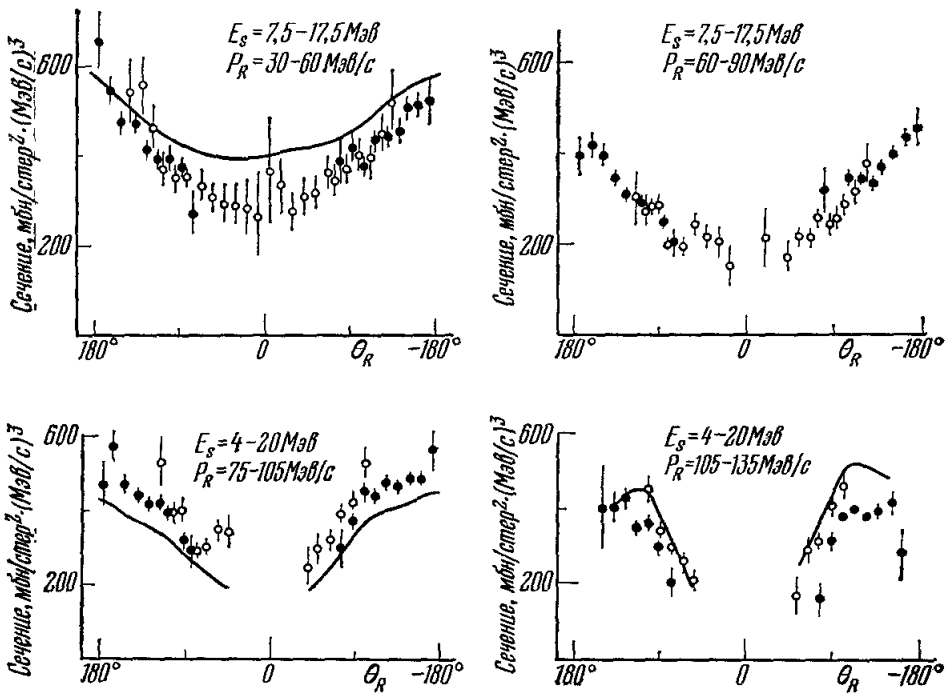


Рис. 13. Зависимости дифференциальных сечений реакции Si^{28} $(p, 2p)$ Al^{27*} от полярного угла остаточного ядра для четырех диапазонов энергии возбуждения ядра и переданных ему импульсов [87].

конечно, может быть изменена. Из этих и других данных работы видно, что кривые неплохо описывают результаты опытов. Работа ЦЕРНа [87] выполнена в «компланарной» геометрии, что не позволило получить распределения по углу Треймана — Янга.

До сих пор мы обсуждали распределения, характеризующие ядерную вершину в полюсной диаграмме. Поучительно посмотреть на экспериментальные данные, полученные в тех же условиях, но относящиеся к вершине, в которой происходит виртуальное рассеяние. На рис. 14 можно видеть распределения по углу разлета пиона и протона из ядер C^{12} и Li^6 в реакциях типа $(\pi, \pi p)$. На рис. 15 приведены спектры пионов из тех же ядер под фиксированным углом. И те и другие данные, взятые из работ ИТЭФа, показаны для разных диапазонов переданных импульсов. Распределения разные, но их сравнение с теоретическими кривыми (сплошные линии на рисунках отвечают полюсной диаграмме) говорит, что экспериментальные точки удовлетворительно описываются полюсной моделью в обоих диапазонах переданных импульсов: при $q < q_0$ и $q > q_0$. Число примеров можно увеличить. Это говорит о том, что разные критерии обладают неодинаковой чувствительностью к механизму реакции и что наиболее критичными являются распределения по углу Треймана — Янга и полярному углу остаточных ядер.

Те распределения (спектр вторичных частиц под фиксированным углом), вид которых считался доказательством квазиупругого характера

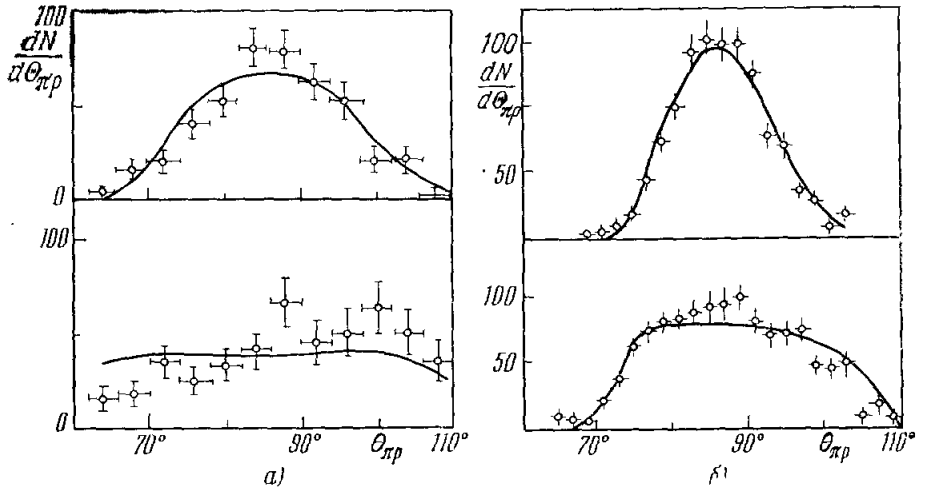


Рис. 14. Распределения числа случаев реакции (π^-, $\pi^- p$) на ядрах C^{12} (*а*) и Li^6 (*б*) в зависимости от угла разлета пиона и протона.

Верхние кривые — для переданных импульсов $q < q_0$, нижние — для $q > q_0$.

реакции в старых («одноплечевых») экспериментах, оказываются нечувствительными к механизму. Для возможности сравнения с экспериментами, выполненными по старой методике, в цитированной выше работе [84]

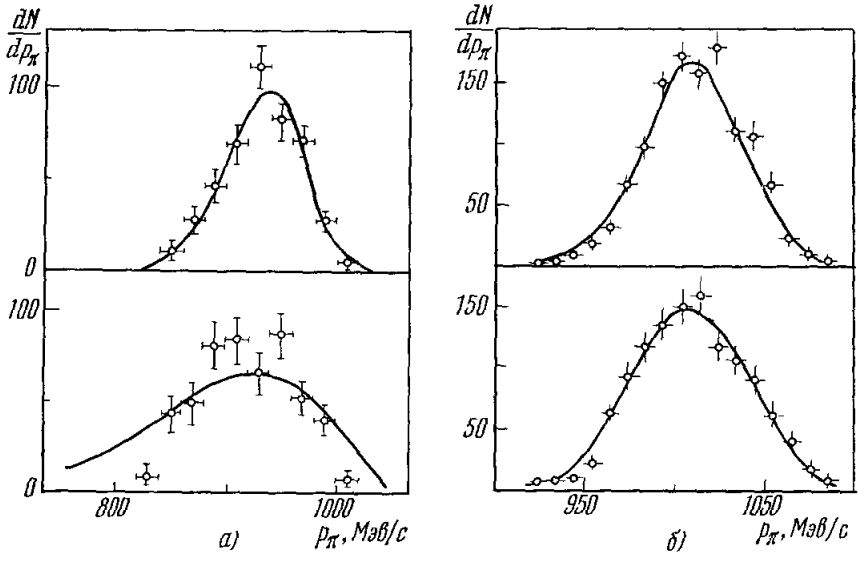


Рис. 15. Спектры пионов, вылетающих из ядер C^{12} (*а*) и Li^6 (*б*).

Верхние кривые — для переданных импульсов $q < q_0$, нижние — для $q > q_0$.

по реакции (π^-, $\pi^- p$) на Li^6 был получен спектр пионов, вылетающих под определенным углом, для того случая, когда мы не интересуемся остальными частицами, т. е. когда вовсе не фиксированы ни величина q, ни даже канал реакции. Спектр хорошо описывается кривой, рассчитанной по полюсной диаграмме. И это несмотря на то, что, как известно из детального

анализа реакции $Li^6(\pi^-, \pi^- p)$, только 40% случаев в максимуме относятся к полюсному механизму! Эта цифра получена как отношение эффективного числа протонов $N_{эфф} = 0{,}6$ $(0 < q < 170$ *Мэв/с*), найденного при корректной обработке данных, к тому числу ($N_{эфф} = 1{,}5 \pm 0{,}2$), которое определяется из площади под спектром в области $p_\pi > 950$ *Мэв/с*. Соотношение двух значений $N_{эфф}$ показывает, кстати, насколько можно ошибиться при извлечении спектроскопической информации при использовании результатов одноплечевых экспериментов.

Представляется весьма важной проверка механизма, основанная на сравнении абсолютных значений сечений. Конкретно ее удобно проводить путем сравнения приведенных ширин, относящихся к определенной ядерной вершине, но найденных в разных экспериментах, в разных реакциях, при разных энергиях. К сожалению, такая программа не может быть сегодня в полной мере реализована. Дело в том, что значительная часть данных по прямым реакциям получена в таких условиях, когда нельзя выделить либо переходы в определенные состояния конечного ядра, либо область небольших переданных импульсов. В других случаях (сюда относятся реакции срыва и подхвата и бо́льшая часть исследований реакций $(p, 2p)$), не проводилось детального изучения механизма процессов, и нет полной уверенности в том, что доминирует полюсной механизм и соответствующая приведенная ширина правильно извлекается из экспериментальных данных.

Несмотря на это, можно сделать два важных вывода. Во-первых, неизвестно случаев, когда различные данные находились бы в явном противоречии. Во-вторых, в тех случаях, когда можно провести более или менее корректное сравнение, величины θ^2 хорошо согласуются между собой. Приведем цифры для протонной ширины ядра C^{12} с образованием ядра B^{11} в основном состоянии [58]. Реакция $(p, 2p)$ дает $\theta^2 = 0{,}78 \pm 0{,}10$ (460 *Мэв*) и $0{,}35 \pm 0{,}04$ (155 *Мэв*); из данных по кривой возбуждения $(\pi, \pi N)$ получается $0{,}55 \pm 0{,}10$, а из анализа реакции $(\pi^-, \pi^- p)$ в области малых переданных импульсов $0{,}72 \pm 0{,}15$. Существовавшее несоответствие различных значений приведенных протонных ширин ядра Li^6 [84] ликвидировалось при учете механизма, обсуждавшегося в конце предыдущей главы (см. рис. 5); такой механизм важен здесь вследствие нестабильности ядра He^5. Получается, что θ_p^2 для образования He^5 в основном состоянии равняется $0{,}39 \pm 0{,}06$ из данных по $(p, 2p)$ и $0{,}50 \pm 0{,}20$ из данных по $(\pi^-, \pi^- p)$ [61]. Все же, конечно, настоящее критическое сравнение приведенных ширин, как и само получение точных значений,— дело будущего.

До сих пор мы говорили об экспериментах, выполненных с помощью электроники, которая в последнее время сочетается с искровыми камерами. Казалось бы, что для «полного» опыта весьма подходят пузырьковые камеры и эмульсии, где всегда возможны измерения в геометрии, близкой к 4π. Однако недостатки этих методик (невозможность отобрать и обработать достаточное количество событий данного типа, трудности точной идентификации реакции в фотоэмульсиях и т. д.) существенно снижают их эффективность при детальном изучении механизма реакции. Тем не менее здесь получен ряд интересных данных.

Специально механизм ядерной реакции изучался в работе ленинградской группы [88], выполненной в 1970 г. методом ядерных фотоэмульсий. Исследовались процессы $(\pi^+, \pi^+ p)$ и $(\pi^+, \pi^0 p)$ при начальной энергии пионов 112 *Мэв*. К сожалению, данные относятся к смеси легких ядер и статистика невелика. Но некоторые вполне определенные выводы сделать можно. На рис. 16 дано наиболее показательное распределение по углу Треймана — Янга для двух диапазонов q, сопоставимых с взятыми в рабо-

тах ИТЭФа [83-86]. Легко видеть, что получены аналогичные результаты, на основании которых авторы делают аналогичные выводы. Недавно те же самые реакции π^+-мезонов в ядре углерода при энергии 130 *Мэв* были исследованы с помощью пропановой пузырьковой камеры [89]. Наконец, следует упомянуть об исследовании реакции D(p, pn)p, которое было проведено с помощью жидководородной пузырьковой камеры, облученной пучком быстрых дейтронов [90]. Пока опубликованы лишь традиционные распределения: импульсные спектры протонов, зависимость числа случаев реакции от переданного импульса. Результаты согласуются с уже известными из опытов при других энергиях. Но хочется подчеркнуть саму методику эксперимента. Обладая преимуществами камерной методики, она свободна от одного из существенных недостатков — невозможности исследования случаев с малыми переданными импульсами, так как медленный в антилабораторной системе нуклон отдачи в лабораторной системе — достаточно быстрая частица.

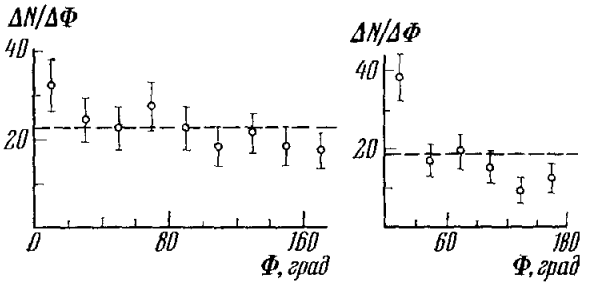


Рис. 16. Распределение числа случаев реакции (π^+, π^+p) по углу Треймана — Янга для двух диапазонов переданных импульсов [88].

4. Оценка вклада полюсного механизма

Рассмотренные данные позволяют говорить о том, что независимо от начальной частицы, ее энергии и от начального и конечного состояний ядер определяющий вклад в реакции выбивания в области малых переданных ядру импульсов $q < q_0$ дает полюсный механизм. При больших переданных импульсах существенный вклад вносят другие диаграммы.

В работе [84] была предпринята попытка количественной оценки вклада полюсной диаграммы по отношению к вкладу других диаграмм в разных областях q по данным о реакции (π^-, π^-p) на ядре Li^6 с помощью представления амплитуды реакции в виде $M = M_{пол} + C$, где $M_{пол}$ — амплитуда полюсной диаграммы, C — величина, не зависящая от q и имеющая фазу $\pi/2$ относительно $M_{пол}$. Поэтому $|M|^2 = |M_{пол}|^2 + |C|^2$. Предполагается, что зависимость C от других переменных (включая спиновые) такова, что распределения по углу Треймана — Янга и по полярному углу остаточных ядер, даваемые C, не содержат существенной изотропной части. Тогда всю анизотропную часть распределений по углам вылета ядер и Треймана — Янга можно отнести за счет неполюсных механизмов. Результаты показаны на рис. 17. Здесь по оси абсцисс отложена величина q^2 в единицах q_0^2, т. е. в единицах квадрата расстояния до полюса, который находится в точке $q^2 = -1$. По оси ординат — отношение вклада полюсной диаграммы ко всем возможным процессам. Точки, обозначенные разными значками, получены при обработке разных распределений; светлые кружки — распределения по q, крестики — распределения по углу Треймана — Янга, черные кружки — по полярному углу ядер отдачи. Так как разные точки следует рассматривать как независимые, то их совпадение в пределах статистических ошибок в какой-то мере оправдывает сделанные выше предположения. Сплошные линии на

рисунке — теоретические кривые, имеющие вид отношения полюсного члена к сумме полюсного члена и константы, грубо учитывающей фон. Величина константы варьировалась. Зависимость χ^2 от величины константы дана на врезке к рисунку. Наилучшее значение равно $0{,}05^{+0{,}02}_{-0{,}01}$. Соответствующая кривая хорошо описывает экспериментальные точки и, естественно, в полюсе достигает 1.

Рис. 17 позволяет сделать такие выводы. Прежде всего, вклад полюса при малых $q < 1$ составляет 80—90%, что и дает возможность говорить об определяющем вкладе полюсной диаграммы в этой области. Вклад полюсной диаграммы быстро падает с ростом q^2 (любопытно, что быстрее, чем для реакции $(\pi, 2\pi)$ на нуклоне).

Быстрота падения кривой на рис. 17 зависит от положения ближайших к полюсу особенностей. Для дейтрона, у которого полюс расположен аномально близко ($q_0 = 45$ *Мэв/с*), можно ожидать затягивания области, где доминирует полюсная диаграмма. Такое затягивание вплоть до $q \sim 120$ *Мэв/с* действительно наблюдается, как можно судить, например, по экспериментальным данным о реакции $D(\pi^-, \pi^- p)n$, при импульсе около 1 *Гэв/с* [85]. Это следует из распределений по полярному и азимутальному углам вылета ядра отдачи при разных q, которые приведены на рис. 18. Видно, что полюсные кри-

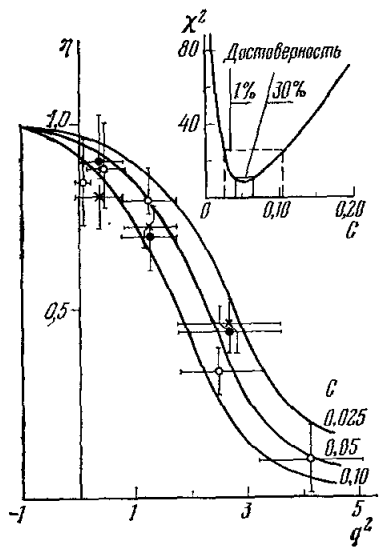


Рис. 17. Отношение вклада полюсной диаграммы ко всем возможным процессам в зависимости от квадрата переданного в реакции типа $Li^6(\pi^-, \pi^- p)$ импульса.

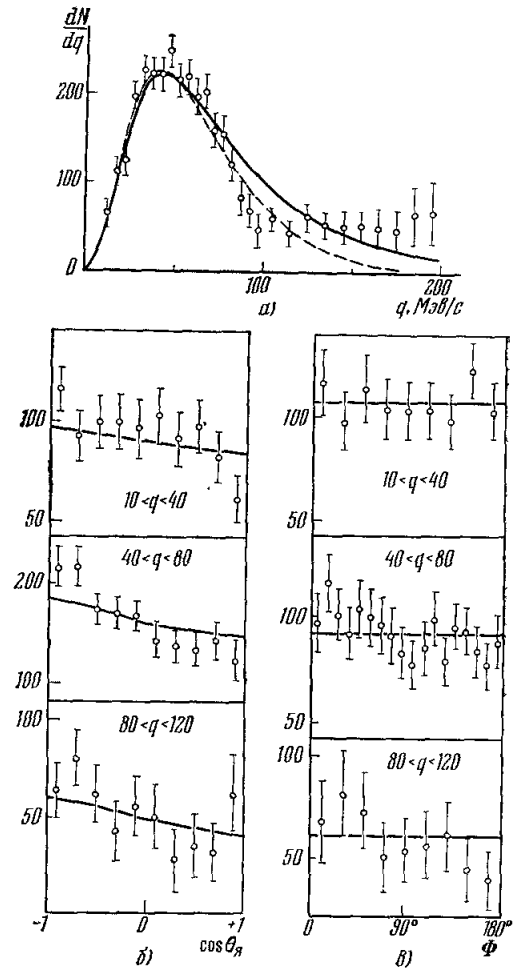


Рис. 18. Зависимости числа случаев реакции $D(\pi^-, \pi^- p)\,n$ от переданного импульса (*а*), полярного (*б*) и азимутального (*в*) углов вылета нейтрона.

Разные кривые на рис. б) и в) относятся к разным диапазонам переданных импульсов.

вые во всех исследованных областях q в пределах статистической точности описывают экспериментальные точки. Правда, при еще бо́льших q отклонения от полюсных кривых уже заметны [91].

IV. ТРЕУГОЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ

Перейдем к рассмотрению некоторых конкретных реакций, для успешного описания которых важен учет треугольного механизма: $K^-d \to \pi^-\Lambda p$, реакции $(p, d\pi^+)$ на легких ядрах и упругого pd-рассеяния под большими углами (пример бинарного процесса с большим переданным импульсом).

1. Спектр масс системы (Λp) в реакции $K^-d \to \pi^-\Lambda p$

При экспериментальном исследовании спектра масс системы (Λp), образующейся при захвате покоящегося K^--мезона на дейтроне (см., например, [92]), наблюдается резкий максимум вблизи энергии 2130 *Мэв*, что соответствует порогу реакции $\Lambda p \to \Sigma N$. Одно из возможных объяснений заключается в предположении о существовании резонанса в Λp-системе с массой 2130 *Мэв*. Однако, как показано в работе [93], для описания обсуждаемого пика нет необходимости вводить новый резонанс, а можно объяснить его как следствие пороговой особенности диаграммы, в которой учтено взаимодействие $\Sigma N \to \Lambda p$ в конечном состоянии (см. врезку на рис. 19). При теоретическом рассмотрении амплитуда реакции $K^-d \to \pi^-\Lambda p$ вблизи порога реакции $\Lambda p \to \Sigma n$ представлялась в виде

$$M(\omega) = M_\Delta(\omega) + C, \qquad (4.1)$$

где ω — кинетическая энергия Λ и p в их СЦИ, $M_\Delta(\omega)$ — амплитуда, соответствующая рассматриваемой диаграмме, C — комплексная константа, передающая вклад всех других диаграмм. Использовался хюльтеновский вид волновой функции дейтрона, амплитуда реакции $\Sigma N \to \Lambda p$ считалась константой, а амплитуда реакции $K^-n \to \pi^-\Sigma$ была взята в приближении нулевого радиуса действия сил. Действительная и мнимая части константы C являлись варьируемыми параметрами.

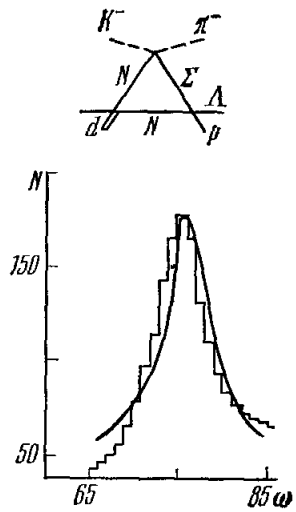


Рис. 19. Спектр масс системы (Λp) из реакции $K^-d \to \pi^-\Lambda p$ [93].

По оси абсцисс отложена кинетическая энергия (Λp).

Результаты расчета показаны на рис. 19. Там же приведены экспериментальные данные. Видно, что теоретическая кривая хорошо согласуется с экспериментом. Спектр из работы [92], показанный на рис. 19, не нормирован. Поэтому отсюда нельзя получить оценку сечения реакции $\Sigma N \to \Lambda p$. Однако если использовать данные по спектру масс в более широком интервале переменной ω и считать, что весь «фон» создается полюсной диаграммой с вершиной $K^-n \to \pi^-\Lambda$, то можно сделать вывод, что амплитуда реакции $\Sigma N \to \Lambda p$ на пороге имеет тот же порядок величины, что и длина упругого Λp-рассеяния ($\sim -1{,}5$ *ф*).

Конечно, все сказанное выше не исключает возможности существования резонанса с массой 2130 *Мэв* в Λp-системе. Для выяснения вопроса о природе максимума в спектре масс требуется исследование реакции $K^-d \to \pi^-\Lambda p$ с быстрыми каонами. Если максимум действительно связан

с особенностями диаграммы рис. 19, то его форма и положение должны меняться при изменении импульса, переданного от каона к пиону (см. гл. II).

2. Перерассеяние пионов в реакции $(p, d\pi)$

В гл. III уже говорилось об исследованиях спектров быстрых дейтронов, которые образуются при взаимодействии протонов с энергией 670 *Мэв* с ядрами [70]. Основная часть спектра связана с реакцией $(p, d\pi)$. Расчет по полюсной диаграмме с вершиной $p + N \to d + \pi$ неплохо передает высокоимпульсную часть спектра, но приводит к слишком низким величинам сечений при меньших импульсах. Авторы работы [70] заметили, что здесь существенную роль может играть перерассеяние образовавшихся пионов на остаточном ядре. Дело в том, что при угле вылета дейтронов относительно пучка протонов ~10° пионы, образующиеся в реакции $pp \to d\pi^+$, имеют энергию, близкую к резонансной (~160 *Мэв*), при которой в сечении взаимодействия пионов с ядром имеется максимум. Учет диаграммы, изображенной на врезке к рис. 20, значительно улучшает согласие с экспериментом. На рис. 20 показан импульсный спектр дейтронов, вылетающих под углом 9,5° из ядра C^{12} (максимум при $p \approx 1600$ *Мэв/с* связан с реакцией (p, pd)). Штриховой линией показана теоретическая кривая, соответствующая двум полюсным диаграммам для реакций (p, pd) и $(p, d\pi)$. В сплошную кривую, которая весьма хорошо описывает экспериментальные данные, включена также диаграмма рис. 20. Для более тяжелых ядер такой диаграммы оказывается недостаточно. Здесь, по-видимому, значительную роль играют более сложные процессы.

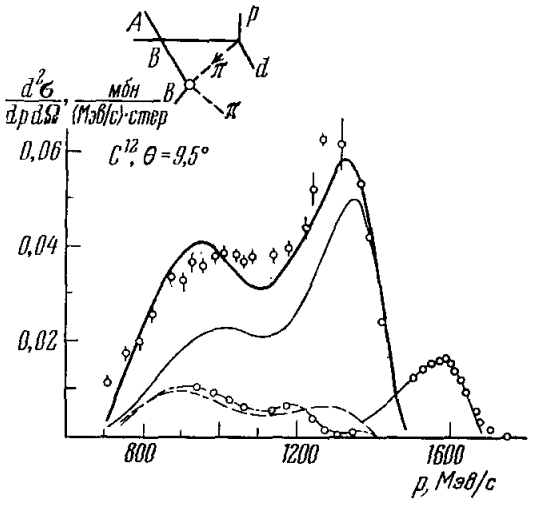


Рис. 20. Импульсный спектр дейтронов, вылетающих под углом 9,5° из ядра C^{12} под действием протонов с энергией 670 *Мэв* [70].

Тонкая сплошная кривая учитывает только полюсную диаграмму; толстая сплошная кривая учитывает также треугольную диаграмму, показанную на врезке; штриховая и штрих-пунктирная кривые — вклад треугольной диаграммы и интерференционного члена.

3. Упругое pd-рассеяние на большие углы

Упругое pd-рассеяние под углами, близкими к 180°, при средних и высоких энергиях — один из простейших ядерных процессов с большой передачей импульса. Надежная теория таких процессов в настоящее время отсутствует. Может оказаться, что основной вклад здесь вносят не механизмы, традиционно рассматриваемые в ядерной физике, а более «экзотические», например с виртуальным образованием пиона или нуклонных изобар.

Экспериментальные данные [67б, 94] показывают резкий подъем дифференциального сечения к 180° и иррегулярность (указание на пик) в энергетической зависимости сечения под фиксированным углом при энергиях 600—700 *Мэв* (это изобарная, или резонансная область, так как здесь в системе двух нуклонов может рождаться изобара Δ (1236)).

Простейшим механизмом, который приводит к пику в сечении назад, является однонуклонный обмен (диаграмма рис. 21, *а*). Однако удовлетворительно описывая экспериментальные данные в области низких энергий, полюсная диаграмма рис. 21, *а* уже при энергиях 1 *Гэв* дает сечение на порядок ниже экспериментального. В литературе обсуждались и другие возможности: обмен одной или несколькими нуклонными изобарами, начиная с $N(1688)$ [95] (рис. 21, *б*), импульсное приближение (рис. 21, *в*) и двукратное рассеяние [96] (рис. 21, *г*). В силу ряда причин все эти модели

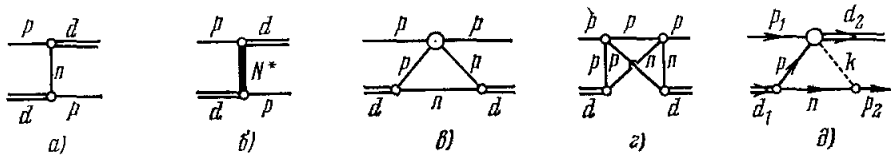


Рис. 21. Диаграммы для упругого *pd*-рассеяния.

оказываются неудовлетворительными (подробнее см. в [97]). Кроме того, они не дают максимума в энергетическом ходе сечения при резонансных энергиях. В то же время при этих энергиях за счет большого сечения реакции

$$p + p \to d + \pi^+ \tag{4.2}$$

оказывается выделенным двухступенчатый механизм, отвечающий диаграмме рис. 21, *д*: налетающий протон взаимодействует с одним из нуклонов дейтрона и происходит реакция (4.2), после чего образовавшийся пион поглощается вторым нуклоном. Ярко выраженный резонансный ход сечения реакции (4.2) приведет к соответствующему пику в сечении *pd*-рассеяния. Этот механизм для упругого *pd*-рассеяния был предложен в работе [98] и подробно исследован в работах [97] *).

Угловое распределение при энергии 600 *Мэв*, рассчитанное в соответствии с диаграммой рис. 21, *д*, изображено на рис. 22 для разных волновых функций дейтрона (хюльтеновской, гауссовской и третьей функцией Моравчика). Ясно видно, что результат сильно зависит от выбора волновой функции. Учет D-волны в дейтроне не приводит к существенным изменениям (см. штриховую, штрих-пунктирную и пунктирную кривые). На том же рисунке приведены экспериментальные данные, находящиеся в качественном согласии с теорией.

При расчете энергетического хода сечения упругого *pd*-рассеяния к диаграмме рис. 22, *д* добавляется некоторый «фон», плавно зависящий от энергии и отвечающий вкладу других диаграмм (см. раздел 3 гл. II). В качестве модели для энергетической зависимости фона была взята амплитуда полюсной диаграммы рис. 22, *а*, но с некоторым множителем, который определялся из условия наилучшего согласия с экспериментом. Результаты такой подгонки для угла 180° приведены на рис. 23. В максимуме вклад фона в сечение составляет около 4%. Видно, что теоретическая кривая более или менее правильно отражает положение и абсолютную величину экспериментально наблюдаемого максимума в энергетической зависимости сечения. Этот факт говорит в пользу обсуждаемого механизма.

*) В работе [98] были допущены некоторые неточности, вследствие чего оказались занижены величины сечений и искажена угловая зависимость. Правильные результаты содержатся в работах [97]. Заметим также, что подобные модели предлагались раньше для реакций (γ, p) и $pp \to d\pi^+$ [99] (см. также [100]).

Дополнительная возможность выяснения роли диаграммы рис. 21, *д* в изобарной области откроется при исследовании поляризационных эффектов. Поляризация вылетающих частиц, а также асимметрия в реакции с поляризованными начальными частицами могут быть выражены

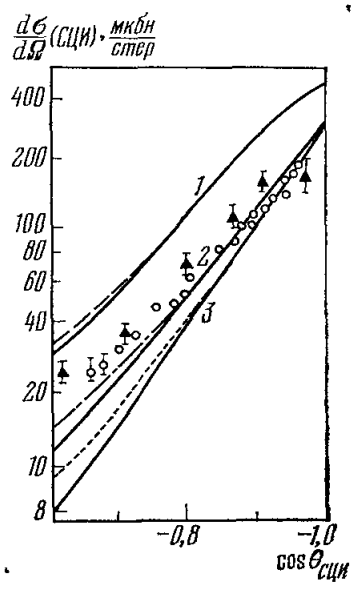


Рис. 22. Угловое распределение в упругом *pd*-рассеянии под большими углами при энергии протонов 600 *Мэв*.

Кривая *1* вычислена с хюльтеновской волновой функцией, *2* — с гауссовской, *3* — с третьей функцией Моравчика [97].

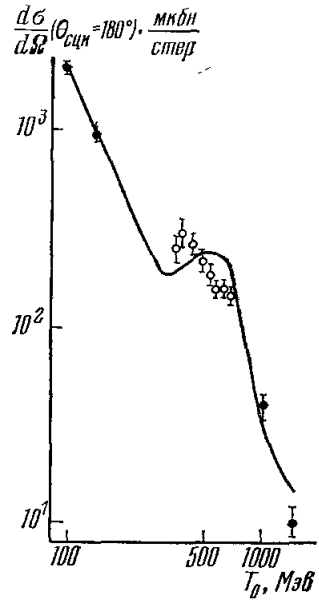


Рис. 23. Энергетический ход сечения упругого *pd*-рассеяния на угол 180° в СЦИ [97].

через аналогичные величины для процесса (4.2) или обратного ему [97]. Пока, к сожалению, хороших данных по поляризации и асимметрии в *pd*-рассеянии под большими углами нет, и проверить эти предсказания теории не представляется возможным.

Рассмотренный механизм, по-видимому, играет существенную роль не только в упругом *pd*-рассеянии, но и в ряде других ядерных процессов с большой передачей импульса, в частности в фотоядерных реакциях типа (γ, p) [101], где он позволяет объяснить некоторые на первый взгляд неожиданные эффекты, и в недавно теоретически исследованной реакции $\pi^- d \to N\Delta$ [102].

V. ЗАХВАТ ПИОНОВ И КАОНОВ

Как показывают энергетические спектры и угловые корреляции частиц, образующихся при поглощении медленных π^-- и K^--мезонов, в заметной доле случаев мы имеем дело с прямым процессом. В соответствии с темой настоящей статьи мы рассмотрим лишь вопрос о возможных механизмах захвата. Другие аспекты физики подобных процессов отражены в обзорах [5, 103–106].

Однонуклонный захват медленного пиона маловероятен, так как вследствие законов сохранения энергии и импульса (в ядро вносится большая энергия и нулевой импульс) он может происходить лишь на

нуклоне, который обладает импульсом внутриядерного движения ~ 500 *Мэв/с*. Так как нуклонов со столь большим импульсом в ядре очень мало, то в поглощении пионов должна принимать участие группа нуклонов. Основной вопрос состоит в следующем: происходит ли захват мезона виртуальным дейтроном, α-частицей или другой виртуально испущенной ядром коррелированной группой нуклонов (реакция в этом случае описывается соответствующей полюсной диаграммой или простейшими диаграммами, учитывающими взаимодействие вторичных частиц), либо в процессе захвата имеет место динамическая корреляция нуклонов. Последнее означает, что корреляция возникает в ходе самого процесса прямого захвата, а не «приготовлена» в ядре заранее. Например, рассмотрим реакцию рождения пиона $N + N \to N + N + \pi$ в столкновении двух свободных (не внутриядерных) нуклонов. Амплитуда такой реакции есть функция кинематических переменных, в частности переданных

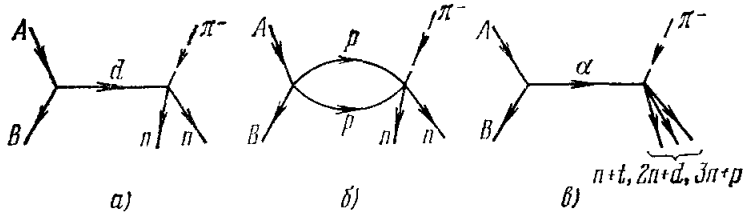


Рис. 24. Диаграммы, отвечающие захвату π^--мезонов.

импульсов. Это означает, что частицы будут определенным образом коррелированы, причем рассматриваемая корреляция будет обусловлена, очевидно, механизмом реакции. Захват пиона нуклонной парой $\pi + N + N \to N + N$ есть реакция, обратная процессу рождения и описываемая той же амплитудой (с измененными знаками импульсов и проекций спинов). Наблюдаемые в захвате «корреляции» могут определяться не столько ядерной волновой функцией, сколько амплитудой самого процесса для свободных частиц.

Наибольшее число проверяемых следствий может быть получено для первого из указанных механизмов (относительные вероятности различных каналов, энергетические и угловые распределения продуктов, зависимость сечения от энергии поглощаемого пиона). При этом важно рассмотреть не только возможность захвата виртуальным дейтроном, но также и другими частицами — α, t и т. д. (нет никаких оснований отдавать заранее предпочтение какой-либо одной из перечисленных виртуальных частиц; более того, на различных ядрах и при разных кинематических условиях основной вклад может давать поглощение разными виртуальными частицами). Известно, что двухнуклонный механизм захвата [107], простейшему варианту которого отвечают графики рис. 24, *а*, *б*, вносит значительный вклад, по крайней мере в области малых переданных остаточному ядру импульсов. Такая область для реакций (π^-, nn) отвечает углу разлета двух нейтронов, близкому к 180°. Экспериментальное исследование реакции $Li^6(\pi^-, nn)$ убедительно показало, что нейтроны коррелированы так, что угол между ними составляет приблизительно 180° [108]. Столь же острый максимум в угловой зависимости наблюдается в реакции $C^{12}(\pi^-, np)B^{10}$ [109], что видно из рис. 25. Кривые — результаты теоретических расчетов. Несколько нижних кривых — расчеты по различным вариантам модели двухнуклонного поглощения. Верхняя кривая соответствует α-частичному захвату, который хотя и приводит к угловой корреляции, но не к столь острой. Экспериментальная картина может быть

объяснена либо захватом на дейтроне, с последующей перезарядкой одного из нейтронов, либо захватом на бипротонной паре. В последнем случае также возникает резкая корреляция [110].

До недавнего времени не удавалось наблюдать пик в спектре нуклонов при энергии ~(50—60) *Мэв*, который должен иметь место, если происходит захват на двух нуклонах [111]. Однако в последней работе [109] было

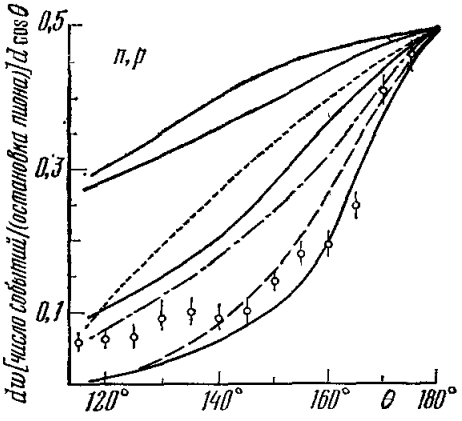


Рис. 25. Распределение по углу разлета нейтрона и протона из реакции C^{12} (π^-, *np*) B^{10} [109].

Верхняя кривая — расчет по α-частичной модели, остальные кривые — по различным вариантам двухчастичного захвата.

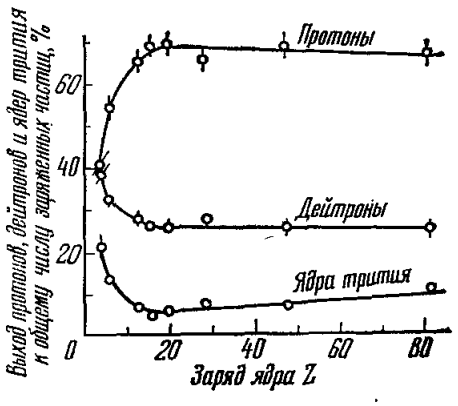


Рис. 26. Относительные выходы протонов, дейтронов и ядер трития при энергиях выше 24 *Мэв* [114].

показано, что этот пик наблюдается, если рассматривать только такие события в реакции C^{12} (π^-, *np*) B^{10}, которые отвечают образованию основного состояния ядра B^{10}.

Вместе с тем большой вклад могут вносить и многонуклонные механизмы захвата, например α-частичный (рис. 24, *в*) *). Большое количество данных, накопленных в работах с пузырьковыми камерами и фотоэмульсиями (см., например, работу [112], где имеются ссылки и на предыдущие исследования), не могли дать информацию о многонуклонном захвате, так как в них не разделялись протоны, дейтроны и ядра трития. Такое разделение впервые было проведено в работе [113], где было обнаружено, что при поглощении медленных пионов легкими ядрами фотоэмульсии образуется много дейтронов и ядер трития. На рис. 26 показаны относительные выходы *p*, *d* и *t*, измеренные недавно с помощью электроники [114]. На легких ядрах в районе углерода относительные выходы изотопов водорода примерно такие же, как при захвате на He^4. Спектры *p*, *d* и *t*, полученные в [113], согласуются с α-частичной моделью [111].

Теоретически α-частичная модель захвата была предложена в работе [115] и детально разрабатывалась в работах [110, 111, 116]. Было показано [110], что качественно все имевшиеся несколько лет назад сравнительно грубые экспериментальные данные по угловым корреляциям, спектрам и абсолютным вероятностям захвата объясняются, если учесть как двух-

*) Следует учитывать, что количественное сравнение таких глобальных характеристик, как энергетические спектры и относительные выходы различных частиц, с результатами расчетов по диаграммам рис. 24 теоретически вряд ли может быть обосновано, так как эти диаграммы выделены только в области малых переданных (соответствующих остаточным ядрам) импульсов. Тем не менее подобное сравнение дает качественную ориентировку в механизме процесса.

нуклонный, так и α-частичный механизм. Более детальные эксперименты, которые позволяют проводить количественное сравнение с α-частичной

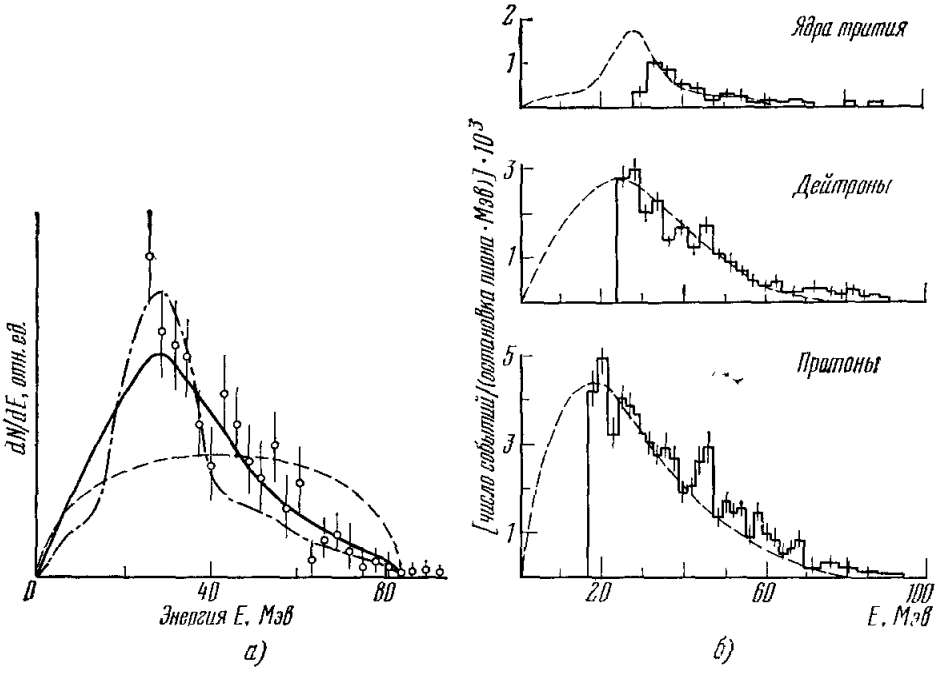


Рис. 27. Спектры быстрых частиц, образующихся при захвате на углероде.

а) Спектр ядер трития из работы [114], *б*) спектры протонов, дейтронов и ядер трития, зарегистрированных на совпадении с нейтронами [109, 117].

моделью, начали выполняться сравнительно недавно [114, 117]. На рис. 27, *а* показан спектр ядер трития, образующихся при захвате π^- на углероде [114]. Теоретические кривые из работы [111], шриховая кривая — фазовый объем. Сплошная и штрих-пунктирные кривые — расчеты по диаграмме рис. 24, *в* без учета и с учетом ядерного формфактора. Видно, что две последние кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Спектр дейтронов, полученный в [114], также неплохо согласуется с моделью α-частичного захвата.

Рис. 27, *б* содержит спектр протонов, дейтронов и ядер трития, которые получены в другой работе [117]. Заряженные частицы регистрировались по совпадению с нейтронами при захвате на углероде. Штриховые кривые — расчет по α-частичной модели [111]. На рис. 28 приведена угловая корреляция (*n*, *t*)-

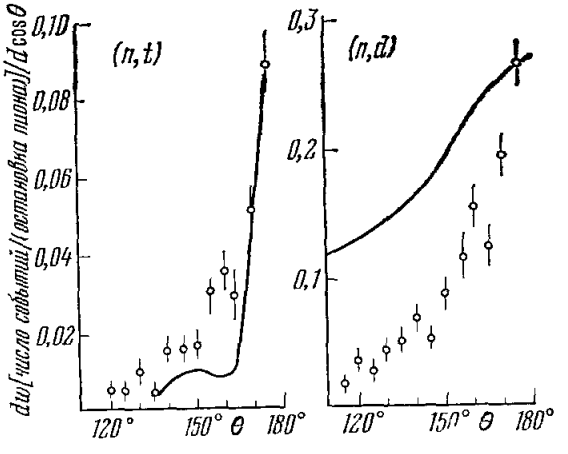


Рис. 28. Распределение по углу разлета пар (*n*, *t*) и (*n*, *d*) после захвата π^- на углероде [117].

и (n, d)-пар, полученная в [117]. Снова теоретические кривые, взятые из работы [116], рассчитаны по α-частичной модели. Картина (n, d)-корреляции указывает на вклад диаграммы с передачей He^3. В том же эксперименте получен спектр возбуждения остаточных ядер из реакций $C^{12}(\pi^-, nt)$, $C^{12}(\pi^-, nd)$ и $C^{12}(\pi^-, np)$ для событий с углом разлета от 170 до 180°. Если в спектре ядер из первой реакции наблюдается четкий максимум, соответствующий образованию ядра Be^8 в основном состоянии, то в спектрах ядер из второй и третьей реакций такого нет. Это снова указывает на существенную роль многонуклонного захвата. Известно, например, что α-частичный механизм имитирует широкий спектр возбуждений, если регистрировать пары нуклонов [118].

Следует упомянуть еще об одном эксперименте, в котором фотоэмульсионным методом исследовались спектры вторичных частиц и угловые корреляции в реакции $\pi^- + C^{12} \to Li^8 + He^3 + n$ [119]. Оказалось, что эти характеристики хорошо согласуются с моделью поглощения на Li^4. Здесь, однако, требуется дополнительная проверка того, не могут ли такие распределения быть результатом вторичных процессов, следующих за захватом на дейтроне или α-частице. Дело в том, что канал Li^8He^3n является редким (его относительная вероятность $2{,}2 \cdot 10^{-4}$) и разные вторичные процессы, даже будучи маловероятными, способны давать заметный вклад.

Итак, имеющиеся экспериментальные данные говорят о важной роли многонуклонного захвата. Тем не менее на ряд важных вопросов ответы еще не получены. Теоретически пока плохо исследован вопрос о роли перерассеяний частиц после процесса захвата пиона (и вообще о роли вторичных процессов). Экспериментально для исследования α-частичного механизма захвата особенно ценно более подробное изучение реакции (π^-, tn) в области малых импульсов остаточного ядра, а также реакции (π^+, He^3p) при небольших энергиях. При захвате пионов на лету появляется дополнительная возможность проверки механизма — использование критерия Треймана — Янга. Более подробно желательные эксперименты обсуждались в [14]. При исследованиях, проводимых с большой точностью, нужно будет, конечно, учитывать то обстоятельство, что пионы захватываются с различных орбит мезоатома [120], и это влияет на характеристики процесса.

Информация, имеющаяся в настоящее время по захвату K^--мезонов, является гораздо более ограниченной. В этом случае, в отличие от поглощения π^--мезонов, возможен однонуклонный захват, сопровождаемый вылетом пиона, чему соответствует реакция $K^- + A \to Y + \pi + B$ (Y — гиперон, B — остаточное ядро). Энергетические спектры и угловые корреляции пионов и гиперонов, образующихся при поглощении K^- в ядрах He^4 [121], смеси пропан—фреон и в фотоэмульсиях [105,122], качественно согласуются с предсказаниями простого импульсного приближения (полюсная диаграмма с обменом нуклоном). Однако указанные характеристики измерены пока с весьма плохой точностью. Теоретические расчеты здесь также ненадежны, так как в них не учитывалось влияния близких подпороговых резонансов $Y(1405)$ и $Y(1385)$ в системе KN, которые приводят к существенной зависимости амплитуд KN-взаимодействия от энергии [123]. По-видимому, учет указанных резонансов в процессе захвата K^- и определение параметров их взаимодействия с нуклонами или остаточным ядром являются одними из самых интересных вопросов физики каон-ядерных взаимодействий.

Безмезонные захваты $K^- + A \to Y + N + B$ могут происходить лишь на группе нуклонов. Их доля для дейтронов составляет $(1{,}22 + 0{,}9)\%$ [124], для ядер He^4 $(16{,}5 \pm 2{,}6)\%$ [121]. Для легких ядер (C, N, O)

доля безмезонных захватов близка к цифре для He^4 и составляет 17—20%. Измерены также спектры быстрых нуклонов, распределения звезд по числу лучей и вероятности различных безмезонных каналов при захвате дейтронами [124] и ядрами [125]. Данные по энергетическим спектрам частиц, образующихся при захвате K^- легкими ядрами, не противоречат представлениям об α-частичном механизме захвата [106].

Интерес к изучению взаимодействия медленных каонов с ядрами в значительной мере связан с вопросом о нейтронной периферии тяжелых ядер. Дело в том, что захват K^--мезонов должен быть весьма чувствителен к избытку нейтронов на периферии ядра, так как вследствие большой вероятности захвата (разрешен однонуклонный захват) K^--мезоны в основном поглощаются на поверхности ядра. Существенно и то, что при захвате на нейтронах и протонах реализуются разные каналы (захват на нейтронах идет в основном по схеме $K^- + n \to \Sigma^- + \pi^0$, $\Sigma^0 (\Lambda^0) + \pi^-$, а на протонах по схеме $K^- + p \to \Sigma^\pm + \pi^\mp$, $\Sigma^0 (\Lambda^0) + \pi^0$). Из данных по захвату K^- тяжелыми ядрами делается вывод о том, что радиус распределения нейтронов заметно больше, чем протонов, т. е. что периферия ядра в основном состоит из нейтронов ([126], см. также [127]). Основанием служит то обстоятельство, что для тяжелых ядер отношение вероятностей каналов, реализующихся при захвате K^- нейтроном и протоном, в 4 раза больше соответствующей величины для легких ядер. Здесь, однако, имеется ряд неясных вопросов как экспериментального характера, так и теоретического (нет достоверной информации о механизме захвата, труден корректный учет странных резонансов).

Обработка данных по интенсивностям переходов в каонных атомах [128], казалось, тоже приводит к необходимости допускать нейтронную периферию. Но более точные расчеты [129], учитывающие искажение кулоновской волновой функции каонного атома на малых расстояниях за счет сильного взаимодействия, показали, что такой вывод является преждевременным и существующие данные (см. также [130]) не противоречат предположению об одинаковых радиусах протонного и нейтронного распределений. Результаты недавнего исследования сечений взаимодействия отрицательных и положительных пионов с импульсом от 0,71 до 2,0 *Гэв/с* с ядрами свинца [131] свидетельствуют против нейтронной периферии.

Таким образом, имеющиеся данные вряд ли можно согласовать с предположением о существенном различии радиусов протонного и нейтронного распределений. Вопрос о возможной небольшой разности остается открытым.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя изложенное, можно сказать, что теоретические представления о природе прямых процессов при высоких энергиях подтверждаются полученными в последние годы опытными данными. Это означает, что предсказываемые теорией зависимости дифференциальных сечений от кинематических переменных (переданного импульса, углов вылета ядер отдачи и др.) наблюдены экспериментально. Опыт подтверждает также оценки области применимости теории, ограниченной небольшими передачами импульса ядру. Тем самым показано, что прямые процессы при высоких энергиях по своей физической природе действительно сводятся к взаимодействию налетающих частиц с виртуально испускаемыми ядрами группами нуклонов.

Из опытных данных выяснилось, в частности, что преимущественно измерявшиеся ранее угловые и импульсные распределения мало критичны

к механизму реакции и потому не достаточны для количественного исследования прямых процессов. Наиболее критичными к механизму процесса оказываются распределения по углу Треймана — Янга и по углу вылета ядра отдачи (относительно направления пучка налетающих частиц). Недавние результаты изучения прямых реакций, вызываемых частицами высоких энергий, показывают, что получение информации, необходимой для идентификации механизма прямого процесса, находится в пределах возможности современного эксперимента.

В настоящее время наиболее определенные заключения могут быть высказаны о механизме реакций типа квазиупругого рассеяния. Заметим, что такого рода реакции исследуются довольно давно, но лишь в самое последнее время (и притом в опытах на релятивистских ускорителях) оказалось возможным установить область применимости полюсного механизма, отвечающего картине «простого выбивания» из ядра нуклонов, дейтронов и других легчайших ядер («кластеров») налетающей частицей. Как и ожидалось теоретически, простое выбивание имеет место лишь в том случае, когда остаточному ядру передается достаточно малый импульс, причем, как правило, никакого затягивания на область больших передаваемых импульсов не наблюдается. Иными словами, квазиупругое рассеяние происходит на периферии ядра. Хотя этот факт пока количественно выяснен только для выбивания нуклонов, стоит в связи с ним подчеркнуть, что встречающиеся в литературе утверждения о «кластерной» структуре ядер, якобы доказываемой экспериментами по прямым реакциям выбивания легчайших ядер, лишены оснований. Скорее всего следует ожидать, что «кластеры» с некоторой вероятностью встречаются лишь на периферии ядра.

Из сравнения сформулированной в данном обзоре программы желательных, с теоретической точки зрения, экспериментов с экспериментами уже осуществленными можно видеть, что исследование механизмов прямых реакций, более сложных, чем полюсный, пока находится в самой начальной стадии. На очереди — информативные опыты по идентификации более сложных механизмов, отвечающих, в частности, различным треугольным диаграммам. Надо сказать, что до сих пор относительная роль процессов упругого и неупругого взаимодействий в «конечном» состоянии прямых реакций почти совсем не исследована.

Мы уже неоднократно отмечали выше, что исследование прямых ядерных реакций представляет значительный интерес как для изучения ядра, так и для выяснения свойств элементарных частиц. В этом последнем случае мы имели в виду, главным образом, получение сведений о взаимодействии элементарных частиц из ядерных экспериментов. Хотелось бы указать в заключение на еще один, быть может, несколько неожиданный аспект «сотрудничества» ядерной физики и физики элементарных частиц. В последние годы выявилось определенное сходство между процессами сильных взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях и ядерными реакциями. Коротко говоря, ряд явлений при столкновении двух частиц очень высоких энергий (порядка 10 *Гэв* в СЦИ) выглядит так, как если бы эти частицы, наподобие ядер, обладали внутренними степенями свободы. Это обстоятельство нашло свое выражение в известной «партонной» модели столкновений при высоких энергиях (партоны — некоторые виртуальные «составные» части элементарной частицы, между которыми при столкновении происходит обмен энергией и импульсом). Основные идеи партонной модели заимствованы из ядерной физики и качественно отвечают картине прямых реакций (пока в наиболее примитивном варианте). Таким образом, изучение механизма ядерных

реакций может оказать существенную эвристическую помощь и в выяснении физической природы процессов взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях (взаимосвязь этих двух областей в настоящее время облегчена и общностью теоретического языка).

ПРИЛОЖЕНИЯ

I

Амплитуда M' реакции $i + x \to y + z$ может быть следующим образом [12,20,23] выражена через инвариантные амплитуды f, зависящие только от кинематических инвариантов, характеризующих эту реакцию:

$$(M')^{\mu_z\mu_y}_{\mu_i\mu_x} = \sum_{j_{ix}j_{zy}L\lambda} f(j_{ix}j_{zy}L\lambda)\, C^{j_{ix}\mu_{ix}}_{j_i\mu_i j_x\mu_x}\, C^{j_{zy}\mu_{zy}}_{j_z\mu_z j_y\mu_y} \times$$
$$\times\, C^{j_{zy}\mu_{zy}}_{j_{ix}\mu_{ix}LM}\, C^{LM}_{r-\lambda,\, m_{ix},\, r+\lambda,\, m_{2y}}\, Y^*_{r-\lambda,\, m_{ix}}(\mathbf{n}_{ix})\, Y^*_{r+\lambda,\, m_{zy}}(\mathbf{n}_{zy}). \qquad (\text{П}.1)$$

Если произведение внутренних четностей начальных и конечных частиц равно 1, то

$$r = \begin{cases} L/2, & \text{если } L \text{ четное,} \\ (L+1)/2, & \text{если } L \text{ нечетное.} \end{cases}$$

Если указанное произведение равно -1, то:

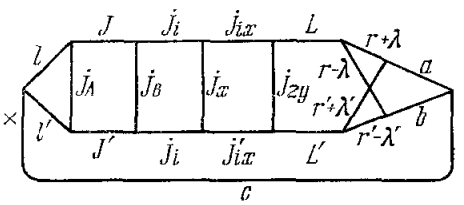
$$r = \begin{cases} (L+1)/2, & \text{если } L \text{ четное,} \\ L/2, & \text{если } L \text{ нечетное.} \end{cases}$$

Величина λ пробегает все целые (если r целое) или полуцелые (если r полуцелое) значения, при которых тройка $r - \lambda$, $r + \lambda$, L образует треугольник. $\mathbf{n}_{ix}$ и $\mathbf{n}_{zy}$ — единичные векторы по относительным скоростям частиц i и x и частиц z и y. j_{ix} и j_{zy} — спины входного и выходного каналов, а L — их векторная разность.

Указанное представление не является единственным. Можно было бы записать выражение M', вводя суммарные спины кросс-канала и т. п. Более подробно соответствующий материал изложен в работах [12,20].

Используя формулы (2.6) и (П.1), а также графический способ представления сумм коэффициентов Клебша — Гордана [24,12], получаем для величины $\overline{|M|^2}$ (2.9) следующее схематическое представление *):

$$\overline{|M|^2} \sim \sum \gamma_{lJ}\gamma^*_{l'J'} F_{lJ}(q)\, F^*_{l'J'}(q)\, f(j_{ix}j_{zy}L\lambda) \times$$
$$\times\, j^*(j'_{ix}j'_{zy}L'\lambda')\,(2a+1)(2b+1)(2c+1)\,\Phi_{abc}(\mathbf{n}_{ix}, \mathbf{n}_{zy}, \mathbf{n}_{iB}) \times$$



(П.2)

Суммирование происходит по J, J', l, l', j_{ix}, j_{zy}, j'_{ix}, j'_{zy}, L, λ, L', λ', a, b, c, а Φ_{abc} — инвариантные относительно вращений комбинации векторов $\mathbf{n}_{ix}$, $\mathbf{n}_{zy}$, $\mathbf{n}_{iB}$: :

$$\Phi_{abc}(\mathbf{n}_{ix}, \mathbf{n}_{zy}, \mathbf{n}_{iB}) = \sum_{m_a m_b m_c} \begin{pmatrix} a & b & c \\ m_a & m_b & m_c \end{pmatrix} Y_{am_a}(\mathbf{n}_{ix})\, Y_{bm_b}(\mathbf{n}_{zy})\, Y_{cm_c}(\mathbf{n}_{iB}). \qquad (\text{П}.3)$$

Так как l и l' имеют одинаковую четность, то c обязательно четное.

---

*) Напомним, что узлу графика отвечает коэффициент Вигнера, а внутренней линии — суммирование по проекциям соответствующего момента.

II

Выпишем ряд формул, выражающих распределения в реакции $A + x \to B + y + z$ через полное (σ_0) и дифференциальное ($d\sigma_0/d\Omega$) сечения реакции $i + x \to y + z$, если амплитуда описывается полюсной диаграммой рис. 1.

Пусть p_x — импульс налетающей частицы в лабораторной системе, q и z — импульс и косинус полярного угла ядра B. Тогда, вводя обозначение

$$\Phi(q) = \frac{|F(q)|^2}{(q^2+\varkappa^2)^2}, \tag{П.4}$$

имеем

$$\frac{d\sigma}{dz} = \int\limits_0^{q_{\max}} q^2\Phi(q)\,\sigma_0(s_{yz})\,dq, \tag{П.5}$$

где s_{yz} — квадрат суммы 4-импульсов частиц y и z:

$$s_{yz} \approx (m_A+\varepsilon_x-m_B)^2 - \frac{q^2}{m_B}(m_A+\varepsilon_x) - p_x^2 + 2p_x q z, \qquad \varepsilon_x = \sqrt{m_x^2+p_x^2}. \tag{П.6}$$

$q_{\max}$ определяется выражением

$$q_{\max} = Bz + \sqrt{B^2z^2+C}, \tag{П.7}$$

где

$$B = \frac{m_B p_x}{m_A+\varepsilon_x},$$

$$C = \frac{m_B}{m_A+\varepsilon_x}\left[(m_A+\varepsilon_x-m_B-m_y-m_z)(m_A+\varepsilon_x-m_B+m_y+m_z)-p_x^2\right].$$

Распределение по импульсу остаточного ядра выражается в виде

$$\frac{d\sigma}{dq} \sim q\Phi(q)\int\limits_{s_{yz}^{\min}}^{s_{yz}^{\max}} \sigma_0(s_{yz})\,ds_{yz}, \qquad s_{yz}^{\min} = \max\{s_{yz}^{(2)},\ (m_y+m_z)^2\},\quad s_{yz}^{\max} = s_{yz}^{(1)}, \tag{П.8}$$

причем при $q^2 \ll 4m_B^2$

$$s_{yz}^{(1,2)} \approx (m_A+m_x)^2 + m_B^2 + 2m_A\varepsilon_x - \frac{m_A+\varepsilon_x}{m_B}(q^2+2m_B^2) \pm 2p_x q.$$

Распределение по инвариантной массе системы $(y+z)$ дается выражением

$$\frac{d\sigma}{ds_{yz}} \sim \sigma_0(s_{yz})\int\limits_{q_{\min}}^{q_{\max}} \Phi(q)\,q\,dq. \tag{П.9}$$

Пределы интегрирования определяются из очень простых соображений. В конечном состоянии как бы имеются две частицы — ядро B и система $y+z$ с массой $\sqrt{s_{yz}}$; $q_{\min}$ и $q_{\max}$ достигаются тогда, когда в СЦИ угол между направлениями импульсов ядер A и B равен 0 и 180°. К сожалению, явное выражение достаточно громоздко (см., например, [33]).

Последнее распределение, которое мы рассмотрим,— это импульсное распределение частиц z, регистрируемых под фиксированным углом. Для его вычисления удобно перейти к интегрированию по телесному углу 4π в СЦИ частиц B и y (P-системе), выражая q и переменные, от которых зависит $\overline{|M'|^2}$, через переменные углы θ^P, φ^P:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_z\,d\Omega_z} \sim \frac{p_z^2}{\varepsilon_z}\frac{p}{\sqrt{s_{By}}}\int \Phi(q)\,\overline{|M'|^2}\,d\cos\theta^P\,d\varphi^P, \tag{П.10}$$

причем p — импульс частиц B и y в P-системе.

III

Применим графический способ представления сумм коэффициентов Клебша — Гордана [24] и приведем графическую схему суммирования по проекциям спинов виртуальных частиц в формуле (2.21) для треугольной диаграммы. Используем для

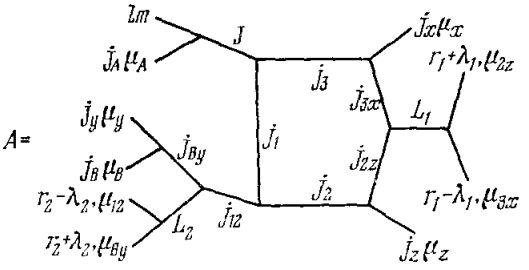


Рис. 29.

амплитуд M_1 и M_2 разложения типа (П.1) с инвариантными амплитудами f_1 и f_2, а для амплитуды Г — формулу (2.6). Тогда получим с точностью до числовых коэффициентов (подразумевается сумма по всем параметрам, кроме j_1, j_2, j_3)

$$\Gamma_{\mu_A}^{\mu_1\mu_3}(M_1)_{\mu_3\mu_x}^{\mu_2\mu_z}(M_2)_{\mu_1\mu_2}^{\mu_B\mu_y}=\gamma_{lJ}F_{lJ}(q_{13})\,f_1(j_{3x}j_{2z}r_1\lambda_1)\,f_2(j_{12}j_{By}r_2\lambda_2)\,Y_{lm}(\mathbf{n}_{13})\times$$
$$\times Y^*_{r_1-\lambda_1\mu_{3x}}(\mathbf{n}_{3x})\,Y^*_{r_1+\lambda_1\mu_{2z}}(\mathbf{n}_{2z})\,Y^*_{r_2-\lambda_2\mu_{12}}(\mathbf{n}_{12})\times$$
$$\times Y^*_{r_2+\lambda_2\mu_{By}}(\mathbf{n}_{By})\,A(j_1,\,j_2,\,j_3,\,J,\,\ldots;\,m,\,\mu_A,\,\mu_x,\,\ldots),$$

причем через A обозначается величина, которая с точностью до множителей вида $2j_i+1$) и знака совпадает с $3jm$-коэффициентом, изображаемым диаграммой рис. 29

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Riou, Rev. Mod. Phys. **37**, 330 (1965).
2. G. Jacob, Th. A. Maris, ibid. **38**, 121 (1966); **45**, 6 (1973); T. Berggren, H. Tyren, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 153 (1966).
3. *а*) C. Zupancic, сборник «High Energy Physics and Nuclear Structure» (Proc. of the 2nd Intern. Conference), Amsterdam, North-Holland, 1967, p. 188; *б*) N. Tanner, сборник «High Energy Physics and Nuclear Structure» (Proc. of the 3rd Intern. Conference), N.Y., Plenum Press, 1970, p. 346.
4. В. И. Комаров, сборник «Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра», Дубна, ОИЯИ, 1972, стр. 93.
5. Т. И. Копалейшвили, Пробл. физ. ЭЧАЯ **2**, 439 (1971).
6. D. S. Koltun, сборник «Advances in Nuclear Physics», Ed. M. Baranger and E. Vogt, v. 3, N.Y.—L., Plenum Press, 1969, p. 71.
7. И. С. Шапиро, Теория прямых ядерных реакций, М., Атомиздат, 1963.
8. И. С. Шапиро, УФН **92**, 549 (1967).
9. И. С. Шапиро, сборник «Труды проблемного симпозиума по физике ядра (Тбилиси, апрель 1967 г.)», т. 2, М., ИТЭФ, 1967, стр. 307.
10. Г. А. Лексин, ibid., стр. 321.
11. В. М. Колыбасов, И. С. Шапиро, Идентификация механизма прямых процессов с образованием трех частиц. Обзорный доклад на 18-м ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Рига, 1968), Препринт ИТЭФ № 591, Москва, 1968.
12. В. М. Колыбасов, сборник «Материалы третьей зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий», Л., ЛФТИ АН СССР, 1968, стр. 211.
13. В. М. Колыбасов, сборник «Материалы четвертой зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий», ч. 1, Л., ЛФТИ АН СССР, 1969, стр. 34.
14. В. М. Колыбасов, И. С. Шапиро, Препринт ИТЭФ № 785, Москва, 1970.
15. В. М. Колыбасов, сборник «Проблемы современной ядерной физики», М., «Наука», 1971, стр. 391.

16. Г. А. Лексин, сборник, цит. в [4], стр. 117.
17. Л. Д. Блохинцев, Диаграммные методы в теории прямых ядерных реакций (лекции на первой сессии Всесоюзной школы по теоретической ядерной физике), М., МИФИ, 1971.
18. В. М. Колыбасов, Общие свойства матрицы рассеяния и поляризационные эффекты в прямых ядерных реакциях (лекции на второй сессии Всесоюзной школы по теоретической ядерной физике), М., МИФИ, 1971.
19. Г. А. Лексин, Экспериментальные исследования механизма ядерных реакций при высоких энергиях (лекции на третьей сессии Всесоюзной школы по теоретической ядерной физике), М., МИФИ, 1972.
20. I. S. Shapiro, V. M. Kolybasov, G. R. Augst, Nucl. Phys. **61**, 353 (1965).
21. И. С. Шапиро, С. Ф. Тимашев, ЯФ **2**, 445 (1965).
22. M. H. Macfarlane, J. B. French, Rev. Mod. Phys. **32**, 567 (1960).
23. S. M. Bilenky, L. I. Lapidus, L. D. Pusikov, R. M. Ryndin, Nucl. Phys. 7, 646 (1958).
24. А. П. Юцис, И. Б. Левинсон, В. В. Ванагас, Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, Госполитнаучиздат, 1960.
25. E. Ferrari, F. Selleri, Nuovo Cimento Suppl. **24**, 453 (1962).
26. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, ЯФ **5**, 115 (1967).
27. В. М. Колыбасов, ЯФ **8**, 898 (1968).
28. S. B. Treiman, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. **8**, 140 (1962).
29. Л. С. Воробьев, В. М. Колыбасов, В. Л. Столин, В. Д. Хованский, ЯФ **12**, 1218 (1970).
30. H. R. Bleiden, Phys. Lett. **9**, 176 (1964).
31. И. С. Шапиро, В. М. Колыбасов, Письма ЖЭТФ **4**, 329 (1966).
32. В. М. Колыбасов, ЯФ **5**, 288 (1967); В. М. Колыбасов, Н. Я. Смородинская, ЯФ **14**, 590 (1971).
33. В. М. Колыбасов, ЯФ **2**, 144 (1965).
34. V. M. Kolybasov, N. Ya. Smorodinskaya, Phys. Lett. **B30**, 11 (1969).
35. I. S. Shapiro, V. M. Kolybasov, Nucl. Phys. **49**, 515 (1963).
36. V. M. Kolybasov, I. S. Shapiro, Phys. Lett. **B25**, 497 (1967).
37. В. М. Колыбасов, Н. Я. Смородинская, ЯФ **15**, 483 (1972).
38. A. N. James, P. T. Andrews, et al., Nucl. Phys. **A133**, 89; **A138**, 145 (1969).
39. U. Amaldi et al., Phys. Lett. **22**, 593 (1966); **B25**, 24 (1967); U. Amaldi, Preprint ISS 66/40 (1966).
40. D. T. Chivers, E. M. Rimmer, B. W. Allerdyce et al., Nucl. Phys. **A126**, 129 (1969).
41. P. L. Reeder, S. S. Markovitz, Phys. Rev. **B133**, 639 (1964).
42. O. D. Dalkarov, Phys. Lett. **B26**, 610 (1968).
43. J. Rohlin, S. Rohlin, B. W. Allardyce et al., Nucl. Phys. **B37**, 461 (1972).
44. P. W. Hewson, ibid., **A133**, 659 (1969).
45. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, В. С. Попов, ЖЭТФ **43**. 2290 (1962).
46. Б. Н. Валуев, ЖЭТФ **47**, 649 (1964); В. В. Анисович, Л. Г. Дахно, ЖЭТФ **46**, 1152 (1964).
47. Э. И. Дубовой, И. С. Шапиро, ЖЭТФ **51**, 1251 (1966); **53**, 1395 (1967).
48. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, В. С. Попов, ЖЭТФ **42**, 1636 (1962); **43**, 1914 (1962).
49. Э. И. Дубовой, Письма ЖЭТФ **6**, 777 (1966).
50. О. Д. Далькаров, И. С. Шапиро, ЯФ **7**, 562 (1968); Phys. Lett. **B26**, 706 (1968).
51. R. A. Lundy, I. A. Pless, D. R. Rust et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 283 (1968).
52. Г. А. Лексин, сборник, цит. в [12], стр. 548; сборник, цит. в [15], стр. 511.
53. Л. А. Кондратюк, И. С. Шапиро, ЯФ **12**, 401 (1970); В. А. Карманов, Л. А. Кондратюк, И. С. Шапиро, Письма ЖЭТФ **11**, 543 (1970); В. А. Карманов, Л. А. Кондратюк, И. С. Шапиро, ЖЭТФ **61**, 2185 (1971); В. А. Карманов, Письма ЖЭТФ **14**, 127 (1971); В. А. Карманов, Л. А. Кондратюк, И. С. Шапиро, сборник, цит. в [15], стр. 496.
54. О. Д. Далькаров, В. М. Колыбасов, ЯФ **18**, 809 (1973).
55. E. S. Abers, H. Burkhard, V. L. Teplitz, C. Wilkin, Nuovo Cimento **42**, 365 (1966).
56. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, В. В. Туровцев, Вестн. Моск. ун-та, сер. «Физика. Астрономия», № 1, 49 (1968).
57. В. А. Каминский, Ю. В. Орлов, И. С. Шапиро, ЖЭТФ **51**, 1236 (1966).
58. V. M. Kolybasov, N. Ya. Smorodinskaya, Nucl. Phys. **A136**, 165 (1969).

59. V. V. Komarov, A. M. Popova, Nucl. Phys. **69**, 253 (1965); А. М. Попова, Ш. Мускалу, ЯФ **1**, 776 (1965).
60. V. M. Kolybasov, Nucl. Phys. **68**, 8 (1965).
61. Ю. Д. Баюков, Л. С. Воробьев, В. М. Колыбасов, Г. А. Лексин, Н. Я. Смородинская, В. Л. Столин, В. Б. Федоров, Письма ЖЭТФ **17**, 629 (1973).
62. O. Chamberlain, E. Segre, Phys. Rev. **87**, 81 (1952).
63. J. B. Cladis, W. N. Hess, B. J. Moyer, ibid., p. 87.
64. Л. С. Ажгирей, и др., ЖЭТФ **36**, 1631 (1959).
65. J. Steinberger, A. S. Bishop, Phys. Rev. **78**, 494 (1950).
66. Ю. В. Алтуфьев и др., ЯФ **9**, 921 (1969); **12**, 1143 (1970); **13**, 473 (1971).
67. *а*) Л. С. Ажгирей и др., ЖЭТФ **33**, 1185 (1957); *б*) Г. А. Лексин, ibid. **32**, 445.
68. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1259 (1957).
69. R. J. Sutter et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 1189 (1967).
70. Л. С. Ажгирей и др., ЯФ **13**. 6 (1971); L. S. Azhgirei et al., Nucl. Phys. **A195**, 581 (1972).
71. В. И. Комаров, Г. Е. Комаров, О. В. Савченко, ЯФ **11**, 711 (1970).
72. H. Tyren et al., Nucl. Phys. **7**, 10 (1958).
73. G. Tibell, O. Sundberg, P. V. Renberg, Ark. Fys. **25**, 433 (1964).
74. H. Tyren et al., Nucl. Phys. **79**. 321 (1966).
75. M. Arditi et al., ibid. **A95**, 545; **A103**, 319 (1967).
76. W. D. Simpson et al., Nucl. Phys. **A140**, 201 (1970).
77. D. Bachelier et al., Phys. Lett. **B26**, 283 (1968); H. G. Pugh et al., Phys. Rev. Lett. **22**, 408 (1969); R. D. Plieninger et al., Nucl. Phys. **A137**, 20 (1969); J. R. Pizzi et al., ibid. **A136**, 496; P. Gaillard et al. Phys. Rev. Lett. **25**, 593 (1970); D. Bachelier et al., сборник, цит. в [36], p. 318; M. Jain et al., Nucl. Phys. **A153**, 49 (1970); B. Gottschalk, S. L. Kannenberg, Phys. Rev. **C2**, 24 (1970); A. Guichard et al., ibid. **C4**, 700 (1971); C. Jacquot et al., Nucl. Phys. **A148**, 325 (1970).
78. I. A. Mackenzie et al., Nucl. Phys. **A178**, 225 (1971); J. C. Alder et al., Phys. Rev. **C6**, 18 (1972).
79. Ю. П. Антуфьев и др., Письма ЖЭТФ **16**, 77, 339 (1972).
80. C. Tzara, доклад на международном семинаре «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях», Москва, декабрь 1972 г.; G. Campos Venuti et al., Nucl. Phys. **A205**, 628(1973); A. Bussiere et al., Contributed Papers of the 5th Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Uppsala, June 1973, p. 170.
81. M. Riou, Ch. Ruhla, Progr. Nucl. Phys. **2**, 195 (1969).
82. J. Favier et al., Nucl. Phys. **A169**, 540 (1971).
83. А. О. Аганьянц и др., Письма ЖЭТФ 8, 366 (1968); Phys. Lett. **B27**, 590 (1968); Nucl. Phys. **B11**, 79 (1969).
84. Ю. Д. Баюков и др., Phys. Lett. **B33**, 416 (1970); сборник, цит. в [15], стр. 410; ЯФ **17**, 916 (1973).
85. Ю. Д. Баюков, и др., Аннотации докладов IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, сентябрь 1971 г.), Дубна, ОИЯИ, 1971, стр. 70.
86. Ю. Д. Баюков и др., Тезисы докладов Всесоюзной конференции «Ядерные реакции при высоких энергиях» (Тбилиси, июль 1972 г.), М., ФИАН СССР, 1972, стр. 44.
87. S. Kullander et al., Phys. Lett. **B34**, 197 (1971); Nucl. Phys. **A173**, 357 (1971).
88. Ю. Р. Гисматуллин, В. И. Остроумов, ЯФ **11**, 285 (1970).
89. E. Belotti, S. Bonetti, D. Cavalli, C. Matteuzzi, Nuovo Cimento **A14**. 567 (1973).
90. В. В. Глаголев и др., Препринт ОИЯИ Р1-6714, Дубна, 1972.
91. C. F. Perdrisat et al., Phys. Rev. **187**, 1201 (1969).
92. T. H. Tan, Phys. Rev. Lett. **23**, 359 (1969).
93. А. Е. Кудрявцев, Письма ЖЭТФ **14**, 134 (1971).
94. Н. Г. Биргер и др., ЯФ **6**, 344 (1967); Yu. D. Bayukov et al., Phys. Lett. **B24**, 598 (1967); E. Coleman et al., Phys. Rev. Lett. **16**, 761 (1966); G. Bennet et al., ibid. **19**, 387 (1967); N. E. Booth et al., Phys. Rev., **D4**, 1261 (1971); В. И. Комаров и др., ЯФ **16**, 234 (1972); J. C. Alder et al., Phys. Rev. **C6**, 2010 (1972).
95. A. K. Kerman, L. S. Kisslinger, ibid. **180**, 1483 (1969); J. S. Sharma et al., Nucl. Phys. **B35**, 466 (1971).
96. L. Bertocchi, A. Capella, Nuovo Cimento **51**, 359 (1967).
97. В. М. Колыбасов, Н. Я. Смородинская, ЯФ **17**, 1211 (1973); Phys. Lett. **B37**, 272 (1971).

98. N. C. Cragie, C. Wilkin, Nucl. Phys. **B14**, 477 (1969).
99. T. Yao, Phys. Rev. **134**, B454 (1964); S. Barshay, Phys. Rev. Lett. **17**, 49 (1966).
100. G. W. Barry, Ann. Phys. (N.Y.) **73**, 482 (1972).
101. P. Picozza et al., Nucl. Phys. **A157**, 190 (1970).
102. В. А. Карманов, Л. А. Кондратюк. Аннотации докладов Всесоюзной конференции «Ядерные реакции при высоких энергиях» (Тбилиси, июнь 1972 г.), М., Изд. ФИАН, 1972, стр. 81.
103. M. P. Locher, Spring School on Pion Interactions at Low and Medium Energies, Lyceum Alpinum, 1971 (CERN Yellow report 71—14, 1971, p. 155).
104. D. S. Koltun, сборник, цит. в [4], стр. 201.
105. E. H. S. Burhop, High Energy Physics, v. 3, N.Y., Academic Press, 1969.
106. Д. Вилкинсон, УФН **84**, 451 (1964).
107. K. A. Brueckner et al., Phys. Rev. **84**, 258 (1951); T. Ericson, Phys. Lett. **2**, 278 (1962).
108. H. Davies, H. Muirhead, J. N. Woulds, Nucl. Phys. **78**, 667 (1966).
109. D. M. Lee, R. C. Minehart, S. E. Sobottka, K. Ziock, ibid. **A182**, 20 (1972).
110. В. М. Колыбасов, В. А. Цепов, ЯФ **14**, 744 (1971).
111. В. М. Колыбасов, ЯФ **3**, 729 (1966).
112. В. С. Демидов, В. С. Веребрюсов, В.Г. Кириллов-Угрюмов. и др., ЖЭТФ **46**, 1220 (1964).
113. А. О. Вайсенберг, Э. Д. Колганова, Н. В. Рабин, ibid. **47**, 1262
114. Ю. Г. Будяшев, В. Г. Зинов и др., ЖЭТФ **62**, 21 (1972).
115. И. С. Шапиро, В. М. Колыбасов, ЖЭТФ **44**, 270 (1963).
116. В. М. Колыбасов, ЯФ **3**, 964 (1966).
117. D. M. Lee, R. C. Minehart, S. E. Sobottka, K. H. Ziock, Nucl. Phys. **A197**, 106 (1972).
118. В. М. Колыбасов, Т. А. Ломоносова, ЯФ **11**, 589(1970).
119. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров и др., Препринт ОИЯИ Р1-4309, Дубна, 1969.
120. Г. Бакенштосс, УФН **107**, 405 (1972).
121. P. A. Katz, K. Bunnell et al., Phys. Rev. **D1**, 1267 (1970).
122. D. H. Davies, S. P. Lovell et al., Nucl. Phys. **B1**, 434 (1967).
123. W. A. Bardeen, E. Wayne Torigoe, Phys. Lett. **B38**, 135 (1972).
124. V. R. Veirs, R. A. Burnstein, Phys. Rev. **D1**, 1883 (1970).
125. M. Nicolic, Y. Eisenberg, et al., Helv. Phys. Acta **33**, 221 (1960).
126. E. H. S. Burhop et al., Nucl. Phys. **A132**, 625 (1969); E. H. S. Burhop, ibid. **B44**, 445 (1972).
127. H. Bethe, Ann. Rev. Nucl. Sci. **21**, 93 (1971).
128. C. E. Wiegand, Phys. Rev. Lett. **22**, 1235 (1969).
129. T. Ericson, F. Scheck, Nucl. Phys. **B19**, 450 (1970).
130. G. Backenstoss, A. Bamberger et al., Phys. Lett. **B38**, 181 (1972).
131. B. W. Allardyce, C. J. Batty, D. J. Baugh et al., ibid. **B41**, 577.