

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.17.01

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ***И. С. Шапиро*

## I. ВВЕДЕНИЕ

## Два типа ядерных реакций

В настоящее время ядерные реакции принято разделять на два класса: а) процессы, в которых энергия и импульс налетающей частицы распределяются по многим степеням свободы ядра и б) прямые реакции, отличающиеся преимущественной передачей энергии и импульса одному нуклону или сравнительно малочисленной группе их (дейтрону, тритону, альфа-частице и т. п.).

Процессы первого типа при малых и средних энергиях сводятся в основном к образованию и распаду составных ядер. При высоких энергиях в подобного рода реакциях наблюдается вылет большого числа частиц, слабо или совсем не коррелированных (в системе ц. м. реакции) с направлением движения налетающей частицы.

Для прямых процессов, наоборот, характерным является вылет одной или нескольких частиц, уносящих практически полностью внесенные в ядро энергию и импульс. Остаточному ядру передается при этом малый импульс и, как правило, весьма малая энергия (часто ядро остается в основном в низковозбужденных состояниях). Угловые распределения частиц, вылетающих в прямых процессах, резко анизотропны и слабо меняются в зависимости от энергии начальных частиц.

Возможные подходы к теории ядерных реакций  
при высоких энергиях

В отношении реакций, при которых основной части ядра передается большая доля энергии и импульса налетающей частицы, теория находится на стадии весьма грубых моделей. Их можно подразделить на три группы: простая статистическая модель, термодинамические модели, каскадный механизм.

Под простой статистической моделью подразумевается предположение о медленности изменения амплитуды реакции сравнительно с фазовым объемом (следствия, вытекающие из такого предположения, поясняются ниже; см. стр. 554—557). Справедливость исходного предположения в этой модели ограничена существованием квазистационарных состояний ядер, распадающихся с испусканием нуклонов или сложных частиц. В случае легких ядер и не слишком больших возбуждений это означает, что амплитуда реакции, как функция относительной энергии пары конечных частиц, меняется резонансным образом. Если же энергии возбуждения остаточных

ядер настолько велики, что вероятность их распада определяется плотностью уровней конечного ядра, то спектр конечных частиц будет испарительного типа.

Сущность термодинамических моделей состоит в предположении, что ядерная реакция развивается в два этапа: сначала энергия сталкивающихся частиц распределяется между степенями свободы рассматриваемой системы (т. е. устанавливается термодинамическое равновесие), потом она начинает разлетаться (остывать). Как известно, при небольших энергиях сталкивающихся частиц образование составного ядра действительно имеет место, и этот факт легко интерпретируем, так как ширины возбужденных ядерных уровней достаточно малы (т. е. время жизни составного ядра много больше характерного ядерного времени). Но с увеличением энергии возбуждения растут парциальные ширины уровней. Более того, представляется вероятным, что число квазистационарных уровней хотя и велико, но конечно (подобно связанным состояниям частицы в потенциальной яме). Поэтому возможность образования равновесной составной системы при больших энергиях становится сомнительной. При таких обстоятельствах теоретическое рассмотрение конкретных явлений становится весьма спекулятивным и трудно проверяемым на опыте, поскольку термодинамические соображения в ядерной физике часто оказываются на пределе применимости из-за сравнительно малой численности статистического ансамбля и связанной с этим большой роли флуктуаций.

Идея о внутриядерных каскадных процессах (рассчитываемых обычно методом Монте-Карло) состоит в том, что ядро рассматривается как совокупность свободных независимых нуклонов, с одним из которых сталкивается налетающая частица. Получивший импульс и энергию нуклон (или, иначе, вторичная частица) сталкивается с другими нуклонами и т. д. Предсказания каскадной модели лишены ярких качественных характеристик, иначе говоря, они не уникальны, а поэтому никогда нет уверенности, что даже согласующиеся с этой моделью экспериментальные данные не могут быть объяснены иначе. Это обстоятельство весьма существенно, если учесть, что каскадная модель физически обоснована довольно плохо: рассмотрение простейших примеров убеждает в необходимости учета относительного движения нуклонов и структуры ядра даже при высоких энергиях.

В значительной степени по указанным причинам, теория процессов с большой передачей энергии и импульса ядру не будет рассматриваться в данной статье. Это, однако, не означает, что эмпирическое изучение таких явлений представляется нам не заслуживающим внимания. Может быть, именно эта область принесет сюрпризы, которыми история ядерной физики отнюдь не бедна.

Современные представления о природе прямых процессов сводятся, коротко говоря, к предположению, что подобного рода реакция есть результат столкновения налетающей частицы с какой-либо виртуальной частицей (нуклоном, дейтроном, альфа-частицей и т. п.), испускаемой ядром-мишенью на короткое время. Количественная формулировка такого рода представлений приводит к формализму фейнмановских диаграмм (простейшим из них отвечает, в частности, хорошо известное импульсное приближение). Приложение этого метода к теории прямых реакций, вызываемых частицами высокой энергии, и составляет предмет настоящего обзора.

В данном, первом разделе приводятся необходимые общие сведения и определения. Раздел II посвящен краткому изложению существа и физического содержания метода фейнмановских диаграмм. В разделах III и IV исследуются полюсные диаграммы (основное внимание обращено на методы идентификации полюсного механизма и указание требуемых

для этой цели экспериментов). В последнем, разделе V рассматривается так называемое взаимодействие в конечном состоянии (т. е. процессы «перерасеяния» продуктов виртуальной реакции на остаточном ядре). Здесь также преследуется цель выявления таких наблюдаемых эффектов, которые дают возможность установить механизм процесса (т. е. число и типы виртуальных частиц и виртуальных реакций).

Что дает использование частиц высоких энергий для изучения ядра?

В ядерной физике энергию, вносимую в ядро каким-либо внешним агентом, принято называть высокой, если она значительно превосходит удельную энергию связи нуклонов в ядре (6 - 9 Мэв). Таким образом, по порядку величины область высоких энергий начинается со 100 Мэв.

Ядерные реакции при высоких энергиях можно изучать с двойной целью: для исследования свойств самого ядра или для получения информации о взаимодействии элементарных частиц с нуклонами. В первом случае естественно возникает вопрос: что нового может дать использование высокоэнергичных частиц? Здесь следует прежде всего указать на три обстоятельства.

Первое из них состоит просто в том, что с увеличением энергии налетающих частиц расширяется область значений кинематических переменных, допускаемых законами сохранения и соотношением между энергией и импульсом свободной частицы (так называемая физическая область).

Второе, менее тривиальное обстоятельство заключается в том, что существование нуклонных изобар и связанных с ними резонансных энергетических зависимостей амплитуд рассеяния мезонов на нуклонах можно при определенных условиях использовать для распознавания виртуальных процессов, составляющих механизм реакции.

Наконец, третьим специфическим источником информации являются реакции захвата мезонов и двойной перезарядки пионов. Эти реакции могут обогатить наши сведения о приведенных ширинах для дейтронов, тритонов,  $\alpha$ -частиц и т. п., или, другими словами, о структуре окружающего ядро «облака» виртуальных частиц.

Необходимо подчеркнуть, что даже при очень больших энергиях структура ядра может существенно сказываться на ходе прямых ядерных реакций. В сечения подобного рода реакций при высоких энергиях будут входить те же константы (приведенные ширины), что и в случае малых энергий. Независимое определение этих констант из экспериментов при малых и больших энергиях должно давать совпадающие результаты, если только наши представления о механизме прямых процессов правильны.

Возможность единого, в указанном смысле, описания прямых ядерных реакций в широком диапазоне энергий существенна и в том случае, когда по тем или иным причинам ядро используется лишь как мишень, содержащая нуклоны. Действительно, для нахождения по измеряемому в эксперименте ядерному сечению неизвестных характеристик элементарного акта (т. е. взаимодействия налетающей частицы с нуклоном) необходимо независимым путем получить информацию о механизме реакции и константах, определяемых структурой ядра.

А м п л и т у д а , с е ч е н и е , ф а з о в ы й о б ъ е м

Амплитудой реакции

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n \quad (1,1)$$

называется комплексная величина  $M_{\beta\alpha}$ , связанная с дифференциальным

сечением  $d\sigma_{\beta\alpha}$  соотношением

$$d\sigma_{\beta\alpha} = \frac{1}{v_{12}} \frac{|\mu_{\beta\alpha}|^2}{(2\pi)^{3n-10}} \delta(P_i - P_f) d^3p_3 d^3p_4 \dots d^3p_n, \quad (1,2)$$

$$v_{12} = \sqrt{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2 - [\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2]^2}. \quad (1,3)$$

Здесь индексы  $\alpha$  и  $\beta$  означают дискретные квантовые числа начальных и конечных состояний,  $P_i, P_f$  — полные 4-импульсы этих состояний,  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n$  — импульсы частиц, участвующих в реакции,  $\mathbf{v}_1$  и  $\mathbf{v}_2$  — скорости частиц 1 и 2. В формулах (1,2), (1,3) и везде в дальнейшем, если это не будет оговорено особо, мы будем считать  $\hbar = c = 1$ . Величина  $v_{12}$  численно равна плотности потока  $j_0$  при условии, что в единичном объеме имеется одна пара сталкивающихся частиц.

Вероятность реакции  $d\omega_{\beta\alpha}$  связана с дифференциальным сечением равенством

$$d\sigma_{\beta\alpha} = \frac{d\omega_{\beta\alpha}}{j_0 \Delta t}, \quad (1,4)$$

где  $\Delta t$  — длительность наблюдения. Это означает, что вероятность реакции в единицу времени  $d\lambda_{\beta\alpha}$  определяется соотношением

$$d\lambda_{\beta\alpha} = \frac{d\omega_{\beta\alpha}}{\Delta t} = v_{12} d\sigma_{\beta\alpha}, \quad (1,5)$$

причем  $d\sigma_{\beta\alpha}$  дается формулой (1,2).

Конечной целью изучения всякой ядерной реакции является установление функциональных зависимостей амплитуды от кинематических переменных — импульсов и энергий начальных и конечных частиц.

Число независимых кинематических переменных определяется числом участвующих в реакции частиц, законами сохранения, соотношением между энергией и импульсом для свободной частицы и инвариантностью амплитуды относительно вращений и лоренцовых преобразований (или преобразований Галилея, если все частицы нерелятивистские).

Если амплитуда не зависит от спиновых состояний частиц до и после реакции, то все кинематические переменные должны быть инвариантами преобразований систем отсчета и общее число таких независимых инвариантных переменных равно  $3n - 10$ , где  $n$  — полное число участвующих в реакции частиц (считается, что  $n \geq 4$ ). Отметим, что амплитуда, кроме инвариантных функций, содержит еще множитель  $(2\mathcal{E}_1 \cdot 2\mathcal{E}_2 \dots 2\mathcal{E}_n)^{-1/2}$ , где  $\mathcal{E}_n$  — полные энергии частиц, участвующих в реакции. Инвариантные переменные можно выбирать различным образом. Например, при  $n = 4$  (две частицы в конечном состоянии) их число равно 2 и они могут быть выбраны так:

$$s_{12} = (P_1 + P_2)^2, \quad t_{13} = (P_1 - P_3)^2. \quad (1,6)$$

Здесь  $P$  — 4-импульсы частиц, причем

$$p^2 \equiv \mathcal{E}^2 - \mathbf{p}^2, \quad (1,7)$$

где  $\mathcal{E}$  — полная энергия частицы.

Отметим, что в силу законов сохранения

$$s_{12} = s_{34}, \quad t_{13} = t_{24}. \quad (1,8)$$

Как легко видеть,  $s_{12}$  есть квадрат полной энергии частиц 1 и 2 в системе их центра масс, а  $t_{13}$  определяет квадрат переданного импульса. Кроме этого, можно было бы еще использовать переменную  $t_{23} = t_{14}$ :

$$t_{23} = (p_2 - p_3)^2. \quad (1,9)$$

Но между  $s_{12}$ ,  $t_{13}$ ,  $t_{23}$  существует линейное соотношение

$$s_{12} + t_{13} + t_{23} - m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2, \quad (1,10)$$

где  $m$  — массы частиц.

Как указывалось выше, термин «частица высокой энергии» в ядерной физике не исключает того, что частица может быть нерелятивистской. В этом случае вместо  $s_{12}$ ,  $t_{13}$  или  $t_{23}$  удобно использовать переменные  $\bar{s}_{12}$ ,  $\bar{t}_{13}$  или  $\bar{t}_{23}$ , инвариантные относительно преобразований Галилея и вращений:

$$\bar{s}_{12} = -(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 + 2(m_1 + m_2)(E_1 + E_2), \quad (1,11)$$

$$\bar{t}_{13} = -(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2 + 2(m_1 - m_3)(E_1 - E_3), \quad (1,12)$$

$$\bar{t}_{23} = -(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)^2 + 2(m_2 - m_3)(E_2 - E_3). \quad (1,13)$$

Здесь

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (1,14)$$

есть кинетическая энергия нерелятивистской частицы. С точностью до членов порядка  $E^2/m^2$  имеем

$$\bar{s}_{12} = s_{12} - (m_1 + m_2)^2, \quad \bar{t}_{13} = t_{13} - (m_1 - m_3)^2, \quad \bar{t}_{23} = t_{23} - (m_2 - m_3)^2. \quad (1,15)$$

Из (1,8) и (1,15) следует, что

$$\bar{s}_{12} + \bar{t}_{13} + \bar{t}_{23} = -2m_4Q, \quad (1,16)$$

где

$$Q = m_1 + m_2 - m_3 - m_4. \quad (1,17)$$

Отметим, что

$$\left. \begin{aligned} \bar{s}_{12} &= \bar{s}_{34} - 2(m_3 + m_4)Q, \\ \bar{t}_{13} &= \bar{t}_{24} - 2(m_2 + m_4 - m_1 - m_3)Q, \\ \bar{t}_{23} &= \bar{t}_{14} - 2(m_1 + m_4 - m_2 - m_3)Q. \end{aligned} \right\} \quad (1,18)$$

Ясно также, что  $\bar{s}_{ij}/2(m_i + m_j)$  есть кинетическая энергия частиц  $i$  и  $j$  в системе их центра масс.

Если рассматриваются реакции с образованием трех частиц, то  $n = 5$  и число инвариантных переменных будет  $3 \cdot 5 - 10 = 5$ . В качестве независимых в этом случае можно выбрать, например,

$$s_{12}, s_{34}, s_{45}, t_{13}, t_{24} \quad (1,19)$$

или соответствующие им нерелятивистские переменные.

Когда амплитуда реакции зависит от спиновых состояний частиц, в ее состав входят инварианты, образованные из спин-тензоров и импульсов. Коэффициенты при этих инвариантах являются функциями инвариантных переменных и называются инвариантными амплитудами. Ими и определяется вся динамика процесса (или, иными словами, механизм реакции), так как написание самих спин-тензоров является чисто кинематической задачей, решение которой может быть выполнено до конца, если известны спины частиц.

Число инвариантных амплитуд, определяющее количество независимых опытов, необходимых для полного восстановления амплитуды по экспериментальным данным, вообще говоря, равно

$$(2J_1 + 1)(2J_2 + 1) \times \dots \times (2J_n + 1), \quad (1,20)$$

где  $J$  — спины частиц. В случае  $n = 4$  сохранение четности уменьшает это число примерно вдвое.

Возрастание числа инвариантных переменных и инвариантных амплитуд с увеличением  $n$  является первой причиной, по которой изучение ядерных реакций с вылетом большого числа нуклонов затрудняется чрезвычайно. В самом деле, в этом случае требуется либо экспериментально проверить теоретические предсказания относительно поведения нескольких функций от большого числа переменных, либо, если количественной теории явления нет, восстановить эти функции по данным опыта. И то и другое при современном состоянии ядерного эксперимента вряд ли возможно. Вторым обстоятельством, препятствующим выяснению механизма реакции при большом  $n$  (практически, при  $n > 5$ ), является тот факт, что в этом случае так называемый фазовый объем часто оказывается гораздо более быстро меняющейся функцией кинематических переменных, чем сама амплитуда.

Фазовым объемом  $\Delta V$  называют обычно интеграл

$$\Delta V = \int_G \delta(P_i - P_f) d^3 p_3 d^3 p_4 \dots d^3 p_n. \quad (1,21)$$

Область интегрирования  $G$  в (1,21) отвечает заданным интервалам изменения импульсов конечных частиц. Ясно, что если  $|M_{\beta\alpha}|^2$  есть функция кинематических переменных, изменяющаяся значительно медленнее, чем фазовый объем  $\Delta V$ , то этим последним и будет определяться в основном ход дифференциального сечения (1,2). Если  $G$  охватывает всю область изменения импульсов  $\mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4, \dots, \mathbf{p}_n$ , определяемую законами сохранения, то формула (1,21) дает полный фазовый объем реакции  $V$ , который при достаточно большом  $n$  будет существенно сказываться на зависимости полного сечения реакции от энергии сталкивающихся частиц.

Интегрирование в (1,21) при произвольном  $n$  может быть выполнено только численно. Однако в нерелятивистском пределе интеграл (1,21) вычисляется аналитически. В этом приближении для полного фазового объема имеем

$$V = \frac{(2\pi)^{3(l-1)/2}}{\Gamma\left(\frac{3l-3}{2}\right)} m_{34\dots n}^{3/2} W^{\frac{3l-5}{2}}, \quad l = n-2, \quad (1,22)$$

где

$$m_{34\dots n} = \frac{m_3 m_4 \dots m_n}{m_3 + m_4 + \dots + m_n}, \quad (1,23)$$

$$W = Q + E_1 + E_2 = E_3 + E_4 + \dots + E_n \quad (1,24)$$

( $W$  есть суммарная кинетическая энергия конечных частиц в системе их центра масс) и

$$\Gamma\left(\frac{3l-3}{2}\right) = \begin{cases} \left(\frac{3l-5}{2}\right)!, & \text{если } l \text{ нечетно,} \\ 2^{\frac{4-3l}{2}} \sqrt{\pi} (3l-5)!!, & \text{если } l \text{ четно.} \end{cases}$$

Оставаясь в рамках нерелятивистского приближения, нетрудно получить также обусловленные фазовым объемом зависимости дифференциальных сечений от кинематических переменных. Например, для энергетического спектра одной из конечных частиц, полагая  $|M_{\beta\alpha}|^2 = \text{const}$ , получаем

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{dE_3} = C \sqrt{\frac{E_3}{W}} \left(1 - \frac{m_3 + m'}{m'} \frac{E_3}{W}\right)^{\frac{3n-14}{2}}. \quad (1,25)$$

Здесь

$$m' = m_4 + m_5 + \dots + m_n, \quad (1,26)$$

$$C = \frac{\sigma_{\beta\alpha}}{W} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{m_3 \cdot m_{45\dots n}}{m_{34\dots n}} \right)^{3/2} \frac{\Gamma\left(\frac{3n-9}{2}\right)}{\left(\frac{3n-12}{2}\right)}, \quad n > 4, \quad (1,27)$$

где  $\sigma_{\beta\alpha}$  — полное сечение.

Для угловой корреляции между двумя из конечных частиц (например, 3 и 4) имеем

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{dz} = \sigma_{\beta\alpha} \left( \frac{m'' m_{56\dots n}}{m_{34\dots n}} \right)^{3/2} \varphi(z), \quad (1,28)$$

где  $z$  — косинус угла между импульсами частиц 3 и 4 в системе центра масс реакции,

$$\varphi(z) = \frac{a^2}{\pi(1-az^2)^2} \left[ \frac{1+2az^2}{\sqrt{a(1-az^2)}} \left( \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} z \sqrt{\frac{a}{1-az^2}} \right) - 3z \right], \quad (1,29)$$

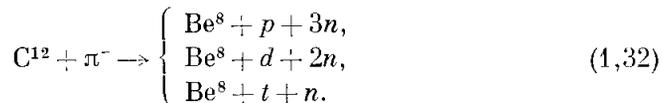
$$m'' = m_5 + m_6 + \dots + m_n, \quad a = \frac{m_3 m_4}{(m_3 + m'')(m_4 + m'')}. \quad (1,30)$$

Если  $m''$  много больше масс какой-либо одной из частиц, 3 или 4, то  $a \ll 1$  и формула (1,29) значительно упрощается:

$$\varphi(z) \approx \frac{a^{3/2}}{2} \left( 1 - \frac{8}{\pi} \sqrt{az} \right). \quad (1,31)$$

Из приведенных формул следует, что зависимости от кинематических переменных, обусловленные одним только фазовым объемом, могут быть весьма острыми. Это можно проиллюстрировать несколькими примерами.

На рис. 1, 2 и 3 приведены спектры соответственно протонов, дейтронов и тритонов, образующихся при захвате ядром  $C^{12}$  остановившихся  $\pi^-$ -мезонов. Пунктирные кривые, рассчитанные по формулам (1,25)—(1,27), отвечают энергетическим спектрам, обусловленным фазовыми объемами реакций



Сплошные кривые получены в предположении, что механизм реакций (1,32) сводится к испусканию ядром  $C^{12}$  виртуальной  $\alpha$ -частицы, захватывающей  $\pi^-$ -мезон. В этом случае амплитуда реакции зависит от импульсного распределения виртуальных  $\alpha$ -частиц, которое при достаточно малых импульсах остаточного ядра  $\text{Be}^8$  целиком определяется эффективным радиусом сил между  $\alpha$ -частицей и ядром  $\text{Be}^8$  и энергией отделения  $\alpha$ -частицы от ядра  $\text{Be}^8$ . Как можно видеть из рис. 1,2, зависимость, обусловленная фазовым объемом, оказывается настолько сильной, что при существующей точности из экспериментальных данных по энергетическим спектрам протонов и дейтронов никаких выводов о механизме реакции сделать нельзя.

Совершенно иная ситуация имеет место для энергетического спектра тритонов (рис. 3). В этом случае число конечных частиц меньше и фазовый

объем оказывается гораздо более плавной функцией, существенно отличающейся от хода дифференциального сечения, вычисленного

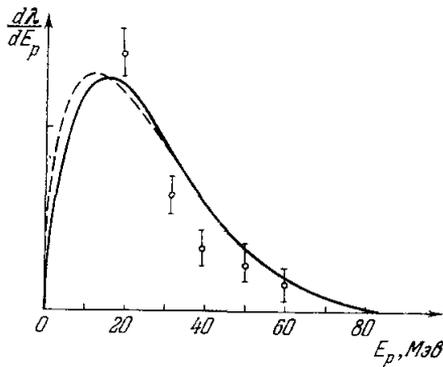


Рис. 1. Энергетический спектр протонов в реакции  $C^{12} + \pi^- \rightarrow Be^8 + p + 3n$ . Пунктир — фазовый объем, сплошная кривая —  $\alpha$ -частичный механизм.

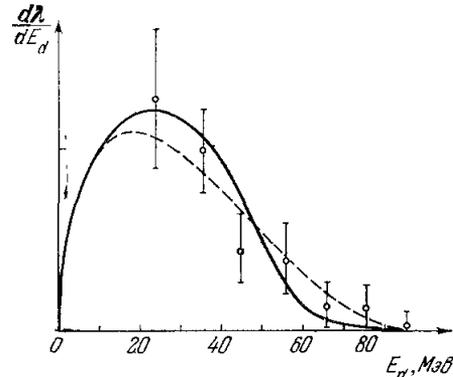


Рис. 2. Энергетический спектр дейтронов в реакции  $C^{12} + \pi^- \rightarrow Be^8 + d + 2n$ . Пунктир — фазовый объем, сплошная кривая —  $\alpha$ -частичный механизм.

в предположении об « $\alpha$ -частичном механизме» захвата  $\pi^-$ -мезонов (теоретические кривые на рис. 1—3 заимствованы из работы Колюбасова <sup>1</sup>, экспериментальные данные — из статьи Вайсенберга с сотрудниками <sup>2</sup>; см. также <sup>3</sup>).

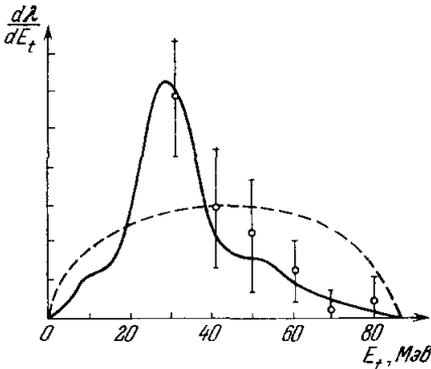


Рис. 3. Энергетический спектр тритонов в реакции  $C^{12} + \pi^- \rightarrow Be^8 + t + n$ . Пунктир — фазовый объем, сплошная кривая —  $\alpha$ -частичный механизм.

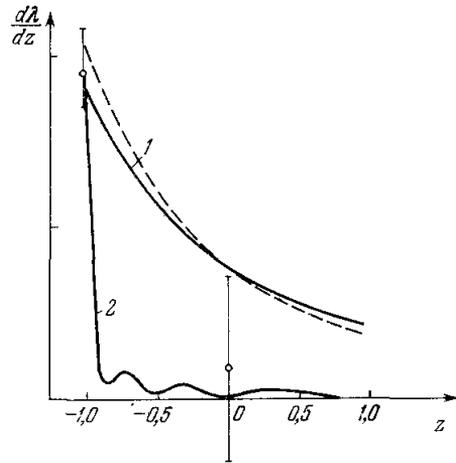
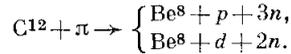


Рис. 4. Угловая корреляция нейтронов, образующихся в реакциях



Пунктир — фазовый объем реакций  $\pi^- + He^4 \rightarrow p + 3n, d + 2n$ , сплошная кривая 1 —  $\alpha$ -частичный механизм, кривая 2 — дейтронный механизм.

На рис. 4 изображена угловая корреляция между двумя нейтронами, образующимися в первых двух реакциях (1,32). Пунктирная кривая рассчитана по формулам (1,28)—(1,30) для захвата  $\pi^-$ -мезона свободной покоящейся  $\alpha$ -частицей, т. е. целиком обусловлена фазовым объемом реакций



То обстоятельство, что обе реакции (1,33) описываются одной кривой, объясняется структурой функции  $\phi(z)$ , зависящей только от масс частиц 3 и 4 и суммарной массы всех остальных частиц. Сплошная кривая 1 отвечает упомянутому выше « $\alpha$ -частичному механизму» захвата  $\pi^-$ -мезона. Для сравнения на рис. 4 показаны также экспериментальные данные Озаки с согрудниками<sup>4</sup>, интерпретируемые некоторыми авторами (см., например,<sup>5, 6</sup>) как подтверждение двухнуклонного механизма поглощения пионов (на рис. 4 такому «дейтронному механизму» отвечает кривая 2; все теоретические кривые на этом рисунке заимствованы из работы Колыбасова<sup>7</sup>). Как видно из рис. 4, в настоящее время вряд ли можно с определенностью сделать такой вывод, и для решения вопроса требуется уменьшить ошибки эксперимента по крайней мере вдвое (огметим, что и ряд других фактов дает основание сомневаться в доминирующем вкладе двухнуклонного механизма поглощения пионов ядрами  $C^{12}$  и  $O^{16}$  (см. 1-3).

## II. ФЕЙНМАНОВСКИЕ ДИАГРАММЫ

### А м п л и т у д ы в м е с т о в о л н о в ы х ф у н к ц и й

Метод фейнмановских диаграмм отличается от хорошо известного шрёдингеровского формализма тем, что позволяет избегать явного использования ядерных волновых функций. Последнее существенно особенно в том случае, когда рассматриваются прямые реакции с вылетом ядерных частиц, более сложных, чем нуклоны, или когда такие частицы фигурируют на промежуточных этапах реакции в качестве виртуальных (например, в реакциях захвата мезонов, двойной перезарядки пионов и др.). Действительно, ядро почти никогда нельзя рассматривать как стационарную систему дейтронов, тритонов,  $\alpha$ -частиц и т. п., поскольку расстояние между «внутренними уровнями» у каждой из этих частиц не может считаться большим по сравнению с ядерными уровнями. В терминах классической физики это означает, что движение центра инерции частицы в ядре не является медленным по сравнению с движением нуклонов внутри самой частицы. Иными словами, индивидуальность сложных частиц в ядре теряется, или, точнее, их число не сохраняется: они возникают и диссоциируют с периодом, равным по порядку величины длительности прямой реакции (т. е. времени пролета быстрой частицы через ядро). Поскольку волновая функция ядра не может быть представлена в виде произведения «внутренних» волновых функций частиц и волновой функции, описывающей их относительное движение, реакции с участием сложных частиц (реальных или виртуальных) выглядят в шрёдингеровском формализме иначе, чем реакции с участием одних только нуклонов. Это обстоятельство не адекватно экспериментальным фактам, согласно которым никакого качественного различия между прямыми реакциями с вылетом нуклонов или сложных частиц не наблюдается. Такое «неравноправие» сложных частиц и нуклонов отсутствует в методе фейнмановских диаграмм, в котором любое ядро входит в теорию на одинаковых основаниях с элементарной частицей.

В методе диаграмм основным понятием теории является не волновая функция, а амплитуда реального или виртуального процесса. При этом реальные и виртуальные процессы описываются одной и той же амплитудой, но только при разных значениях кинематических переменных.

### А м п л и т у д а в и р т у а л ь н о г о п р о ц е с с а

Рассмотрим распад

$$A \rightarrow B + y \quad (2.1)$$

ядра  $A$  на ядро  $B$  и частицу  $y$ , который мы изобразим диаграммой, показанной на рис. 5.

Если распад реально возможен, то вследствие законов сохранения и соотношений между энергией и импульсом для каждой из частиц все кинематические переменные фиксированы и определяются массами частиц. Именно, импульсы  $\mathbf{p}_B$ ,  $\mathbf{p}_y$  нерелятивистских частиц  $B$  и  $y$  в системе их центра масс определяются равенствами

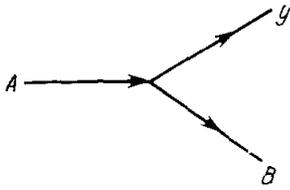
$$\mathbf{p}_B = -\mathbf{p}_y = \mathbf{q}, \quad (2,2)$$

$$q^2 = 2m_{By}Q, \quad Q = m_A - m_B - m_y, \quad m_{By} = \frac{m_B m_y}{m_B + m_y}, \quad (2,3)$$

а их кинетические энергии  $E_B$  и  $E_y$  равны соответственно

$$E_B = \frac{q^2}{2m_B} = \frac{m_{By}}{m_B} Q, \quad E_y = \frac{q^2}{2m_y} = \frac{m_{By}}{m_y} Q. \quad (2,4)$$

Если распад виртуален, т. е. происходит лишь на конечное время, то энергии частиц  $E_B$  и  $E_y$  не могут быть измерены точно, тогда как импульсы, будучи переменными, канонически сопряженными пространственным координатам, могут иметь вполне определенное значение в каждый момент времени. Поэтому соотношений (2,4) не существует (говорят, что частицы  $B$  и  $y$  находятся «вне массовой поверхности»):



$$E_B \neq \frac{q^2}{2m_B}, \quad E_y \neq \frac{q^2}{2m_y}, \quad (2,5)$$

тогда как законы сохранения энергии и импульса по-прежнему имеют место в силу однородности времени и пространства:

$$E_B + E_y = Q, \quad \mathbf{p}_B + \mathbf{p}_y = 0. \quad (2,6)$$

Рис. 5. Диаграмма распада  $A \rightarrow B + y$ .

Таким образом, в этом случае мы имеем две независимые переменные, значения которых не фиксированы законами сохранения: энергию одной из частиц ( $E_B$  или  $E_y$ ) и квадрат импульса  $q^2$  в системе центра масс. Инвариантные амплитуды, описывающие виртуальный распад, являются функциями указанных переменных. Амплитуды же реального распада есть числа, отвечающие значениям этих функций в точках, определяемых равенствами (2,3) и (2,4).

Аналогичным образом вводятся амплитуды других, более сложных виртуальных процессов. В частности, простейший механизм реакции  $A(x, xy) \rightarrow B + y$  квазиупругого рассеяния частицы  $x$  на частице  $y$  сводится к двум виртуальным процессам: распаду  $A \rightarrow B + y$  и упругому рассеянию  $y(x, x) \rightarrow y$  (см. рис. 6). Инвариантные амплитуды для процесса рассеяния реальных частиц, как было выяснено в предыдущем разделе, являются функциями двух независимых переменных, например,  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$ . Если же частица  $y$  является виртуальной и вследствие этого находится вне массовой поверхности, то амплитуда процесса рассеяния будет зависеть еще от одной переменной  $P_y^2 \neq m_y^2$  \*). Согласно законам сохранения

$$P_y = P_A - P_B. \quad (2,7)$$

Поэтому

$$P_y^2 = t_{AB}, \quad (2,8)$$

причем, в отличие от рассеяния реальных частиц,  $t_{AB} \neq m_y^2$ . Соответственно

\*) Через  $P_y$ ,  $P_A$ ,  $P_B$  обозначены 4-импульсы соответственно частицы  $y$ , ядра  $A$ ,  $B$ .

в нерелятивистском приближении

$$\bar{t}_{AB} = -\frac{m_A}{m_B} q^2. \quad (2,9)$$

В случае реального рассеяния  $q^2$  удовлетворяет равенству (2,3), и тогда

$$\bar{t}_{AB} = -2m_y Q. \quad (2,10)$$

Для виртуального рассеяния равенство (2,10) не имеет места.

Таким образом, инвариантные амплитуды упругого рассеяния будут зависеть в рассматриваемом примере от трех переменных  $s_{xy}$ ,  $t_{xx}$  и  $t_{AB}$  (или  $\bar{t}_{AB}$ ). Поскольку кинетическая энергия виртуальной частицы  $y$  отрицательна, если ядро-мишень  $A$  стабильно, то значения всех трех переменных будут, вообще говоря, отличаться от тех, которые осуществляются в рассеянии свободных частиц. Важно, однако, подчеркнуть, что и реальное, и виртуальное рассеяния описываются одними и теми же аналитическими функциями, но только при разных значениях инвариантных переменных.

**А м п л и т у д а  
к в а з и у п р у г о г о р а с с е я н и я**

Установим теперь вид амплитуды реакции  $A(x, xy)B$ , отвечающей описанному выше механизму квазиупругого рассеяния. Для простоты, будем считать все частицы бесспиновыми, так что каждый из двух виртуальных процессов будет описываться одной инвариантной амплитудой.

Обозначим амплитуду виртуального распада (2,1) через  $M_1$ , а амплитуду упругого рассеяния  $y(x, x)y$  — через  $M_2$ . Тогда согласно (1,5) вероятность распада  $dW_1$  за малое время  $\Delta t$  будет

$$dW_1 = \Delta t \frac{|M_1|^2}{(2\pi)^2} \frac{\Delta T}{2\pi} \delta(P_A - P_B - P_y) d^3 p_B d^3 p_y d\mathcal{E}_y. \quad (2,11)$$

Множитель  $\frac{\Delta T d\mathcal{E}_y}{2\pi}$  в (2,11), где  $\Delta T$  — макроскопическое время, большое по сравнению со временем реакции  $\Delta t$ , учитывает увеличение размерности фазового пространства за счет того, что энергия виртуальной частицы  $\mathcal{E}_y$  стала независимой степенью свободы. Вероятность же  $dW_2$  упругого рассеяния будет

$$dW_2 = \Delta t \frac{|M_2|^2}{(2\pi)^2} \delta(P_y + P_x - P'_y - P'_x) d^3 p'_x d^3 p'_y. \quad (2,12)$$

(Здесь штрихованные величины относятся к конечному состоянию.) Вероятность  $dW$  всего процесса в целом получится, очевидно, интегрированием произведения  $dW_1 dW_2$  по всем значениям энергии и импульса виртуальной частицы  $y$ . Выполнив это интегрирование, получаем

$$d\lambda = \frac{dW}{\Delta T} = |M_1 M_2 \Delta t|^2 \delta(P_A + P_x - P_B - P'_y - P'_x) \frac{d^3 p_B d^3 p'_x d^3 p'_y}{(2\pi)^5}. \quad (2,13)$$

Сравнивая (2,13) с (1,5), находим, что искомая амплитуда  $M$  всего процесса в целом с точностью до фазового множителя дается равенством

$$M = M_1 M_2 \Delta t. \quad (2,14)$$

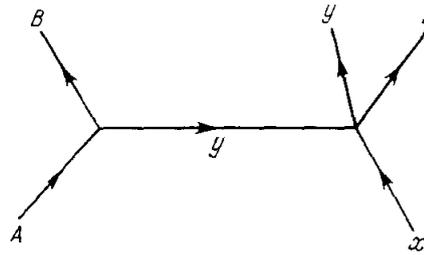


Рис. 6. Диаграмма квазиупругого рассеяния.

Для нахождения  $\Delta t$  мы можем воспользоваться соотношением неопределенности

$$\Delta \mathcal{E}_y \cdot \Delta t = 1, \quad (2,15)$$

где  $\Delta \mathcal{E}_y$  есть отклонение энергии виртуальной частицы от массовой поверхности. Так как  $Q$  много меньше  $m_y$ , то мы можем воспользоваться нерелятивистским соотношением между энергией и импульсом. Тогда

$$\Delta \mathcal{E}_y = E_y - \frac{p_y^2}{2m_y} = - \frac{p_y^2 - 2m_y E_y}{2m_y}. \quad (2,16)$$

Подставив (2,16) в (2,14), получаем

$$M = -2m_y \frac{M_1 M_2}{p_y^2 - 2m_y E_y} = 2m_y \frac{M_1(\bar{t}_{AB}) M_2(\bar{t}_{AB}, s_{xy}, t_{xx})}{\bar{t}_{AB} - 2m_y \varepsilon}, \quad (2,17)$$

где

$$\varepsilon = -Q = m_B + m_y - m_A \quad (2,18)$$

есть энергия связи частицы  $y$  с ядром  $B$ .

Сопоставим теперь формулу (2,17) с диаграммой рис. 6. Пользуясь диаграммой, легко написать выражение для амплитуды, если условиться сопоставлять вершинам амплитуды  $M_1$  и  $M_2$ , а внутренней линии — множитель, пропорциональный  $\frac{2m_y}{p_y^2 - 2m_y E_y}$  и называемый пропагатором.

#### Общая формула для амплитуды, отвечающей Фейнмановской диаграмме

Проведенное выше качественное рассуждение может быть заменено более строгим, основывающимся на использовании аппарата вторичного квантования. С его помощью могут быть получены амплитуды реакций с участием большого числа виртуальных частиц и процессов. При этом, так же как и в рассмотренном примере квазиупругого рассеяния, амплитуда может быть изображена графически с помощью следующих правил соответствия:

а) каждой  $r$ -й вершине сопоставляется амплитуда виртуального процесса  $M_r$ ;

б) интегрированию по независимым (т. е. не фиксированным законами сохранения) 4-импульсам виртуальных частиц отвечает элемент фазового объема  $\frac{d^3 k dE}{(2\pi)^4}$  ( $\mathbf{k}$  — импульс виртуальной частицы,  $E$  — ее кинетическая энергия);

в) каждой внутренней линии ставится в соответствие пропагатор

$$-\frac{2im}{k^2 - 2mE - i\eta},$$

где  $\eta > 0$  есть бесконечно малая добавка, указывающая правило обхода полюсов при интегрировании.

К этому следует еще добавить, что в каждой вершине имеет место закон сохранения 4-импульса и что общим коэффициентом перед амплитудой является фазовый множитель  $i^{v-1}$ , где  $v$  — число вершин в диаграмме (т. е. число виртуальных процессов). Если в диаграмме имеется  $v$  вершин и  $n$  внутренних линий, то число  $l$  независимых 4-импульсов виртуальных частиц дается соотношением

$$l = n - v + 1. \quad (2,19)$$

В соответствии со сказанным, амплитуда процесса имеет вид

$$M = N \int \frac{M_1 M_2 \dots M_n d^3k_1 dE_1 \dots d^3k_l dE_l}{(k_1^2 - 2m_1 E_1 - i\eta) \dots (k_n^2 - 2m_n E_n - i\eta)}, \quad (2,20)$$

$$N = \frac{(-i)^l 2^{n-4l}}{x^l} m_1 m_2 \dots m_n. \quad (2,21)$$

Выражение (2,20) справедливо и тогда, когда участвующие в реакции частицы обладают произвольными спинами. В этом случае только под знаком интегрирования следует понимать также и суммирование по проекциям спинов виртуальных частиц.

Амплитуда (2,20) написана в предположении, что все виртуальные частицы нерелятивистские, тогда как начальные и конечные частицы могут иметь произвольные энергии. Именно такая ситуация осуществляется в ядерных реакциях (в частности, и при высоких энергиях), когда энергия и импульс, передаваемые ядру, малы.

Для одной и той же реакции можно указать бесконечное количество фейнмановских диаграмм. Например, для реакции  $A(x, xy)B$ , кроме диаграммы рис. 6, существует также совокупность сравнительно простых диаграмм, учитывающих взаимодействие виртуальной частицы  $y'$  с остаточным ядром (рис. 7). Механизм, отвечающий этой диаграмме, содержит, сравнительно с диаграммой рис. 6, еще одну виртуальную реакцию — рассеяние (упругое или неупругое) частицы  $y'$  на ядре  $B'$  (причем неупругое рассеяние может идти как с увеличением, так и с уменьшением кинетической энергии сталкивающихся частиц  $y'$  и  $B'$ ). Таким образом, полная амплитуда реакции представляет собой сумму бесконечного ряда членов типа (2,20). В современной теории ядерных реакций учитываются, как правило, одна или несколько диаграмм, в лучшем случае — сумма избранного бесконечного ряда диаграмм.

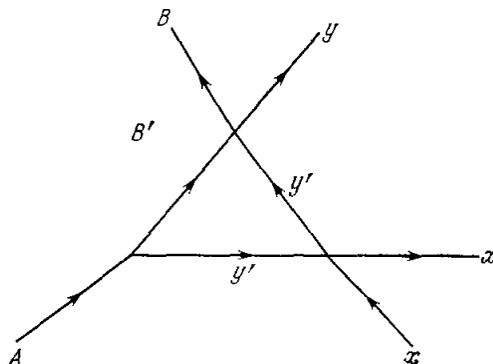


Рис. 7. Взаимодействие в конечном состоянии.

Можно указать несколько соображений, в той или иной мере оправдывающих совершаемый обычно отбор диаграмм.

Первое из них состоит в том, что амплитуды виртуальных реакций (например, типа распада ядра на две частицы) различны для разных частиц, и для некоторых из них могут быть много больше, чем для других. В этом случае представление амплитуды реакции в виде ряда фейнмановских диаграмм будет схоже с рядом теории возмущений, но не по константе сильного взаимодействия, а по эффективным величинам амплитуд виртуальных процессов, что не одно и то же.

Второе важное обстоятельство состоит в том, что для объяснения хода дифференциальных сечений существенно выделить в амплитуде наиболее быстро меняющиеся члены. Наиболее быстро функция меняется вблизи своих особых точек. Поэтому задача состоит в выделении таких диаграмм, особенности которых ближе всего расположены к физической области. Особенности амплитуды (2,20) могут быть обусловлены, с одной стороны, особенностями амплитуд виртуальных процессов, а с другой — знаменателем подынтегрального выражения. Последнее означает, что

даже в том случае, когда амплитуды виртуальных процессов являются константами, интеграл (2,20) тем не менее представляет собой определенную функцию инвариантных кинематических переменных, целиком определяемую механизмом процесса, т. е. числом и типом виртуальных частиц, а также последовательностью происходящих с ними реакций. Таким образом, возникает задача нахождения особенностей интегралов (2,20) и отбора из них наиболее близких к области, в которой производится изучение дифференциального сечения. Существенно, что эти особенности могут быть найдены без вычисления самого интеграла, которое не всегда удается осуществить аналитически.

### Особенности диаграмм

Правила нахождения особенностей фейнмановских диаграмм были в общей форме указаны Ландау<sup>8</sup> и применительно к нерелятивистским диаграммам разработаны Блохинцевым, Долинским и Поповым<sup>9-12</sup> (см. также<sup>13</sup>). Эти правила состоят в том, что значения энергий и импульсов всех виртуальных частиц в точке особенности должны:

- а) удовлетворять законам сохранения 4-импульса в каждой вершине диаграммы;
- б) находиться на массовой поверхности;
- в) удовлетворять уравнению «натяжения»

$$\sum_{r=1}^n \alpha_r \lambda_r P_r = 0, \quad \sum_{r=1}^n \alpha_r = 1. \quad (2,22)$$

Здесь  $P_r$  — 4-импульсы виртуальных частиц, суммирование ведется по всем внутренним линиям и  $\lambda_r$  есть знаковый множитель, равный  $\pm 1$  в зависимости от того, направлена ли данная внутренняя линия по или против положительного направления замкнутого контура диаграммы (выбор этого направления, разумеется, произволен). Из этих правил, в частности, следует, что в точке особенности энергии и импульсы всех виртуальных частиц определены однозначно. Если особенность диаграммы случайно не совпадает с особенностью какой-либо из амплитуд виртуальных процессов, то эти амплитуды вблизи особенности диаграммы можно считать константами и вынести за знак интеграла (2,20). Это означает, что ход дифференциального сечения вблизи особенности фейнмановской диаграммы определяется непосредственно и исключительно механизмом процесса. Экспериментальное изучение сечений в этих областях изменения кинематических инвариантов представляет первостепенный интерес.

Как уже упоминалось, особенности фейнмановских диаграмм, за исключением нормальных порогов по энергетическим переменным, лежат в нефизической области. В связи с этим всегда желательно поставить эксперимент так, чтобы иметь возможность подойти экстремально близко к особой точке. В этом отношении использование частиц высоких энергий открывает, как будет видно из дальнейшего (см. раздел V), ряд новых возможностей.

Особые точки амплитуды (2,20) имеют простой физический смысл: поскольку в особой точке все виртуальные частицы находятся на массовой поверхности, то согласно (2,15) это означает, что время существования виртуального состояния, т. е. длительность реакции,  $\Delta t = \infty$ . Таким образом, по мере приближения к особенности длительность реакции должна возрастать.

Особенности фейнмановских диаграмм по своему характеру делятся на простые полюсы, а также корневые и логарифмические точки ветвле-

ния. Полюсам отвечают все диаграммы с одной внутренней линией. Поэтому такие диаграммы называют полюсными. В частности, диаграмме рис. 6 отвечает, как это видно из (2,17), полюс по переменной  $\bar{t}_{AB}$ . Диаграммам, содержащим две или более внутренние линии, отвечают точки ветвления. В частности, диаграмме рис. 7 соответствуют две точки ветвления (корневая и логарифмическая) по переменной  $s_{By}$  и логарифмическая по переменной  $t_{xx}$ . Отметим полезное соотношение между особенностями диаграмм, которые можно перевести друг в друга сжатием в точку одной или нескольких линий: данная диаграмма содержит в себе все особенности получающихся из нее «ужатых» диаграмм.

Укажем два важных следствия нерелятивистского приближения по виртуальным частицам. Первое из них состоит в том, что амплитуды диаграмм, содержащих однонаправленные замкнутые контуры, равны нулю. Одна из таких диаграмм изображена на рис. 8.

Указанное правило связано с тем, что нерелятивистский пропагатор содержит в знаменателе первую степень энергии, или, иными словами, имеет один полюс, а не два (отвечающие частице и античастице), как в релятивистском случае.

Второе следствие также относится к отбору диаграмм. Оно состоит в том, что должны использоваться только диаграммы, для которых числа  $n$  и  $l$  удовлетворяют неравенству

$$n > \frac{5l}{2}. \quad (2,23)$$

Неравенство (2,23) гарантирует сходимость интегралов (2,20) даже в том случае, если все амплитуды виртуальных процессов можно считать константами. При этом эффективная область интегрирования является нерелятивистской: она определяется энергиями связи в вершинах или значениями нерелятивистских кинематических инвариантов. Если неравенство (2,23) не выполнено, сходимость интеграла (2,20) может быть обеспечена только затуханием формфакторов, содержащихся в амплитудах виртуальных процессов. Это затухание должно быть настолько быстрым, чтобы эффективная область интегрирования в (2,20) была нерелятивистской. Так как остальная часть подынтегрального выражения по крайней мере не убывает с ростом 4-импульсов виртуальных частиц, то весь интеграл в целом будет мал (порядка  $\sqrt{\frac{\epsilon}{m}}$  или меньше) сравнительно с диаграммами, удовлетворяющими соотношению (2,23) (подробнее об этом см. в 4).

Импульсное приближение в теории реакций при высоких энергиях сводится фактически к рассмотрению полюсной (рис. 6) и треугольной (рис. 7) диаграмм. Амплитуды, отвечающие этим диаграммам, обладают разными особенностями и рядом других отличительных свойств, которые могут быть использованы для экспериментального установления относительного вклада каждой из них в полную амплитуду реакции.

В последующих разделах мы рассмотрим свойства диаграмм на рис. 6 и 7 и укажем некоторые желательные с теоретической точки зрения эксперименты.

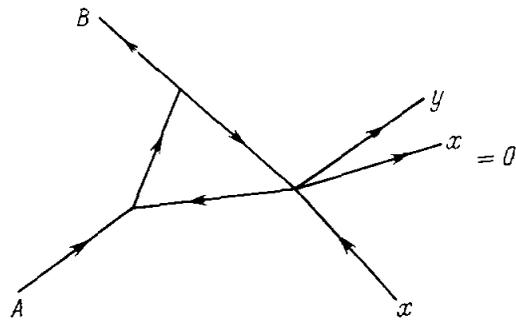


Рис. 8. Диаграмма с однонаправленным замкнутым контуром.

## III. ПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

## Область применимости

Применимость полюсного приближения ограничена малыми передаваемыми импульсами  $q$ . Именно, должно быть

$$0 \leq q^2 \leq \kappa^2, \quad (3,1)$$

где

$$\kappa^2 = 2m_{By}\epsilon. \quad (3,2)$$

Ограничение (3,1) связано с тем, что при больших  $q^2$  становится существенным учет диаграмм с более далекими от физической области особенностями. Дело в том, что быстрота изменения функции и ее абсолютная величина по мере удаления от особой точки перестают зависеть от положения последней, и поэтому при  $q^2 \gg \kappa^2$  диаграмма с ближайшей полюсной особенностью ничем не выделена. Неравенство (3,1) не является, конечно, достаточным условием применимости полюсного приближения. Сформулировать такое условие буквенно в настоящее время вряд ли возможно. Поэтому чрезвычайно важно иметь критерий, с помощью которого можно было бы экспериментально установить корректность полюсного приближения в каждом конкретном случае.

## К р и т е р и й Т р е й м а н а — Я н г а

Формула (2,17) для полюсной диаграммы, изображенной на рис. 6, отличается двумя замечательными качествами: амплитуда реакции во-первых, факторизована, т. е. разбивается на произведение двух амплитуд, и пропагатора и, во-вторых, зависит только от трех переменных,  $s_{xy}$ ,  $t_{xx}$ ,  $t_{AB}$ , вместо пяти (см. (1,19)) в общем случае. Первое из этих качеств позволяет выразить дифференциальное сечение реакции через дифференциальное сечение виртуального процесса в правой вершине (упругое рассеяние в данном случае), второе — дает возможность указать простой, по идее, способ экспериментального выделения полюсного механизма, получивший название критерия Треймана — Янга<sup>13</sup>.

Сущность этого критерия состоит в следующем. В системе покоя налетающей частицы  $x$  (т. е. в системе, в которой  $\mathbf{p}_x = 0$ ) все три инварианта  $s_{xy}$ ,  $t_{xx}$  и  $t_{AB}$  не меняются при вращении плоскости ( $\mathbf{p}'_x$ ,  $\mathbf{p}'_y$ ) вокруг направления импульса виртуальной частицы:

$$\mathbf{p}_y = \mathbf{p}_A - \mathbf{p}_B = \mathbf{p}'_x + \mathbf{p}'_y. \quad (3,3)$$

где  $\mathbf{p}'_x$  и  $\mathbf{p}'_y$  — импульсы конечных частиц  $x$  и  $y$ . Отсюда следует, что соответствующее дифференциальное сечение также не будет меняться при этом вращении.

Для осуществления проверки критерия Треймана — Янга необходимо измерять направления вылета конечных частиц и энергию одной из них (если известна энергия налетающей частицы). Связь между измеряемым в лабораторной системе отсчета дифференциальным сечением  $d\sigma/d\Omega'_x d\Omega'_y d\mathcal{E}'_x$  и квадратом модуля амплитуды реакции легко получить, пользуясь формулой (1,2):

$$|M|^2 = \frac{(2\pi)^5 p_x}{\mathcal{E}_B \mathcal{E}'_x \mathcal{E}_x} \frac{\left| \frac{\mathcal{E}'_x - \mathcal{E}_0}{\mathcal{E}'_x} p'_y - p'_x s'_{xy} + p_x z_{xy} \right|}{p'_x p'^2_y} \frac{d\sigma}{d\Omega'_x d\Omega'_y d\mathcal{E}'_x}. \quad (3,4)$$

Здесь  $\mathcal{E}_0$  — полная энергия сталкивающихся частиц в лабораторной системе отсчета,  $d\Omega'_x, d\Omega'_y$  — элементы телесных углов для конечных частиц,

$$z_{xy} = \frac{p_x p'_y}{p_x p_y}, \quad z'_{xy} = \frac{p'_x p_y}{p'_x p'_y}. \quad (3,5)$$

Формула (2,17) была получена в предположении, что спины всех участвующих в реакции частиц равны нулю. В этом случае

$$|M|^2 = \frac{|F|^2}{2^5 \mathcal{E}_A \mathcal{E}_B \mathcal{E}_x \mathcal{E}'_x \mathcal{E}'_y}, \quad (3,6)$$

где  $F$  зависит исключительно от инвариантных переменных. Подставляя (3,6) в (3,4) и учитывая, что в лабораторной системе  $\mathcal{E}_A = m_A$ , мы получаем величину  $|F|^2$ , инвариантную относительно вращения Треймана — Янга:

$$|F|^2 = 2^{10} \pi^5 \frac{\mathcal{E}'_y p_x \mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_x}{p'_x p'^2_y \mathcal{E}'_y} p'_y + p'_x z'_{xy} - p_x z_{xy} \frac{d\sigma}{d\Omega'_x d\Omega'_y d\mathcal{E}'_x}. \quad (3,7)$$

Наличие у частиц спинов существенно в двух отношениях. Во-первых, в этом случае амплитуды виртуальных реакций зависят не только от инвариантных переменных, но и от спин-тензоров и импульсов частиц. Во-вторых, в формуле (2,17) надо произвести суммирование по проекциям спина виртуальной частицы.

Можно показать, что для частиц со спином выражение (3,6), усредненное и просуммированное по проекциям спинов начальных и конечных частиц, которое мы будем обозначать символом  $\overline{|F|^2}$ , также зависит только от инвариантных переменных. Ясно, что применимость критерия Треймана — Янга в случае частиц со спином зависит от факторизуемости величины  $\overline{|F|^2}$ . Действительно, если факторизация имеет место, то это означает, что виртуальные процессы распада и рассеяния можно рассматривать как независимые. В этом случае, неинвариантность относительно вращения Треймана — Янга равносильна азимутальной асимметрии процесса рассеяния в системе, где налетающая частица  $x$  покоится. Такая асимметрия может иметь место только в том случае, если по крайней мере одна из сталкивающихся частиц поляризована. В рассматриваемом случае пучок частиц  $x$  не поляризован. Что же касается частиц  $y$ , то их источником является виртуальный распад ядра  $A$ . Но если ядро  $A$  не поляризовано, а поляризация ядра  $B$  не наблюдается, то частица  $y$  также не может быть поляризована, поскольку в системе центра масс частиц  $B$  и  $y$  нет физически выделенной плоскости.

Если спин  $J_y$  виртуальной частицы  $y$  равен нулю, то  $\overline{|F|^2}$  будет инвариантно относительно вращения Треймана — Янга, так как в этом случае сама амплитуда реакции факторизована. Если  $J_y \neq 0$ , то, вообще говоря,  $\overline{|F|^2}$  не факторизуется, однако для нерелятивистских виртуальных частиц можно указать довольно широкий класс процессов, когда факторизация имеет место<sup>14</sup>. Чтобы перечислить эти случаи, рассмотрим спиновые характеристики виртуальных реакций, входящих в диаграмму рис. 6.

Распад  $A \rightarrow B + y$  удобно характеризовать спином выходного канала  $J_{By}$ , принимающим значения

$$|J_B - J_y| \leq J_{By} \leq J_B + J_y, \quad (3,8)$$

и числом  $L_{By}$ , заключенным в пределах

$$|J_A - J_{By}| \leq L_{By} \leq J_A + J_{By}. \quad (3,9)$$

Виртуальное рассеяние  $y(x, x)$  можно описывать с помощью спинов входного ( $J_{xy}$ ) и выходного ( $J'_{xy}$ ) каналов и их векторной разности  $L_{xy}$ . Эти величины удовлетворяют неравенствам

$$|J_x - J_y| \leq J_{xy}, \quad J'_{xy} \leq J_x + J_y, \quad (3,10)$$

$$|J_{xy} - J'_{xy}| \leq L_{xy} \leq J_{xy} + J'_{xy}. \quad (3,11)$$

В случае нерелятивистских виртуальных частиц факторизация  $|\overline{F}|^2$  имеет место, если выполняется хотя бы одно из следующих условий:

$$J_y = 0, \quad 1/2, \quad (3,12)$$

$$J_{By} = 0, \quad 1/2, \quad (3,13)$$

$$L_{By} = 0. \quad (3,14)$$

Если нерелятивистскими являются все участвующие в реакции частицы, то инвариантность относительно трейман-янговского вращения будет иметь место еще в двух случаях:

$$J_{xy} = 0, \quad 1/2, \quad (3,15)$$

$$L_{xy} = 0. \quad (3,16)$$

Все изложенное выше относилось к реакции  $A(x, y) \rightarrow B$ . Полученные результаты могут быть, однако, легко переформулированы для любых реакций типа  $A(x, y) \rightarrow B$ , в которых виртуальная частица не совпадает ни с одной из конечных (см. <sup>14</sup>). Точно так же могут быть получены условия, аналогичные (3,12)–(3,16), для полюсных реакций с произвольным числом конечных частиц <sup>15</sup>.

Критерий Треймана — Янга является необходимым, но не достаточным признаком полюсного механизма. Рассмотрение треугольных диаграмм показывает, однако, что инвариантность относительно вращения Треймана — Янга в этом случае требует выполнения условий, редко осуществляющихся на практике. Следует подчеркнуть, что критерий Треймана — Янга является единственным способом установления полюсного механизма, не зависящим от конкретного вида амплитуд виртуальных процессов. К сожалению, в настоящее время нет опубликованных экспериментальных работ, использующих этот критерий для идентификации полюсного механизма ядерных реакций.

Укажем, что для реакций, не удовлетворяющих условиям (3,10) — (3,16), трейман-янговское вращение тем не менее может быть использовано для выявления полюсного механизма, так как при этом  $|\overline{F}|^2$  есть полином  $r$ -й степени от  $\cos \varphi$ , где  $\varphi$  — угол вращения, а число  $r$  определяется неравенством <sup>17</sup>

$$r = \min(2L_{By}, [J_{By}], [J_y], [J_{xy}], 2L_{xy}). \quad (3,17)$$

Здесь

$$[J] = \begin{cases} 2J, & \text{если } J \text{ целое,} \\ 2J - 1, & \text{если } J \text{ полуцелое.} \end{cases} \quad (3,18)$$

Если механизм реакции не полюсный, то зависимость от  $\cos \varphi$  будет, вообще говоря, не полиномиальной (см. <sup>16</sup>).

Следует отметить, что в некоторых опубликованных недавно работах, посвященных критерию Треймана — Янга, содержатся ошибочные утверждения о применимости этого критерия в случае релятивистских виртуальных частиц со спином  $1/2$  (<sup>18, 19</sup>) и о симметрии  $|\overline{F}|^2_{\varphi=0} = |\overline{F}|^2_{\varphi=\pi}$ , якобы имеющей место для всех полюсных реакций (в действительности  $|\overline{F}|^2$  содержит как четные, так и нечетные степени  $\cos \varphi$ ; см. <sup>17</sup>).

Д и ф ф е р е н ц и а л ь н о е с е ч е н и е в п о л ю с н о м  
п р и б л и ж е н и и

Если выполнено какое-либо из условий (3,10) — (3,16), дифференциальное сечение реакций  $A(x, xy)B$ , усредненное и просуммированное по проекциям спинов начальных и конечных частиц, можно выразить через дифференциальное сечение упругого рассеяния  $y(x, x)y$ . В лабораторной системе отсчета ( $\mathbf{p}_A = 0, \mathcal{E}_A = m_A$ ) имеем, проведя усреднение и суммирование по проекциям спинов:

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_x d\Omega_y d\mathcal{E}'_x} = \frac{|\overline{M}|^2}{(2\pi)^5} \frac{\mathcal{E}_B \mathcal{E}'_x \mathcal{E}_x p'_x p'_y}{p_x} \left| \frac{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}'_x}{\mathcal{E}'_y} p'_y + p'_x z'_{xy} - p_x z_{xy} \right|^{-1}, \quad (3,19)$$

где

$$|\overline{M}|^2 = \frac{4m_y^2 |\overline{M}_1|^2 |\overline{M}_2|^2}{(p_y^2 - 2m_y E_y)^2}. \quad (3,20)$$

Выделяя энергетические множители в  $|\overline{M}_2|^2$ , введем инвариантную величину

$$|\overline{F}_2|^2 = 2^4 \mathcal{E}_y \mathcal{E}_x \mathcal{E}'_x \mathcal{E}'_y |\overline{M}_2|^2. \quad (3,21)$$

Эта величина следующим образом связана с дифференциальным сечением рассеяния в системе центра масс конечных частиц  $x$  и  $y$ :

$$\frac{d\bar{\sigma}_{xy}}{d\tilde{\Omega}} = \frac{|\overline{F}_2|^2}{256\pi^4} \left( \frac{\tilde{p}'_x}{\tilde{p}_x} \right) \frac{1}{s_{xy}}. \quad (3,22)$$

Здесь величины со знаком тильды относятся к системе центра масс конечных частиц  $x$  и  $y$ , т. е.

$$\tilde{\mathbf{p}}'_x + \tilde{\mathbf{p}}'_y = 0. \quad (3,23)$$

Импульс виртуальной частицы  $\mathbf{p}_y$  в лабораторной системе удовлетворяет равенству

$$\mathbf{p}_y = -\mathbf{p}_B = \mathbf{q}. \quad (3,24)$$

Так как, кроме того, в этой системе виртуальная частица нерелятивистская, то

$$E_y = -E_B - \varepsilon = -\frac{q^2}{2m_B} - \mathcal{E}. \quad (3,25)$$

Используя приведенные выше формулы, получим

$$|\overline{M}|^2 = 2^6 \pi^4 m_{By}^2 \frac{s_{xy} \tilde{p}_x}{\mathcal{E}_x \mathcal{E}_y \mathcal{E}'_x \mathcal{E}'_y \tilde{p}'_x} \frac{|\overline{M}_1|^2}{(q^2 + \kappa^2)^2} \frac{d\bar{\sigma}_{xy}}{d\tilde{\Omega}}. \quad (3,26)$$

Величина  $|\overline{M}_1|^2$  может быть представлена в виде

$$|\overline{M}_1|^2 = \frac{2\pi^2 \kappa}{m_{By}^2} \gamma^2 |f(q)|^2, \quad (3,27)$$

где  $f(q)$  есть формфактор, характеризующий импульсное распределение виртуальных частиц, а  $\gamma^2$  — константа, определяющая вероятность их испускания. Именно, если распад (2,1) реально возможен, то константа распада  $\lambda$  связана с  $\gamma^2$  формулой<sup>20</sup>

$$\lambda = \gamma^2 Q, \quad Q = m_A - m_B - m_y. \quad (3,28)$$

Можно указать также связь  $\gamma^2$  с безразмерной приведенной шириной  $\theta^2$ , обычно используемой в ядерной спектроскопии:

$$\gamma^2 = \sum_{J_{By}, l} \gamma_{J_{By}, l}^2, \quad \gamma_{J_{By}, l}^2 = \frac{6}{(\kappa R)^3} \frac{Q_{J_{By}, l}^2}{|h_l(i\kappa R)|^2}. \quad (3,29)$$

Здесь  $R$  — радиус канала,  $l$  — орбитальный момент относительного движения,  $h_l$  — сферическая функция Ганкеля первого рода (или сингулярное решение кулоновской задачи, если частицы заряжены).

Сводя формулы (3,19), (3,26) и (3,27) вместе, находим

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_x d\Omega_y d\epsilon_x} = 4\pi\kappa |\gamma|^2 \frac{m_B}{m_y} \frac{p_y'^2}{\mathcal{E}_y'} \frac{p_x'}{p_x} \frac{\tilde{p}_x}{\tilde{p}_x'} s_{xy} \frac{d\bar{\sigma}_{xy}}{d\tilde{\Omega}} \frac{|f(q)|^2}{(q^2 + \kappa^2)^2}. \quad (3.30)$$

Рассмотрим теперь несколько более подробно входящие в (3,30) величины  $f(q)$  и  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\tilde{\Omega}$ .

### Ф о р м ф а к т о р $f(q)$

Эта функция определяется структурой ядра, но в меньшей степени, чем обычно принято считать. Как уже указывалось в начале данного раздела, область применимости полюсного приближения и, следовательно, формула (3,30) ограничены малыми передаваемыми импульсами. Для легких ядер область, определяемая неравенством (3,1), почти совпадает с интервалом

$$0 \leq q^2 \leq \frac{1}{R^2}. \quad (3.31)$$

Радиус канала  $R$  есть минимальное расстояние между частицами  $B$  и  $y$ , начиная с которого их относительное движение можно рассматривать как свободное, или определяемое исключительно кулоновским взаимодействием, если обе частицы заряжены. Другими словами,  $R$  есть эффективный радиус ядерного взаимодействия между частицами  $B$  и  $y$ . Если  $r$  есть среднее расстояние между ними, то из соотношения неопределенности между импульсом и координатой следует, что интервалу (3,31) отвечает область

$$r \gtrsim R. \quad (3.32)$$

Таким образом, там, где применимо полюсное приближение для легких ядер, главный вклад в формфактор дает внешняя область, в которой ядерное взаимодействие между частицами отсутствует (точнее, в которой энергия этого взаимодействия мала сравнительно с кинетической энергией). Структура ядра сказывается на  $f(q)$  в интервале (3,31) главным образом в том, что ею определяется орбитальный момент относительного движения  $B$  и  $y$ . Если при малых  $q$  формфактор определяется в основном волновой функцией относительного движения во внешней области (3,32), то в отсутствие (или при несущественности) кулоновского взаимодействия нетрудно получить следующее выражение:

$$f_l(q) = i\eta [\eta j_l(\xi) h_{l-1}(\eta) - \xi j_{l-1}(\xi) h_l(\eta)] \left(\frac{\gamma_l^2}{\gamma^2}\right)^{1/2}. \quad (3.33)$$

Здесь

$$\gamma_l^2 = \sum_{J_{By}} \gamma_{By}^2, \quad (3.34)$$

$$\xi = qR, \quad \eta = i\kappa R, \quad (3.35)$$

$j_l, h_l$  — соответственно сферические функции Бесселя и Ганкеля первого рода,  $l$  — орбитальный момент относительного движения частиц  $B$  и  $y$ , определяемый их спинами и законами сохранения углового момента и четности при распаде (2,1). Если эти последние определяют  $l$  не однозначно, то

$$|f(q)|^2 = \sum_l |f_l(q)|^2. \quad (3.36)$$

Структура ядра влияет на величины  $\gamma_l^2/\gamma^2$  и, таким образом, на относительный вес различных  $l$  в выражении (3,36).

Формфактор (3,33) можно назвать батлеровским, ибо наряду с полюсным знаменателем  $(q^2 + \kappa^2)$  он определяет угловое распределение продуктов реакции в батлеровской теории дейтронного срыва или подхвата (в этих реакциях виртуальной частицей  $y$  является протон или нейтрон). Отметим, что при  $l \gg 1$  формфактор (3,33) равен нулю при  $q = 0$  и при малых  $qR$  ведет себя как  $(qR)^l$ . Поэтому при  $l \neq 0$  может оказаться, что формфактор (3,33) мал в области, определяемой неравенством (3,1). Тогда полюсное приближение вообще будет неприменимо. Другим важным обстоятельством является тот факт, что функция (3,33) осциллирует и, следовательно, выражение (3,36) имеет нули при  $q \geq 0$ . Ясно, что в окрестности этих нулей полюсное приближение также перестанет быть справедливым, поскольку дифференциальное сечение (3,30) будет здесь малю и существенную роль будет играть вклад от других диаграмм.

С учетом перечисленных выше ограничений применимости полюсного приближения приходится встречаться довольно часто (это проявляется в стремлении описать с помощью формулы (3,30) экспериментальные данные во всей физической области изменения переменной  $q$ ). Другим распространенным заблуждением является представление о том, что изучение реакции  $A(x, xy)B$  способно дать информацию об импульсном распределении «частиц  $y$  внутри ядра  $A$ ». Из сказанного ясно, что в области, где полюсное приближение применимо, детали ядерной модели слабо сказываются на распределении по  $q$ , определяемом формулой (3,30). Вместе с тем, реакция квазиупругого рассеяния может быть источником для получения сведений о приведенных ширинах ядерных состояний. Существенно подчеркнуть, что полученные таким образом значения величин  $\gamma_l^2$  должны совпадать с данными, добытыми из других прямых реакций, фейнмановские диаграммы которых содержат тот же виртуальный распад (2,1). В частности, нуклонные приведенные ширины, получаемые из реакций  $A(x, xN)B$  и реакций срыва или подхвата  $B(d, N)A$ ,  $A(N, d)B$ , должны совпадать, если, как мы сейчас думаем, при малых переданных импульсах указанные реакции имеют полюсную природу. При этом совпадать должны также и радиусы каналов  $R$ .

### Д и ф ф е р е н ц и а л ь н о е с е ч е н и е в и р т у а л ь н о г о у п р у г о г о р а с с е я н и я

Величина  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\tilde{\Omega}$ , входящая сомножителем в формулу (3,30), отличается от дифференциального сечения упругого рассеяния свободных частиц, во-первых, тем, что зависит от  $q^2$ , а не только от  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$ . Второе различие состоит в том, что области значений переменных  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$ , реализующихся при рассеянии свободных частиц и в реакции  $A(x, xy)B$ , не совпадают.

Под импульсным приближением в теории ядерных реакций обычно подразумевают полюсную формулу (3,30), в которую вместо истинной величины  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\tilde{\Omega}$  подставляют ее значение для рассеяния свободных частиц. В этом случае частица  $y$  находится на массовой поверхности, что согласно (2,3) означает

$$q^2 = -\kappa^2. \tag{3,37}$$

Таким образом, в импульсном приближении полагают

$$\frac{d\bar{\sigma}_{xy}}{d\tilde{\Omega}}(q^2, s_{xy}, t_{xx}) \approx \frac{d\bar{\sigma}_{xy}}{d\tilde{\Omega}}(-\kappa^2, s_{xy}^0, t_{xx}^0), \tag{3,38}$$

где  $s_{xy}^0$ ,  $t_{xx}^0$  соответствуют некоторой точке границы физической области для упругого рассеяния свободных частиц \*).

Равенство (3,38) означает, что  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\tilde{\Omega}$  считается достаточно медленно меняющейся функцией переменных  $q^2$ ,  $s_{xy}$ ,  $t_{xx}$ . Это, разумеется, имеет место далеко не всегда. Необходимым условием справедливости (3,38) является отсутствие у амплитуды рассеяния близких к рассматриваемой области особенностей по всем трем переменным. Сказанное означает, что применимость импульсного приближения зависит от механизма рассеяния.

Рассмотрим некоторые примеры. Пусть частицы  $x$  и  $y$  являются нуклонами. Если бы в рассеянии нуклонов главную роль играл одномезонный обмен, то зависимости  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\tilde{\Omega}$  от  $q^2$  не было бы вообще, так как соответствующие диаграммы (см. рис. 9а) особенностей по  $P_y^2$  не имеют.

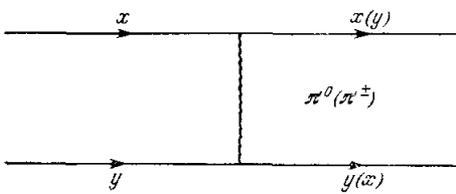


Рис. 9а. Одномезонный обмен в рассеянии нуклон — нуклон.

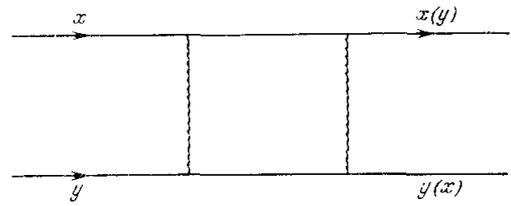


Рис. 9б. Диаграмма двухмезонного обмена.

В действительности существенный вклад в амплитуду дают многомезонные диаграммы. Одна из простейших таких диаграмм показана на рис. 9б. Эта диаграмма имеет особенность по  $P_y^2$  в точке

$$P_y^2 = (m + \mu)^2, \quad (3,39)$$

где  $m$  и  $\mu$  — соответственно массы нуклона и пиона. Поскольку

$$q^2 = -\frac{m_B}{m_A}(P_y^2 - m^2) - \kappa^2, \quad \kappa^2 \ll m^2, \quad (3,40)$$

равенство (3,39) означает, что ближайшая особенность амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния по переменной  $q^2$  будет иметь место в точке

$$q^2 = -2m_{By} \left[ \mu \left( 1 + \frac{\mu}{2m} \right) + \varepsilon \right], \quad (3,41)$$

расположенной значительно дальше полюса, так как  $\mu/\varepsilon \gg 10$ . В рамках полюсного приближения учет столь далеких особенностей амплитуд виртуальных процессов означал бы превышение точности. Поэтому в случае квазиупругого рассеяния нуклонов подстановка в формулу (3,30) значения  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\tilde{\Omega}$  на массовой поверхности представляется правомерной. Если виртуальная частица  $y$  является дейтроном, тритоном или  $\alpha$ -частицей, то положение, вообще говоря, усложняется. Анализ простейших диаграмм показывает, однако, что и здесь в определенной области значений переменных  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$  выход за массовую поверхность оказывается несущественным.

Приведенные выше аргументы основываются на предположении, что ближайшие особенности амплитуды рассеяния по переменной  $q^2$  обусловлены простейшими фейнмановскими диаграммами. Это положение до сих пор, строго говоря, не доказано ни теоретически, ни экспериментально.

\*) Поясним, что при данной энергии  $E_x$  частиц  $x$  в лабораторной системе, значения  $s_{xy}$  в квазиупругом рассеянии и рассеянии свободных частиц различны. При этом, однако,  $s_{xy}$  всегда находится в физической области свободного рассеяния. Последнее, вообще говоря, не имеет места для  $t_{xx}$  из-за ухода частицы  $y$  с массовой поверхности.

В связи с этим опытное исследование квазиупругого рассеяния с целью получения информации о величине  $\overline{d\sigma_{xy}/d\tilde{\Omega}}$  вне массовой поверхности представляется особенно интересным.

Изменение  $\overline{d\sigma_{xy}/d\tilde{\Omega}}$  при переходе из точки  $s_{xy}, t_{xx}$  физической области реакции  $A(x, xy)B$  к точке  $s_{xy}^0, t_{xx}^0$ , лежащей в физической области упругого рассеяния свободных частиц, может быть весьма значительным. Поэтому, если формула (3,30) используется с целью изучения свойств ядер, т. е. для экспериментального определения величин  $\gamma^2$ , необходимо знать поведение  $\overline{d\sigma_{xy}/d\tilde{\Omega}}$  как функции переменных  $s_{xy}, t_{xx}$  в физической области реакции  $A(x, xy)B$ . К сожалению, такие сведения известны в редких случаях. Одним из них является упругое рассеяние протон — протон, в отношении которого известно из эксперимента, что для рассеяния свободных протонов  $\overline{d\sigma_{xy}/d\tilde{\Omega}}$  практически не зависит от  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$  в сравнительно широкой области энергий сталкивающихся частиц от 150 до 430 Мэв и равна 4 мб/стерад (исключение, конечно, составляет область совсем малых углов, где дифференциальное сечение больше из-за обычного кулоновского рассеяния). По этой причине в указанной области энергий реакция  $A(p, 2p)B$  является хорошим средством изучения свойств ядер.

Одним из немногих случаев, когда  $\overline{d\sigma_{xy}/d\tilde{\Omega}}$  известно аналитически, является резонансное рассеяние. Тогда в пределах ширины резонанса сечение рассеяния будет даваться формулой Брейта — Вигнера. Чем шире резонанс, тем больше будет и область, в которой известна функциональная зависимость сечения рассеяния от кинематических переменных. При этом, однако, существенно, чтобы резонанс был хорошо выражен (т. е. чтобы нерезонансная часть сечения была достаточно мала). Такие сравнительно широкие (порядка 100 Мэв) и вместе с тем достаточно хорошо выраженные резонансы встречаются, например, в рассеянии пионов на нуклонах.

#### IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

##### Реакция $A(p, 2p)B$

Наибольший интерес представляют реакции на легких ядрах, так как в этом случае разделяются различные состояния остаточного ядра  $B$ .

Рассматриваемые ниже эксперименты ставились так, что регистрировались конечные протоны с равными импульсами и вылетающие под равными углами  $\theta$  к первичному лучку, причем импульсы всех трех протонов (начального и конечных) были компланарны (при этих условиях задание угла  $\theta$  определяет все кинематические характеристики конечных частиц).

На рис. 10 показана зависимость дифференциального сечения от угла  $\theta$  для реакции  $\text{Li}^6(p, 2p)\text{He}^{5*}$  (16,69 Мэв) при энергии начальных протонов 185 Мэв в лабораторной системе отсчета.

Основное состояние  $\text{Li}^6$  имеет спин и четность  $1^+$ , а состояние  $\text{He}^{5*}$  с энергией возбуждения 16,69 Мэв —  $3/2^+$ . Поэтому орбитальный момент  $l$  относительного движения  $\text{He}^{5*}$  и виртуального протона может иметь значения 0 и 2. Необходимый для вычисления формфактора радиус канала  $R = 5 \text{ ф}$  взят из экспериментальных данных по реакции подхвата  $\text{Li}^6(n, d)\text{He}^5$ <sup>21</sup>, так как полюсные диаграммы для этой реакции и процесса квазиупругого рассеяния содержат одну и ту же вершину (см. рис. 11).

Сплошная кривая на рис. 10 рассчитана по формуле (3,30) с формфактором (3,33) при  $l = 0$  (все приводимые ниже теоретические расчеты по реакции  $A(p, 2p)B$  заимствованы из работы Колыбасова и Смородинской<sup>22</sup>). Дифференциальное сечение  $\overline{d\sigma_{pp}/d\tilde{\Omega}}$  в соответствии со сказанным

в предыдущей лекции считалось постоянным. На этом же рисунке показаны экспериментальные данные Тибелла с сотрудниками<sup>23</sup>. Теоретическая кривая нормирована по одной из экспериментальных точек.

На рис. 12 показана та же зависимость для реакции  $Li^7(p, 2p)He^6$  при кинетической энергии налетающих протонов 185 Мэв. Основное

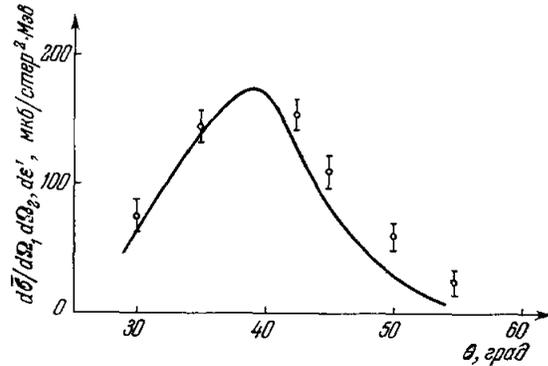


Рис. 10. Угловое распределение протонов в реакции  $Li^6(p, 2p)He^{5*}$  (16,69 Мэв).  
Сплошная кривая — полюсное приближение.

состояние  $Li^7$  имеет спин и четность  $3/2^-$ . Спины и четности основного и первого возбужденного (1,71 Мэв) состояний  $He^6$ , не разделявшихся в рассматриваемом эксперименте, равны соответственно  $0^+$  и  $2^+$ . В обоих случаях  $l = 1$ . Радиус канала  $R = 5 \phi$  (из данных по реакции  $Li^7(p, d)Li^6$ ). Результаты теоретического расчета<sup>22</sup> представлены на рис. 12 сплошной кривой, экспериментальные данные взяты из работы<sup>23</sup>. Характерным на этом рисунке является меньшая глубина экспериментального минимума по сравнению

с теоретическим. Как уже отмечалось выше, это обстоятельство представляется естественным и объясняется вкладом диаграмм, отличных от полюсной.

Отметим, что интервалу углов  $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$  отвечают сравнительно небольшие переданные импульсы  $q$ . Например, для реакции  $Li^7(p, 2p)He^6$

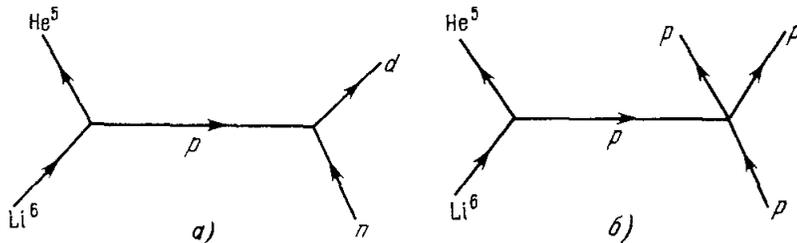


Рис. 11. Полюсные диаграммы реакций:

а)  $Li^6(n, d)He^5$ , б)  $Li^6(p, 2p)He^5$ .

$q$  лежит в интервале  $0 \leq q \leq 116$  Мэв/с, при величине  $\kappa = 130$  Мэв/с, так что условие (3,1) применимости полюсного приближения выполнено. Как видно из рис. 10 и 12, согласие теории с экспериментом в этих случаях можно считать удовлетворительным.

Картина, однако, меняется при переходе к большим передаваемым импульсам. Об этом свидетельствует рис. 13, на котором показаны экспериментальные данные из работы Юаза и Хоурани<sup>24</sup> по реакции  $C^{12}(p, 2p)B^{11}$  при энергии начальных протонов  $90 \div 110$  Мэв в лабораторной системе.

В этой работе измерялось дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma}{dqdz}$ , где

$$z = -\frac{qp_x}{qP_x} \quad (4,1)$$

При заданном  $z$  законы сохранения ограничивают верхнее значение  $q$ , которое должно удовлетворять условию

$$\frac{E}{2} + \varepsilon - \frac{q^2(m+m_A)}{4mm_B} + \frac{pq}{2}z > 0, \quad (4,2)$$

где  $E$  и  $p$  — кинетическая энергия и импульс налетающих протонов в лабораторной системе.

Формула для дифференциального сечения в рамках полюсного приближения для нерелятивистских частиц имеет вид

$$\frac{d\bar{\sigma}}{dq dz} = \text{const} \cdot \frac{|f(q)|^2}{(q^2 + \kappa^2)^2} \left[ m\varepsilon + \frac{mE}{2} - \frac{q^2(m+m_A)}{4mm_B} - \frac{pq}{2}z \right]^{1/2}. \quad (4,3)$$

Сплошная кривая на рис. 13 получена интегрированием по  $z$  в пределах  $0 \leq z \leq 1$ . При этом на основании данных по реакции  $B^{11}(d, n)C^{12}$  было принято  $l = 1$ ,  $R = 4,6 \text{ ф}$ . Величина  $\kappa$  в данном случае равна  $166 \text{ Мэв/с}$ .

Как видно из рис. 13, о согласии теории и эксперимента можно говорить лишь при малых передачах импульса  $q \leq \kappa$ . Из расхождения теории и эксперимента при  $q > 200 \text{ Мэв/с}$  нельзя еще, однако, заключить, что полюсный механизм перестает быть доминирующим в этой области (быть может, здесь просто неприменимо батлеровское выражение для формфактора). Вместе с тем нег и никаких оснований считать, что показанные на рис. 13 результаты передают импульсное распределение протонов в ядре  $C^{12}$ . Такой вывод можно было бы сделать

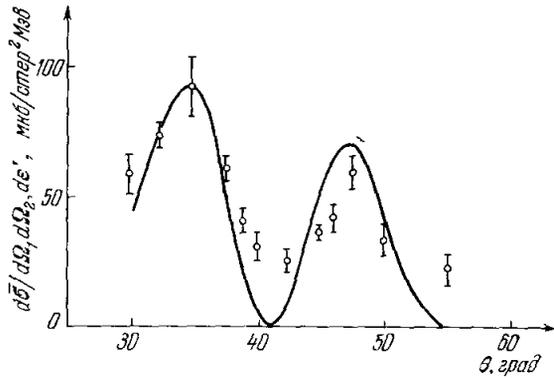


Рис. 12. Угловое распределение протонов в реакции  $Li^7(p, 2p)He^6$ .

Сплошная кривая — полюсное приближение.

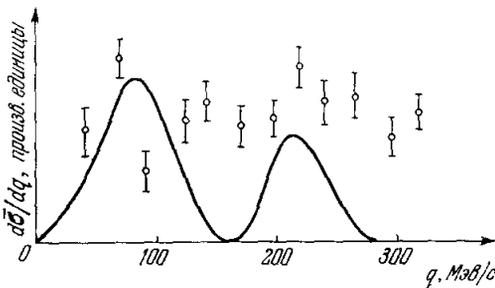


Рис. 13. Импульсный спектр остаточных ядер в реакции  $C^{12}(p, 2p)B^{11}$ .

Сплошная кривая — полюсное приближение.

работе Колюбасова и Смородинской<sup>22</sup>. К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные слишком недостоверны и неполны, поэтому определенных выводов на их основе пока сделать нельзя.

только после установления полюсного механизма рассматриваемой реакции, лучше всего с помощью критерия Греймана — Янга, который в данном случае применим (условие (3,12)). Неплохим способом установления правильности полюсного приближения является сравнение приведенных протонных ширин, получаемых из реакции  $A(p, 2p)B$  и процессов срыва  $B(d, n)A$  или подхвата  $A(n, d)B$ . Такой анализ проведен в цитированной выше

Р е а к ц и я  $C^{12} (\pi^-, \pi^-n) C^{11}$ 

Этот процесс экспериментально изучался Ридером и Марковитцем<sup>26</sup> при энергии начальных пионов от 53 до 423 Мэв. В цитированной работе, выполненной радиохимическим методом, исследована зависимость полного сечения от начальной энергии, т. е. получена кривая возбуждения реакции. Хотя подобного рода экспериментальная информация слишком глобальна и, в принципе, далеко не достаточна для установления механизма реакции, она в данном случае интересна тем, что использованный авторами интервал энергий налетающих пионов содержит резонансную область, отвечающую нуклонной изобаре  $(3/2, 3/2)$  с массой 1236 Мэв (такой массе соответствует резонанс в рассеянии пионов свободными нуклонами при кинетической энергии 195 Мэв в лабораторной системе или при 157 Мэв в системе центра масс). Если в амплитуду рассматриваемой реакции

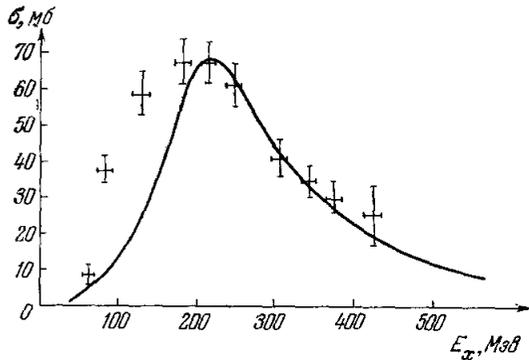


Рис. 14. Кривая возбуждения реакции  $C^{12} (\pi^-, \pi^-n) C^{11}$ .

Сплошная кривая — полюсное приближение.

полюсный механизм дает существенный вклад, то резонанс  $(3/2, 3/2)$  должен проявиться в кривой возбуждения.

Мы подчеркивали выше, что полюсное приближение справедливо при малых передачах импульса. В данном случае малые передачи импульса специально не выделялись, если не считать самого факта образования ядра  $C^{11}$  в основном или слабо возбужденных состояниях (в противном случае ядро за короткое время распалось бы с испусканием ядерных частиц и не могло бы быть зарегистрировано по бета-активности). Это

обстоятельство следует учитывать, так как вероятность сообщения ядру большого импульса без передачи энергии внутренним степеням свободы мала.

По изложенным соображениям, сравнение результатов полюсного приближения с экспериментальными данными Ридера и Марковитца<sup>26</sup> представляется интересным, хотя, разумеется, рассчитывать в этом случае больше чем на качественное согласие трудно.

Выше уже указывалось, что наличие широкого и хорошо выраженного резонанса облегчает получение теоретической формулы, поскольку зависимость брейт-вигнеровского сечения рассеяния от переменных  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$  известна, а выход виртуального нейтрона за массовую поверхность в первом приближении представляется несущественным. Соответствующий расчет выполнен в работе<sup>27</sup>, результаты которой вместе с экспериментальными данными<sup>26</sup> приведены на рис. 14. На этом рисунке по оси абсцисс отложена энергия начального пиона в лабораторной системе, по оси ординат — полное сечение реакции. Сплошная кривая представляет собой результат интегрирования дифференциального сечения (3,30) по кинематическим переменным конечных частиц. Для сечения упругого рассеяния  $d\bar{\sigma}_{xy}/d\Omega$  использовалась при этом формула Брейта — Вигнера. Расчет производился в предположении, что ядро  $C^{11}$  образуется в результате реакции в основном состоянии. На самом деле, как показывает экспериментальное изучение реакции  $C^{12} (p, d) C^{11}$ , приведенные нейтронные ширины, отвечающие образованию  $C^{11}$  в основном  $(3/2^-)$  и трех ближайших

возбужденных состояниях ( $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ), сравнимы. Тем не менее, учет возбужденных состояний  $C^{11}$  не меняет заметно форму сплошной кривой на рис. 14 (энергии возбуждения не велики и во всех случаях  $l = 1$ ). При вычислении теоретической кривой, приведенной на рис. 14, единственной неизвестной величиной является эффективное значение  $\gamma^2$  или связанная с ней приведенная нейтронная ширина  $\theta^2$ . Если основной вклад в амплитуду реакции дает полюсная диаграмма, то приведенные нейтронные ширины  $\theta^2$ , найденные из данных по абсолютным значениям сечений процессов

$$C^{12}(\pi^-, \pi^-n) C^{11} \text{ и } C^{12}(p, d) C^{11},$$

должны совпадать. Приняв, что относительная вероятность образования ядра  $C^{11}$  в возбужденных состояниях одинакова и равна примерно 0,7 (эта цифра известна из опытов по реакции подхвата), можно найти из сечения квазиупругого рассеяния следующее значение приведенной нейтронной ширины, отвечающей образованию  $C^{11}$  в основном состоянии:

$$\theta^2 = 0,38 \pm 0,07. \quad (4,4)$$

Приведенная здесь ошибка складывается из экспериментальных погрешностей в измерении сечения квазиупругого рассеяния (использовалось значение в максимуме кривой на рис. 14) и относительной вероятности образования  $C^{11}$  в возбужденных состояниях. Значение  $\theta^2$ , найденное по реакции подхвата, оказывается совпадающим в пределах ошибок с (4,4). Именно, по данным работы <sup>28</sup>

$$\theta^2 = 0,34. \quad (4,5)$$

Эти результаты свидетельствуют в пользу доминирующей роли полюсного механизма, хотя для окончательных выводов необходимы опыты по измерению дифференциального сечения и, в частности, осуществление проверки с помощью критерия Треймана — Янга.

#### Б л и ж а й ш и е э к с п е р и м е н т а л ь н ы е з а д а ч и

Как видно из изложенного, в настоящее время достаточно полного экспериментального доказательства доминирующего вклада полюсных диаграмм в механизм реакций типа  $A(x, xy)B$  при малых  $q$ , по существу, нет. Можно сказать, что сделаны лишь первые шаги в экспериментальном исследовании роли и области применимости полюсного приближения.

В связи с этим полезно сформулировать желательные с теоретической точки зрения эксперименты. К таковым относятся:

1. Осуществление критерия Треймана — Янга для реакции  $A(x, xN)B$  при разных передаваемых импульсах  $q$ .
2. Измерение хода дифференциального сечения  $d\bar{\sigma}/dq$  как функции  $q$  с обязательной идентификацией состояния остаточного ядра.
3. Измерение абсолютных величин дифференциальных сечений реакций  $A(p, 2p)B$  и  $A(\pi, \pi N)B$  при малых передаваемых импульсах  $q$  и подходящих энергиях начальных частиц (100 ÷ 400 Мэв для реакции  $A(p, 2p)B$  и в окрестности  $\pi N$ -резонансов для процессов  $A(\pi, \pi N)B$ ). Идентификация состояний остаточного ядра  $B$  при этом также необходима.

Важным моментом в выполнении указанной программы является осуществление комплексного исследования, т. е. получение данных по пп. 1—3 для одной и той же реакции.

V. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ  
И ДВИЖУЩИЕСЯ ОСОБЕННОСТИ

Т р е у г о л ь н а я   д и а г р а м м а

Полюсный механизм дает особенности по  $q^2$ , особенностей же по переменным  $s_{xy}$  и  $t_{xx}$ , обусловленных самой диаграммой, нет. Простейший механизм, приводящий к появлению таких особенностей, соответствует треугольной диаграмме, изображенной на рис. 7. Весь процесс  $A(x, xy)B$  в этом случае сводится к трем виртуальным реакциям: распаду ядра  $A$  на виртуальные частицы  $B'$  и  $y'$

$$A \rightarrow B' + y', \quad (5,1)$$

упругому рассеянию налетающей частицы  $x$  на виртуальной частице

$$x + y' \rightarrow x + y' \quad (5,2)$$

и реакции, приводящей к образованию конечных частиц  $B$  и  $y$ :

$$B' + y' \rightarrow B + y. \quad (5,3)$$

Амплитуды реакций (5,1) — (5,3) мы обозначим соответственно через  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ . Тогда согласно общим формулам (2,20) и (2,21) выражение для амплитуды процесса  $A(x, xy)B$ , отвечающее треугольной диаграмме рис. 7, будет иметь вид

$$M_{\Delta} = -i \frac{m_{y'}^2 m_{B'}}{2\pi^4} \int \frac{M_1 M_2 M_3 d^3k_{y'} dE_{y'}}{(k_{y'}^2 - 2m_{y'}E_{y'} - i\eta)(k_{y'}^2 - 2m_{y'}E_{y'} - i\eta)(k_{B'}^2 - 2m_{B'}E_{B'} - i\eta)}. \quad (5,4)$$

Здесь  $k_{y'}$ ,  $E_{y'}$  — импульс и энергия виртуальной частицы  $y'$  после рассеяния (5,2), знак интеграла включает в себя также суммирование по проекциям спинов виртуальных частиц.

Каждая из амплитуд  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  зависит от кинематических переменных виртуальных частиц. Поскольку, однако, нас интересует поведение амплитуды  $M$  вблизи особенности, мы можем считать  $M_1$ ,  $M_2$  и  $M_3$  константами (см. раздел II). В этом приближении интеграл может быть вычислен. В дальнейшем нам будет удобно вместо переменных  $s_{By}$  и  $t_{xx}$  воспользоваться безразмерными переменными  $\xi$  и  $\lambda$ , определенными следующим образом. Пусть  $E$  есть кинетическая энергия конечных частиц  $B$  и  $y$  в системе их центра масс, а  $Q$  — энергия, выделяющаяся в виртуальной реакции (5,3):

$$Q = m_{B'} + m_{y'} - m_B - m_y. \quad (5,5)$$

Тогда

$$\xi = \frac{E - Q}{\varepsilon}, \quad (5,6)$$

где

$$\varepsilon = m_{B'} + m_{y'} - m_A. \quad (5,7)$$

Переменная  $\lambda$  связана с импульсом  $\mathbf{k}$ , передаваемым в рассеянии (5,2):

$$\mathbf{k} = \mathbf{p}'_x - \mathbf{p}_x, \quad (5,8)$$

$$\lambda = \frac{m_{B'}^2 k^2}{m_A^2 \varkappa^2}, \quad (5,9)$$

$$\varkappa^2 = 2m_{B'y'}\xi. \quad (5,10)$$

В переменных  $\zeta, \lambda$  выражение для амплитуды реакции имеет вид

$$M_{\Delta} = C f_{\Delta}(\zeta, \lambda), \quad (5,11)$$

где фактор  $C$  зависит от проекций спинов начальных и конечных частиц, и

$$f_{\Delta}(\zeta, \lambda) = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{(\sqrt{\zeta} - \sqrt{\lambda})^2 + 1}{(\sqrt{\zeta} + \sqrt{\lambda})^2 + 1} + i \operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{\lambda}}{\zeta - \lambda + 1} \right], \quad \zeta \geq 0, \quad (5,12)$$

$$f_{\Delta}(\zeta, \lambda) = \frac{2i}{\sqrt{\lambda}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\lambda}}{1 + \sqrt{-\zeta}}, \quad \zeta < 0, \quad (5,13)$$

причем

$$0 < \operatorname{arctg} X < \pi. \quad (5,14)$$

Функция  $f_{\Delta}$  имеет две особенности: корневую точку ветвления

$$\zeta_0 = 0 \quad (5,15)$$

(так называемый нормальный порог) и логарифмическую  $\zeta_{\Delta}$ , положение которой зависит от величины переданного импульса  $k^2$ , т. е. от переменной  $\lambda$ :

$$\zeta_{\Delta} = \lambda - 1 + 2i\sqrt{\lambda}, \quad \lambda > 0. \quad (5,16)$$

Если рассматривать  $f_{\Delta}$  как функцию  $\lambda$ , то по этой переменной имеется только одна особенность — логарифмическая точка ветвления

$$\lambda_{\Delta} = \zeta - 1 + 2i\sqrt{\zeta}. \quad (5,17)$$

В амплитуду реакции  $A(x, xy)B$ , кроме треугольной, дают вклад и другие диаграммы (в частности, рассмотренная ранее полюсная). Поэтому полную амплитуду реакции  $M$  следует записать в виде

$$M = M_{\Delta} + M_R, \quad (5,18)$$

где  $M_R$  обозначает вклад всех других диаграмм. Об относительной величине  $|M_{\Delta}|$  и  $|M_R|$ , как правило, бывает трудно высказать определенное теоретическое суждение, но выделение амплитуды  $M_{\Delta}$  вблизи  $\zeta_{\Delta}$  можно осуществить экспериментально, основываясь на том, что в этой области  $M_R$  должно меняться значительно медленнее, чем  $M_{\Delta}$ , и потому может считаться константой.

Дифференциальное сечение, усредненное и просуммированное по проекциям спинов начальных и конечных частиц, может быть записано в виде

$$\frac{\partial^2 \bar{\sigma}}{\partial \zeta \partial \lambda} = N \sqrt{\zeta} |f(\zeta, \lambda)|^2, \quad (5,19)$$

где  $N$  — не зависящая от  $\zeta$  и  $\lambda$  постоянная (при условии  $\zeta < \frac{mBy}{\xi}$ ,  $\lambda \ll m_x^2/x^2$ ),

$$|f(\zeta, \lambda)|^2 = |f_{\Delta}|^2 + 2a \operatorname{Re} f_{\Delta} + 2b \operatorname{Im} f_{\Delta} + c^2, \quad (5,20)$$

$a, b, c^2$  — действительные константы. Если амплитуды  $M_{\Delta}$  и  $M_R$  не зависят от ориентации спинов участвующих в реакции частиц, то число независимых констант равно двум (в этом случае  $c^2 = a^2 + b^2$ ).

#### Наблюдение комплексной особенности

Константы  $a, b, c^2$  должны быть определены из опытных данных по значению дифференциального сечения в трех произвольных точках плоскости  $(\zeta, \lambda)$ , после чего полученная поверхность должна уже описать

всю поверхность  $\partial^2 \bar{\sigma} / \partial \zeta \partial \lambda$  (подчеркнем, что это означает описание с помощью не более чем трех параметров всевозможных кривых, отвечающих различным сечениям поверхности). Чтобы представить себе степень остроты зависимостей, обусловленных формулой (5,20), целесообразно построить для каждого из трех первых слагаемых в (5,20) линии уровней (горизонталы, т. е. кривые в плоскости  $(\zeta, \lambda)$ , вдоль которых соответствующая функция от  $\zeta$  и  $\lambda$  остается постоянной. Линии уровней поверхностей  $|f_\Delta|^2$  и  $\text{Re } f_\Delta$  приведены соответственно на рис. 15 и 16, заимствованных из работы <sup>29</sup>.

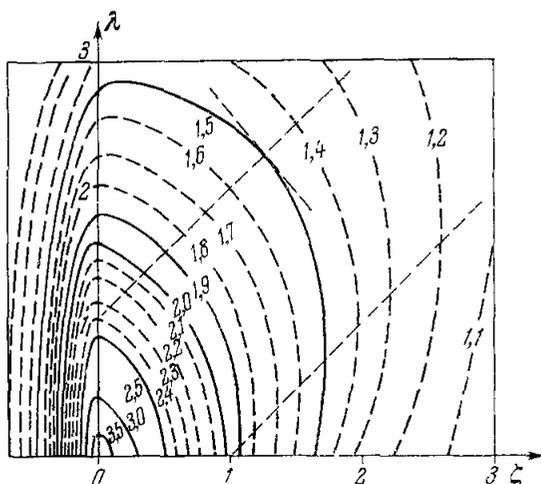


Рис. 15. Карта горизонталей поверхности  $|f_\Delta(\zeta, \lambda)|^2$ .

что для обнаружения зависимостей, обусловленных комплексной особенностью, далеко не всегда сечения плоскостями  $\lambda = \text{const}$  или  $\zeta = \text{const}$  являются оптимальными. В частности, если доминирующий вклад в (5,20) дают члены  $|f_\Delta|^2 + 2b \text{Im } f_\Delta$ , то наиболее заметная иррегулярность будет проявляться при сечении вертикальной плоскостью по прямой, ортогональной линии

$$\lambda = \zeta + 1, \quad (5,21)$$

представляющей собой проекцию траектории (5,16) комплексной особенности  $\zeta_\Delta$  на плоскость  $(\zeta, \lambda)$ . Если же доминирующий вклад дает член  $2a \text{Re } f_\Delta$ , то наиболее быстрое изменение будет иметь кривая, получающаяся при сечении вертикальной плоскостью вдоль прямой, ортогональной проекции траектории (5,17) комплексной особенности  $\lambda_\Delta$ :

$$\zeta = \lambda + 1. \quad (5,22)$$

Зависимость дифференциального сечения от кинематических переменных  $k^2$  и  $E$  будет тем резче, чем меньше  $k^2$  и  $E$ . Это обстоятельство есть следствие приближения комплексной особенности  $k_\Delta^2$  или  $E_\Delta$  к плоскости  $(k^2, E)$ , на которой находится физическая область.

Другим важным фактором, способствующим экспериментальному обнаружению комплексной особенности, являются возможно большие раз-

ты зависимостей, обусловленных формулой (5,20), целесообразно построить для каждого из трех первых слагаемых в (5,20) линии уровней (горизонталы, т. е. кривые в плоскости  $(\zeta, \lambda)$ , вдоль которых соответствующая функция от  $\zeta$  и  $\lambda$  остается постоянной. Линии уровней поверхностей  $|f_\Delta|^2$  и  $\text{Re } f_\Delta$  приведены соответственно на рис. 15 и 16, заимствованных из работы <sup>29</sup>.

Поверхность  $\text{Im } f_\Delta$  очень близка по своей структуре к поверхности  $|f_\Delta|$  (что связано с тем, что в рассматриваемой области значений  $\zeta, \lambda$  основной вклад в  $|f_\Delta|$  дает  $\text{Im } f_\Delta$ ). Из рис. 15 и 16 видно,

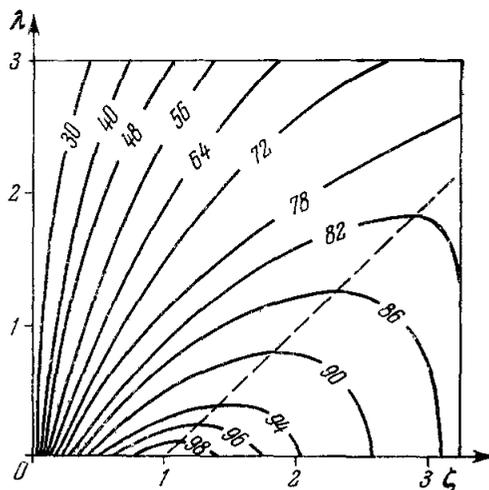


Рис. 16. Карта горизонталей поверхности  $\text{Re } f_\Delta(\zeta, \lambda)$   
(Цифры, указывающие высоту горизонталей, равны  $100 \text{Re } f_\Delta$ .)

меры физической области. Эти последние увеличиваются по мере роста кинетической энергии начальных частиц. В частности, при

$$\sqrt{s_{Ax}} - m_A - m_x \gg \epsilon \tag{5,23}$$

становится доступной область наиболее быстрого изменения  $\text{Re } f_\Delta$ , а при

$$\sqrt{s_{Ax}} - m_A - m_x \gg \frac{(\alpha\epsilon + \epsilon + Q)^2}{4\alpha\epsilon}, \quad \alpha = \frac{m_{B'} m_{Ax}}{m_B^2} \tag{5,24}$$

в физическую область попадает отрезок прямой (5,24). Отметим, что, поскольку  $\epsilon$  для большинства ядер не превышает  $10 \text{ Мэв}$ , кинетические энергии порядка  $100 \text{ Мэв}$  в системе центра масс реакции уже достаточны для экспериментального обнаружения комплексной особенности, отвечающей диаграмме рис. 7.

Наблюдение «каспа»

Рассмотрим теперь, как скажется на поведении сечения наличие корневой особенности (5,15). Эта точка находится в физической области только в том случае, когда  $Q \geq 0$ , т. е. когда виртуальная реакция (5,3) экзотермична или когда она является упругим рассеянием. Примером экзотермичной виртуальной реакции (5,3) может служить процесс неупругого

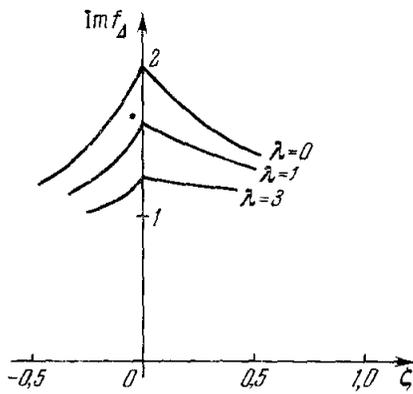


Рис. 17. Сечение поверхности  $\text{Im } f_\Delta(\zeta, \lambda)$  вертикальными плоскостями  $\lambda = \text{const.}$

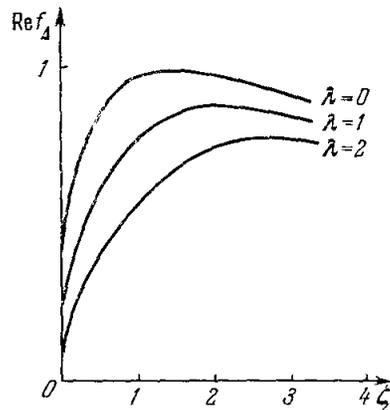


Рис. 18. Сечение поверхности  $\text{Re } f_\Delta(\zeta, \lambda)$  вертикальными плоскостями  $\lambda = \text{const.}$

рассеяния с «гашением» возбуждения, т. е. случай, когда виртуальная частица  $B'$  (или  $y'$ ) есть возбужденное состояние остаточного ядра  $B$  (или  $y$ ).

В интервале

$$-\frac{Q}{\epsilon} \leq \zeta \leq 0 \tag{5,25}$$

выражение для  $f_\Delta$  определяется формулой (5,13). Как легко видеть, сравнивая (5,12) и (5,13),  $f_\Delta$  непрерывна в точке  $\zeta = 0$ , между тем как ее первая производная терпит в этой точке разрыв:

$$f'_\Delta(\zeta \rightarrow +0) = -\frac{1}{1+\lambda} \left[ \frac{1}{\sqrt{\zeta}} + \frac{2i}{1+\lambda} \right], \tag{5,26}$$

$$f'_\Delta(\zeta \rightarrow -0) = \frac{i}{(1+\lambda)\sqrt{-\zeta}}. \tag{5,27}$$

Скачок производной проявится в дифференциальном сечении в виде характерного пика — «каспа»<sup>30</sup> (см. также<sup>31</sup>), который будет тем острее, чем меньше  $\lambda$ . Равенства (5,26) и (5,27) указывают, как будет меняться форма пика при изменении переданного импульса. Кривые, отвечающие сечению поверхностей  $\text{Im } f_{\Delta}$  и  $\text{Re } f_{\Delta}$  вертикальными плоскостями  $\lambda = \text{const}$ , показаны на рис. 17 и 18.

### Реакция $d(p, p)X$

В настоящее время нет ни одного достоверно установленного случая наблюдения движущейся комплексной особенности, отвечающей треугольной диаграмме. Известно, однако, несколько «подозрительных» в этом отношении реакций. Так, Валуевым<sup>32</sup> и независимо Анисовичем и Дахно<sup>33</sup>

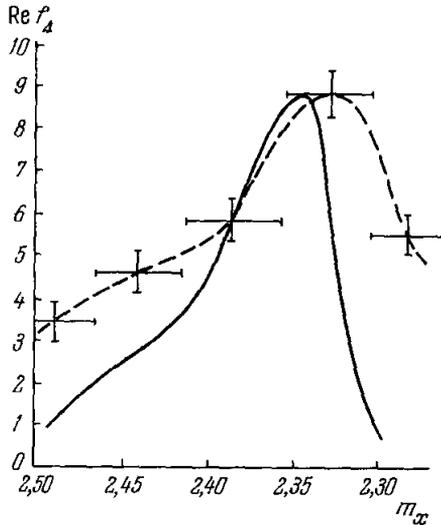
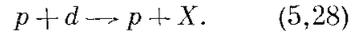


Рис. 19. Спектр недостающей массы в реакции  $p + d \rightarrow p + X$ . Сплошная кривая — треугольная диаграмма.

показано, что экспериментальные данные по реакции  $N(\pi, 2\pi)N$ , ранее интерпретировавшиеся как доказательство существования двухпионного  $ABC$ -резонанса, могут быть объяснены особенностью треугольной диаграммы. Такого же рода пример, относящийся к области ядерных реакций, был рассмотрен Далькаровым<sup>34</sup>, теоретически исследовавшим реакцию



Здесь буквой  $X$  обозначена совокупность частиц с суммарным барионным зарядом 2, не регистрировавшихся в эксперименте, выполненном Беллетини с сотрудниками<sup>35</sup>. Эти авторы установили наличие четко выраженного максимума шириной около  $250 \text{ Мэв}$  в спектре недостающей

массы  $m_x$ , т. е. в зависимости дифференциального сечения от переменной

$$\sqrt{s_x} = \sqrt{P_x^2} = [(P_p + P_d - P'_p)^2]^{1/2}, \quad (5,29)$$

которая, как легко видеть, совпадает с переменной  $\sqrt{s_{Bq}}$ , фигурировавшей в предыдущем рассмотрении. Эксперимент был выполнен при малых передаваемых импульсах  $k$ . Именно,

$$10^{-3} < t_{pp} (\text{Гэв}/c)^2 < 10^{-1}. \quad (5,30)$$

На рис. 19 нанесены экспериментальные данные, полученные в работе<sup>35</sup> при  $t_{pp} = 10^{-2} (\text{Гэв}/c)^2$  (пунктирная кривая проведена по экспериментальным точкам). Сплошная кривая представляет собой результат теоретического расчета  $\text{Re } f_{\Delta}$  для треугольной диаграммы, показанной на рис. 20.

Согласно этой диаграмме механизм рассматриваемой реакции состоит в том, что налетающий протон в столкновении с одним из нуклонов дейтрона образует изобару  $N^*$ , которая в дальнейшем неупруго рассеивается на другом нуклоне. Сплошная кривая на рис. 19 получена в предположении, что  $N^*$  есть изобара с массой  $(1,40 \pm 0,01) \text{ Гэв}$  и шириной  $\Gamma = 200 \text{ Мэв}$  (эта изобара наблюдалась той же группой экспериментаторов

в реакции  $p + p \rightarrow p + N^*$  и отвечающий ей максимум в спектре недостающей массы при малых  $t_{pp}$  был выражен лучше других изобарных пиков). Отметим еще, что в теоретическом расчете, представленном сплошной кривой на рис. 19, амплитуда виртуального распада  $d \rightarrow p + n$  не считалась константой — был принят во внимание формфактор дейтрона, обусловленный ненулевым радиусом действия ядерных сил между нуклонами. Учет этой поправки не меняет, однако, основного результата.

Как видно из рис. 19, механизм, отвечающий треугольной диаграмме рис. 20, действительно может объяснить наблюдавшийся экспериментально максимум. Однако этот же максимум может быть объяснен другой гипотезой, а именно, существованием двухнуклонного резонанса с массой  $(2,33 \pm 0,01) G\text{эв}$ . Выбор между указанными двумя возможностями должен быть осуществлен с помощью дальнейших экспериментов: в случае механизма, отвечающего треугольной диаграмме, максимум на кривой рис. 19 будет передвигаться с изменением  $t_{pp}$ , если же справедлива гипотеза о двухнуклонном резонансе, то положение максимума не будет зависеть от значений этой переменной (заметим, что точность содержащихся в <sup>35</sup> данных, полученных при разных значениях  $t_{pp}$ , недостаточна для решения вопроса).

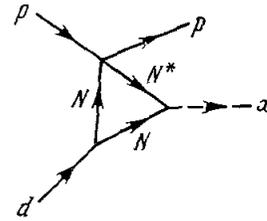


Рис. 20. Треугольная диаграмма для реакции  $d(p, p)X$ .

### VI. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В заключение остановимся на соотношении между приближениями, использованными выше, и хорошо известными результатами Ватсона <sup>36</sup> и Мигдала <sup>37</sup> по учету взаимодействия в конечном состоянии.

Как уже отмечалось выше, исходным в нашем рассмотрении являлось предположение о близости к особенности и сравнительно медленном изменении в этой точке амплитуд виртуальных процессов. Ватсон и Мигдал, наоборот, рассматривают случай, когда зависимости амплитуды от кинематических переменных, обусловленные самим механизмом процесса, являются слабыми сравнительно с зависимостью амплитуды виртуальной реакции (5,3) от переменной  $E$ .

Из всего изложенного можно заключить, что перспективы идентификации механизма реакции и, в частности, выяснения роли так называемого взаимодействия в конечном состоянии посредством экспериментального обнаружения движущейся логарифмической и корневой точек ветвления амплитуды, отвечающей треугольной диаграмме, представляются вполне реальными при достаточно больших энергиях налетающих частиц. В настоящее время в этом направлении сделаны лишь первые пробные шаги.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Колыбасов, Ядерная физика 3, 729 (1966).
2. А. О. Вайсенберг, Э. Д. Калгаева, И. В. Рабин, ЖЭТФ 47, 1962 (1964); Phys. Letts 2, 110 (1962).
3. И. С. Шаниро, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, vol. 1, pp. 313—319, Paris, 1964.
4. S. Ozaki, R. Weinstein, G. Glass, E. Loh, L. Neimala, A. Wattenberg, Phys. Rev. Letts 4, 533 (1960).
5. T. Ericson, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, CERN, 1963, стр. 47.
6. Д. Уилкинсон, УФН 84, 451 (1964).
7. В. М. Колыбасов, Ядерная физика 3, 965 (1966).

8. Л. Д. Ландау, Nucl. Phys. 15, 261 (1960).
  9. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, В. С. Попов, ЖЭТФ 42, 1636 (1962).
  10. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, В. С. Попов, ЖЭТФ 43, 2291 (1962).
  11. Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский, В. С. Попов, ЖЭТФ 43, 1914 (1962).
  12. И. С. Шапиро, Теория прямых ядерных реакций, М., Госатомиздат, (1963); «Selected topics in Nuclear theory», pp. 85—154, Vienna, 1963.
  13. S. B. Treiman, C. N. Yang, Phys. Rev. Letts 8, 140 (1962).
  14. И. С. Шапиро, В. М. Колыбасов, I. P. Aугем, Nucl. Phys. 61, 353 (1965).
  15. В. М. Колыбасов, Nucl. Phys. 68, 8 (1965).
  16. В. М. Колыбасов, Препринт, ИТЭФ № 425 (1966).
  17. И. С. Шапиро, В. М. Колыбасов, Письма ЖЭТФ 4, 329 (1966).
  18. L. J. Gutay, J. E. Lanutti, P. L. Сонка, M. J. Моравсик, M. D. Scadron, Phys. Letts 16, 343 (1965).
  19. C. Zemach, Phys. Rev. 140B, 109 (1965).
  20. И. С. Шапиро, С. Ф. Тимашев, Ядерная физика 2, 445 (1965).
  21. P. Thomas, G. Raic, V. Valovic, M. Serineo, J. Slans, D. Rendic, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, vol. 2, p. 955, Paris, 1964.
  22. В. М. Колыбасов, Н. Я. Смородинская, Ядерная физика 5, 777 (1967).
  23. G. Tibelli, O. Sundberg, P. Renberg, Arkiv für fysik 25, 433 (1964).
  24. T. Yuasa, E. Hourany, Phys. Letts 18, 146 (1965).
  25. E. E. Maslin, J. E. Price, J. R. Risser, Nucl. Phys. 71, 433 (1965).
  26. P. L. Reeder, S. S. Markowitz, Phys. Rev. 133, B639 (1964).
  27. В. М. Колыбасов, Ядерная физика 2, 144 (1965).
  28. D. Vachelier et al., Direct Interactions and Nuclear reactions mechanisms, p. 1141, Gordon and Breach Publ., New York — London, 1963.
  29. Э. И. Дубовой, И. С. Шапиро, ЖЭТФ 51, 1251 (1966).
  30. А. И. Базь, ЖЭТФ 33, 923 (1957).
  31. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика М., Физматгиз, 1963, стр. 653.
  32. Б. Н. Валуев, ЖЭТФ 47, 649 (1964).
  33. В. В. Анисович, А. Г. Дахно, ЖЭТФ 46, 1152 (1964).
  34. О. Д. Далькаров, Письма ЖЭТФ 3, 150 (1966).
  35. G. Belletini, G. Sossioni, R. A. Diddens et al., Phys. Letts 18, 167 (1965).
  36. K. M. Watson, Phys. Rev. 88, 1163 (1952).
  37. А. В. Мигдал, ЖЭТФ 28, 3 (1955).
-