

Л. Д. БЛОХИНЦЕВ, Э. И. ДОЛИНСКИЙ, В. В. ТУРОВЦЕВ

О ДИАГРАММНОМ ПОДХОДЕ К ТЕОРИИ ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Изучается связь между матричными элементами прямых ядерных реакций в обычном формализме, использующем волновые функции, и в диаграммном подходе. Для реакций срыва (подхвата), неупругого рассеяния, выбивания и двойной передачи при определенном выборе вершинных функций на диаграммах матричные элементы этих двух методов совпадают. Обсуждается вопрос о вершинных функциях, которые следует использовать в последовательном диаграммном подходе.

I. В обычном широко распространенном подходе к теории прямых ядерных реакций (ПЯР) [1] амплитуды реакций выражаются через ядерволновые функции и потенциалы взаимодействия между частицами. С другой стороны, в настоящее время развивается диаграммный подход к ПЯР (см., например, [2—11]). В этом подходе матричные элементы ПЯР записываются в виде нерелятивистских диаграмм Фейнмана (или суммы нескольких диаграмм), амплитуды которых имеют ближайшие к физической области реакции особенности по инвариантным кинематическим переменным; вершинам диаграмм отвечают феноменологические вершинные функции.

В настоящей работе выясняются связи между этими двумя методами расчета амплитуд ПЯР.

Рассмотрены наиболее типичные ПЯР — срыв (подхват), неупругое рассеяние, выбивание и двойная передача. Для всех рассмотренных случаев показано, что борновские матричные элементы, записанные на языке волновых функций и потенциалов, в точности совпадают с амплитудами соответствующих диаграмм Фейнмана при определенном выборе вершинных функций на диаграммах. При этом четырехлучевые вершинные функции, описывающие упругое двухчастичное рассеяние или распад типа $A \rightarrow a + b + c$, получаются с помощью некоторых приближений из точных выражений для вершинных функций нерелятивистской потенциальной теории, которые следует использовать в последовательном диаграммном подходе.

II. В этом разделе рассматривается связь между фейнмановскими диаграммами и борновскими амплитудами реакций (I) подхвата (срыва), (II) неупругого рассеяния и (III) выбивания

$$P + A \rightarrow D + B, \quad (I)$$

$$P + A \rightarrow P' + A^*, \quad (\text{II})$$

$$P + A \rightarrow N + C. \quad (\text{III})$$

Одной из наиболее широко используемых моделей для расчета амплитуд реакций (I)–(III) в обычной теории ядерных реакций является модель трех тел [1]. В этой модели предполагается, что имеются три ядерные частицы P , N и B , взаимодействие между которыми описывается потенциалами U_{PN} , U_{PB} и U_{NB} , зависящими от расстояний между центрами масс этих частиц*. Предполагается, что внутренние состояния частиц P , N и B не изменяются в процессе реакции, т. е. что все они ведут себя подобно нуклонам, структура которых не играет роли при рассмотрении ядерных реакций при низких и средних энергиях. Частицы A , D и C рассматриваются как составные, состоящие из частиц P , N и B : $A = B + N$, $D = P + N$, $C = B + P$. Основному (A) и возбужденному (A^*) состояниям ядра — мишени в реакции (II) отвечают различные состояния относительного движения частиц B и N .

Введем обозначения: $\vec{r}_{ik} = \vec{r}_i - \vec{r}_k$ — относительный радиус-вектор частиц i и k ; m_i , E_i , \vec{k}_i — соответственно масса, кинетическая энергия и импульс частицы i ; $\vec{q}_{ik} = (m_k \vec{k}_i - m_i \vec{k}_k) / (m_i + m_k)$ — импульс относительного движения частиц i и k ; $\mu_{ik} = m_i m_k / (m_i + m_k)$; $\vec{q}_{l, ik} = [(m_i + m_k) (\vec{k}_l - m_l (\vec{k}_i + \vec{k}_k)) / (m_i + m_k + m_l)]$; $\mu_{l, ik} = m_l (m_i + m_k) / (m_i + m_k + m_l)$; $\varphi_n(\vec{r}_{ik})$ — волновая функция внутреннего состояния составной частицы n , состоящей из частиц i и k ; $\varepsilon_n = m_i + m_k - m_n$ — энергия связи частицы n .

В этих обозначениях (при $\hbar = c = 1$) матричные элементы реакций (I, II, III) в борновском приближении имеют вид [1]

$$B^{(\text{I, II, III})} = \langle \Phi_f^{(\text{I, II, III})} | U_i | \Phi_i \rangle = \langle \Phi_f^{(\text{I, II, III})} | U_f^{(\text{I, II, III})} | \Phi_i \rangle, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_i &= e^{i\vec{q}_{PA} \vec{r}_{PA}} \varphi_A(\vec{r}_{NB}), \quad \Phi_f^{(\text{I})} = e^{i\vec{q}_{DB} \vec{r}_{DB}} \varphi_D(\vec{r}_{PN}), \\ \Phi_f^{(\text{II})} &= e^{i\vec{q}_{P'A^*} \vec{r}_{P'A^*}} \varphi_{A^*}(\vec{r}_{NB}), \quad \Phi_f^{(\text{III})} = e^{i\vec{q}_{NC} \vec{r}_{NC}} \varphi_C(\vec{r}_{PB}), \\ U_i &= U_f^{(\text{I})} = U_{PN} + U_{PB}, \quad U_f^{(\text{II})} = U_{NB} + U_{PB}, \\ U_f^{(\text{III})} &= U_{PN} + U_{NB}. \end{aligned}$$

Отсюда для реакции (I) получаем

$$\begin{aligned} B^{(\text{I})} &= B_{PN}^{(\text{I})} + B_{PB}^{(\text{I})}, \quad (2) \\ B_{PN}^{(\text{I})} &= \int e^{-i\vec{q}_{DB} \vec{r}_{DB}} \varphi_D^*(\vec{r}_{PN}) U_{PN}(\vec{r}_{PN}) e^{i\vec{q}_{PA} \vec{r}_{PA}} \varphi_A(\vec{r}_{NB}) \vec{dr}_{PN} \vec{dr}_{DB} = \\ &= \int e^{i\left(\vec{q}_{PA} - \frac{m_P}{m_D} \vec{q}_{DB}\right) \vec{r}_{PN}} U_{PN}(\vec{r}_{PN}) \varphi_D^*(\vec{r}_{PN}) \vec{dr}_{PN} \times \\ &\quad \times \int e^{-i\left(\vec{q}_{DB} - \frac{m_B}{m_A} \vec{q}_{PA}\right) \vec{r}_{NB}} \varphi_A(\vec{r}_{NB}) \vec{dr}_{NB}. \end{aligned}$$

* Для простоты частицы P , N и B считаются бесспиновыми. Учет спинов не представляет труда и не меняет полученных ниже выводов.

Воспользовавшись уравнением Шредингера

$$\left(-\frac{1}{2\mu_{PN}} \Delta \vec{r}_{PN} + U_{PN} + \varepsilon_D\right) \varphi_D = 0$$

и введя вершинные функции W_n , с помощью соотношения

$$W_n(\vec{q}_{ik}) = -\left(\frac{\vec{q}_{ik}^2}{2\mu_{ik}} + \varepsilon_n\right) \psi_n(\vec{q}_{ik}), \quad (3)$$

$$\psi_n(\vec{q}) = \int e^{-i\vec{q}\vec{r}} \varphi_n(\vec{r}) dr$$

получаем

$$B_{PN}^{(1)} = \frac{W_A(\vec{q}_{NB}) W_D^*(\vec{q}_{PN})}{E_N - \frac{\vec{k}_N^2}{2m_N}},$$

где E_N и \vec{k}_N — кинетическая энергия и импульс передаваемой частицы N :
 $E_N = E_A - E_B - \varepsilon_A = E_D - E_P - \varepsilon_D$, $\vec{k}_N = \vec{k}_A - \vec{k}_B = \vec{k}_D - \vec{k}_P$.

Таким образом, как впервые было отмечено Амадо [2], матричный элемент $B_{PN}^{(1)}$, отвечающий механизму подхвата, может быть записан в виде полной диаграммы Фейнмана (рис. 1, а), вершинам I и II которой соответствуют вершинные функции W_A и W_D^* .

Вершинные части $W_n(\vec{q}_{ik})$ совпадают с определенными в [7, 8, 11]. Они отвечают ситуации, когда волновая функция частицы n может быть строго представлена в виде произведения внутренних волновых функций частиц i и k на функцию их относительного движения; в общем случае определение вершинной части должно включать спектроскопический фактор. Величина $W_n(\vec{q}_{ik})$ является матричным элементом * процесса $n \rightarrow i + k$.

Рассмотрим амплитуду $B_{PB}^{(1)}$ в выражении (2):

$$B_{PB}^{(1)} = \int e^{-i\vec{q}_{DB}\vec{r}_{DB}} \varphi_D^*(\vec{r}_{PN}) U_{PB}(\vec{r}_{PB}) e^{i\vec{q}_{PA}\vec{r}_{PA}} \varphi_A(\vec{r}_{NB}) \vec{dr}_{PN} \vec{dr}_{DB}.$$

Записав

$$\varphi_A(\vec{r}_{NB}) = (2\pi)^{-3} \int e^{i\vec{q}_{NB}\vec{r}_{NB}} \psi_A(\vec{q}_{NB'}) \vec{dq}_{NB'},$$

и вводя обозначения

$$\vec{q}_{DB} + \frac{m_N}{m_A} \vec{q}_{PA} - \vec{q}_{NB'} = \vec{q}_{P'N}, \quad \vec{q}_{DB} - \frac{m_B}{m_A} \vec{q}_{PA} - \vec{q}_{NB'} = \vec{q},$$

$$V_{ik}(\vec{q}) = \int e^{-i\vec{q}\vec{r}} U_{ik}(\vec{r}) \vec{dr}, \quad (4)$$

* Матричный элемент $M_{i \rightarrow f}$ для произвольного процесса связан с S -матрицей соотношением

$$S_{i \rightarrow f} = \delta_{if} - i(2\pi)^4 M_{i \rightarrow f} \delta(\vec{P}_i - \vec{P}_f) \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_j + Q),$$

где $\vec{P}_{i(f)}$, $\varepsilon_{i(f)}$, $M_{i(f)}$ — соответственно суммарные импульсы, кинетическая энергия и масса для начального (конечного) состояния; $Q = M_i - M_f$.

получаем

$$B_{PB}^{(1)} = (2\pi)^{-3} \int \vec{dq}_{NB'} \frac{W_A(\vec{q}_{NB'}) W_D^*(\vec{q}_{P'N}) V_{PB}(\vec{q})}{\left(\frac{\vec{q}_{NB'}^2}{2\mu_{NB}} + \varepsilon_A\right) \left(\frac{\vec{q}_{P'N}^2}{2\mu_{PN}} + \varepsilon_D\right)}.$$

Наконец, воспользовавшись тождеством

$$\begin{aligned} & \left\{ \left(\frac{\vec{q}_{NB'}^2}{2\mu_{NB}} + \varepsilon_A \right) \left(\frac{\vec{q}_{P'N}^2}{2\mu_{PN}} + \varepsilon_D \right) \right\}^{-1} = \\ & = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} dE_N \left\{ \left(E_N - \frac{\vec{k}_N^2}{2m_N} + i\eta \right) \left(E_{P'} - \frac{\vec{k}_{P'}^2}{2m_P} + i\eta \right) \times \right. \\ & \quad \left. \times \left(E_{B'} - \frac{\vec{k}_{B'}^2}{2m_B} + i\eta \right) \right\}^{-1}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} E_{P'} &= E_D - E_N - \varepsilon_D, \quad E_{B'} = E_A - E_N - \varepsilon_A, \\ \vec{k}_{P'} &= \vec{k}_D - \vec{k}_N, \quad \vec{k}_{B'} = \vec{k}_A - \vec{k}_N, \end{aligned}$$

преобразуем $B_{PB}^{(1)}$ так:

$$B_{PB}^{(1)} = i (2\pi)^{-4} \int \vec{dk}_N dE_N \frac{W_A(\vec{q}_{NB'}) W_D^*(\vec{q}_{P'N}) V_{PB}(\vec{q})}{\left(E_N - \frac{\vec{k}_N^2}{2m_N} + i\eta \right) \left(E_{P'} - \frac{\vec{k}_{P'}^2}{2m_P} + i\eta \right) \left(E_{B'} - \frac{\vec{k}_{B'}^2}{2m_B} + i\eta \right)}. \quad (5)$$

Выражение (5) может быть интерпретировано как амплитуда треугольной диаграммы (рис. 1, б), вершинам I, II и III, которой отвечают вершинные функции W_A , W_D^* и V_{PB} соответственно. Виртуальным частицам N , P и B соответствуют импульсы и кинетические энергии (\vec{k}_N, E_N) , $(\vec{k}_{P'}, E_{P'})$ и $(\vec{k}_{B'}, E_{B'})$ (штрих у индекса частицы ставится, чтобы различать на диаграмме две линии, соответствующие одной и той же частице). Вершинная функция $V_{PB}(\vec{q})$ есть борновская амплитуда рассеяния* частиц P и B вне энергетической поверхности:

$$V_{PB}(\vec{q}) = \langle e^{i\vec{q}P'B} \vec{r}_{PB} | U_{PB}(\vec{r}_{PB}) | e^{i\vec{q}PB} \vec{r}_{PB} \rangle,$$

$\vec{q} = \vec{q}_{P'B} - \vec{q}_{PB}$ — переданный при рассеянии импульс.

Матричный элемент (5) и соответствующая ему диаграмма рис. 1, б отвечают механизму, который естественно называть «тяжелым выбиванием» (если B — тяжелый остов, а P и N — легкие частицы). Таким образом, борновский матричный элемент реакции (I) представляется

* Амплитуда $V(\vec{q})$ связана с борновской амплитудой рассеяния $f^B(\vec{q})$ в обычной нормировке ($|f|^2 = d\sigma/d\Omega$) соотношением:

$$f^B(\vec{q}) = -\frac{\mu}{2\pi} V(\vec{q}).$$

в виде суммы амплитуд полюсной (рис. 1, а) и треугольной (рис. 1, б) диаграмм, отвечающих механизмам подхвата и тяжелого выбивания. Амплитуда подхвата $B_{PN}^{(I)}$ имеет полюсную особенность по переменной $t_{DP} = -(\vec{k}_D - \vec{k}_P)^2 + 2m_N(E_D - E_P)$ и дает направленное вперед угловое распределение D (относительно P). Амплитуда $B_{PB}^{(I)}$ имеет аномальную логарифмическую особенность [5] по переменной $u_{PB} = -(\vec{k}_P - \vec{k}_B)^2 + 2(m_P - m_B)(E_P - E_B)$; определяемое ею угловое распределение характеризуется максимумом под большими углами.

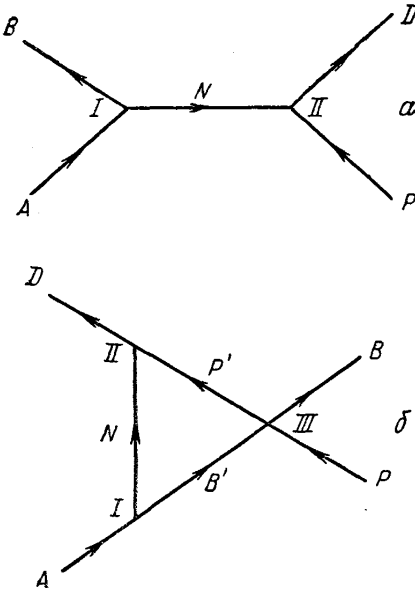


Рис. 1

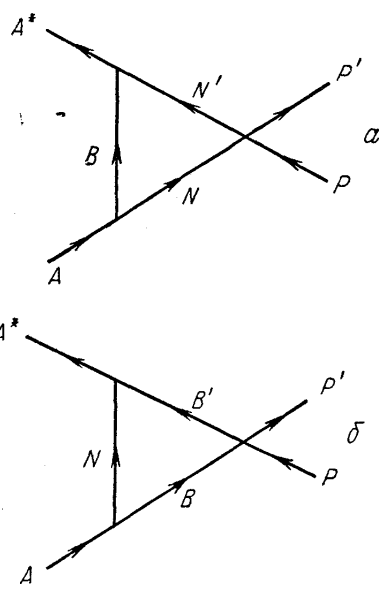


Рис. 2

Перейдем к реакции неупругого рассеяния (II). Исходя из выражения (1) для борновского матричного элемента этой реакции $B^{(II)}$ и действуя аналогично предыдущему, получим

$$B^{(II)} = B_{PN}^{(II)} + B_{PB}^{(II)},$$

$$B_{PN}^{(II)} = i(2\pi)^{-4} \int d\vec{k}_B dE_B \frac{W_A(\vec{q}_{NB}) W_{A^*}(\vec{q}_{N'B}) V_{PN}(\vec{q}_{P'A^*} - \vec{q}_{PA})}{\left(E_B - \frac{\vec{k}_B^2}{2m_B} + i\eta\right) \left(E_N - \frac{\vec{k}_N^2}{2m_N} + i\eta\right) \left(E_{N'} - \frac{\vec{k}_{N'}^2}{2m_N} + i\eta\right)}, \quad (6)$$

$$E_N = E_A - E_B - \epsilon_A, \quad E_{N'} = E_{A^*} - E_B - \epsilon_{A^*},$$

$$\vec{k}_N = \vec{k}_A - \vec{k}_B, \quad \vec{k}_{N'} = \vec{k}_{A^*} - \vec{k}_B.$$

Выражение для $B_{PB}^{(II)}$ получается из (6) заменой индексов $N \leftrightarrow B$, $N' \leftrightarrow B'$. Матричным элементам $B_{PN}^{(II)}$ и $B_{PB}^{(II)}$ отвечают треугольные фейнмановские диаграммы рис. 2, а и 2, б соответственно. В качестве вершинных функций эти диаграммы содержат величины W_A , W_{A^*} и V_{PN} (или V_{PB}). Функции V_{PN} в (6) и V_{PB} в соответствующем выражении для $B_{PB}^{(II)}$ не зависят от переменных интегрирования.

Наконец, рассмотрим реакцию (III).
Для этой реакции легко получить

$$B^{(III)} = B_{PN}^{(III)} + B_{PB}^{(III)},$$

$$B_{PN}^{(III)} = i (2\pi)^{-4} \int \vec{d}k_B dE_B \frac{W_A(\vec{q}_{N'B}) W_C^*(\vec{q}_{P'B}) V_{PN}(\vec{q}_{PN'} - \vec{q}_{P'N})}{\left(E_B - \frac{\vec{k}_B^2}{2m_B} + i\eta\right) \left(E_{N'} - \frac{\vec{k}_{N'}^2}{2m_N} + i\eta\right) \left(E_{P'} - \frac{\vec{k}_{P'}^2}{2m_P} + i\eta\right)} \quad (7)$$

$$(E_{N'} = E_A - E_B - \varepsilon_A, E_{P'} = E_C - E_B - \varepsilon_C, \vec{k}_{N'} = \vec{k}_A - \vec{k}_B, \vec{k}_{P'} = \vec{k}_C - \vec{k}_B),$$

$$B_{PB}^{(III)} = \frac{W_A(\vec{q}_{NB}) W_C^*(\vec{q}_{PB})}{E_B - \frac{\vec{k}_B^2}{2m_B}} \quad (8)$$

$$(E_B = E_A - E_N - \varepsilon_A = E_C - E_P - \varepsilon_C, \vec{k}_B = \vec{k}_A - \vec{k}_N = \vec{k}_C - \vec{k}_P).$$

Выражения (7) и (8) являются амплитудами фейнмановских диаграмм, изображенных на рис. 3, а и 3, б соответственно. Диаграмма рис. 3, а отвечает механизму выбивания частицы N частицей P . Она имеет аномальную треугольную особенность по переменной $t_{PN} = -(\vec{k}_P - \vec{k}_N)^2 + 2(m_P - m_N)(E_P - E_N)$ и дает угловое распределение (N относительно P), направленное вперед. Диаграмма рис. 3, б изображает процесс подхвата частицы B частицей P (при $m_B \gg m_P, m_N$ этот механизм принято называть тяжелым подхватом). Эта диаграмма имеет полюсную особенность по $u_{PC} = -(\vec{k}_P - \vec{k}_C)^2 + 2(m_P - m_C)(E_P - E_C)$; определяемое ею угловое распределение характеризуется максимумом назад.

Мы видим, таким образом, что в рамках модели трех тел борновские матричные элементы для реакций подхвата (I), неупругого рассеяния (II) и выбивания (III) совпадают с амплитудами простейших нерелятивистских фейнмановских диаграмм (полюсных и треугольных). Трехлучевым (распадным) вершинам этих диаграмм отвечают вершинные части (3), четырехлучевым вершинам рассеяния соответствуют вершинные функции (4), являющиеся борновскими амплитудами рассеяния вне энергетической поверхности. Заметим, что в нерелятивистской модели двух тел, взаимодействующих друг с другом с помощью потенциала, выражение (3) является наиболее общим видом вершинной функции для распада (или синтеза) одной частицы на две. Что же касается четырехлучевой вершины рассеяния, то в последовательном диаграммном подходе ей должна отвечать точная амплитуда рассеяния вне массовой поверхности $F(\vec{p}_i, \vec{p}_f; E)$ (см., например, [7]), зависящая от четырех инвариантов, выражающихся через относительные импульсы рассеивающихся частиц до (\vec{p}_i) и после (\vec{p}_f) рассеяния и сохраняющуюся в процессе рассеяния полную кинетическую энергию E в π -системе. Например, для реакции (III) амплитуда выбивания с учетом полной вершины рассеяния M_{PN} получается из $B_{PN}^{(III)}$ (7) заменой $V_{PN}(\vec{q}_{PN'} - \vec{q}_{P'N})$ на $F(\vec{q}_{PN'}, \vec{q}_{P'N}; E_{PN'})$,

$$\text{где} \quad E_{PN'} = E_P + E_{N'} - \frac{(\vec{k}_P + \vec{k}_{N'})^2}{2(m_P + m_N)}.$$

Выполнив в получившемся выражении интегрирование по E_B с помощью вычетов, получим

$$M_{PN} = (2\pi)^{-3} \int \vec{d}\vec{k}_B \psi_A(\vec{q}_{N'B}) \psi_C^*(\vec{q}_{P'B}) F\left(\vec{q}_{PN'}, \vec{q}_{P'N}; \varepsilon - \frac{\vec{q}_{B,PN'}^2}{2\mu_{B,PN}}\right), \quad (9)$$

$$\varepsilon = E_P^u + E_A^u - \varepsilon_A = E_N^u + E_C^u - \varepsilon_C,$$

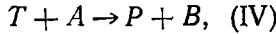
индекс u означает u -систему реакции.

Аналогичные выражения возникают при учете полной вершины рассеяния в амплитудах диаграмм рис. 1, б и 2, а, б. Если в (9) заметить

$$\varepsilon - \frac{\vec{q}_{B,PN'}^2}{2\mu_{B,PN}} \rightarrow \frac{\vec{q}_{PN'}^2}{2\mu_{PN}} \quad \text{или} \quad \varepsilon - \frac{\vec{q}_{B,PN'}^2}{2\mu_{B,PN}} \rightarrow \frac{\vec{q}_{P'N}^2}{2\mu_{PN}},$$

то мы получим матричный элемент выбивания (P, N) в импульсном приближении [1]. Заметим, что эти две замены приводят к несовпадающим выражениям.

III. Рассмотрим реакцию



где T и B — составные частицы: $T = P + N_1 + N_2$, $B = A + N_1 + N_2$; частицы A, P, N_1, N_2 будем считать «элементарными» (подобно частицам B, P, N в предыдущем разделе) и бесспиновыми. Эту реакцию обычно рассматривают как процесс двойной передачи (двойного срыва) частиц N_1 и N_2 от ядра T к ядру B . Примером реакции (IV) может служить реакция (t, p) (T — тритон, N_1, N_2 — нейтроны). В борновском приближении матричный элемент реакции (IV) имеет вид:

$$B = \langle \Phi_f | V_i | \Phi_i \rangle = \langle \Phi_f | V_{N_1 A} + V_{N_2 A} + V_{PA} | \Phi_i \rangle = B_{N_1} + B_{N_2} + B_P, \quad (10)$$

$$\Phi_i = e^{i\vec{q}_{TA}} \vec{r}_{TA} \Phi_T, \quad \Phi_f = e^{i\vec{q}_{PB}} \vec{r}_{PB} \Phi_B,$$

Φ_T, Φ_B — волновые функции внутреннего состояния частиц T и B .

Рассмотрим член B_{N_1} в (10). Если принять для Φ_B модель:

$$\Phi_B = \varphi_{C_1}(\vec{r}_{N_1 A}) \varphi_B(\vec{r}_{N_2 C_1}) \quad (11)$$

$$(C_1 = A + N_1),$$

то выкладки, аналогичные проведенным в разделе II, дают

$$B_{N_1} = -(2\pi)^{-3} \int \vec{d}\vec{k}_{N_2} \frac{W_{C_1}^*(\vec{q}_{N_1 A}) W_B^*(\vec{q}_{N_2 C_1}) \Gamma_T(\vec{q}_{N_1 N_2}; \vec{q}_{P, N_1 N_2})}{\left(\frac{\vec{q}_{N_2 C_1}^2}{2\mu_{N_2 C_1}} + \varepsilon_B\right) \left(\frac{\vec{q}_{N_1 N_2}^2}{2\mu_{N_1 N_2}} + \frac{\vec{q}_{P, N_1 N_2}^2}{2\mu_{P, N_1 N_2}} + \varepsilon_T\right)} =$$

$$= -i(2\pi)^{-4} \int \vec{d}\vec{k}_{N_2} dE_{N_2} \frac{W_{C_1}^*(\vec{q}_{N_1 A}) W_B^*(\vec{q}_{N_2 C_1}) \Gamma_T(\vec{q}_{N_1 N_2}; \vec{q}_{P, N_1 N_2})}{\left(E_{N_1} - \frac{\vec{k}_{N_1}^2}{2m_{N_1}} + i\eta\right) \left(E_{N_2} - \frac{\vec{k}_{N_2}^2}{2m_{N_2}} + i\eta\right) \left(E_{C_1} - \frac{\vec{k}_{C_1}^2}{2m_{C_1}} + i\eta\right)}. \quad (12)$$

Здесь

$$\Gamma_T(\vec{k}, \vec{k}') = \left(\frac{\vec{k}^2}{2\mu_{N_1 N_2}} + \frac{\vec{k}'^2}{2\mu_{P, N_1 N_2}} + \varepsilon_T\right) \int \vec{d}\vec{r} \vec{d}\vec{\rho} e^{-i\vec{k}\vec{r} - i\vec{k}'\vec{\rho}} \Phi_T(\vec{r}, \vec{\rho}), \quad (13)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_{N_1} - \vec{r}_{N_2}, \quad \vec{\rho} = \vec{r}_P - \frac{m_{N_1} \vec{r}_{N_1} + m_{N_2} \vec{r}_{N_2}}{m_{N_1} + m_{N_2}}, \quad \varepsilon_B = m_{C_1} + m_{N_2} - m_B,$$

$$\varepsilon_T = m_P + m_{N_1} + m_{N_2} - m_T, \quad E_{N_1} = E_T - E_P - E_{N_2} - \varepsilon_T,$$

$$E_{C_1} = E_B - E_{N_2} - \varepsilon_B, \quad \vec{k}_{N_1} = \vec{k}_T - \vec{k}_P - \vec{k}_{N_2}, \quad \vec{k}_{C_1} = \vec{k}_B - \vec{k}_{N_2},$$

остальные обозначения те же, что в разделе II.

Выражение (12) является амплитудой диаграммы рис. 4, а, вершинам I и II которой отвечают вершинные функции (3), а вершине III распада частицы T на три частицы P, N_1, N_2 — вершинная функция

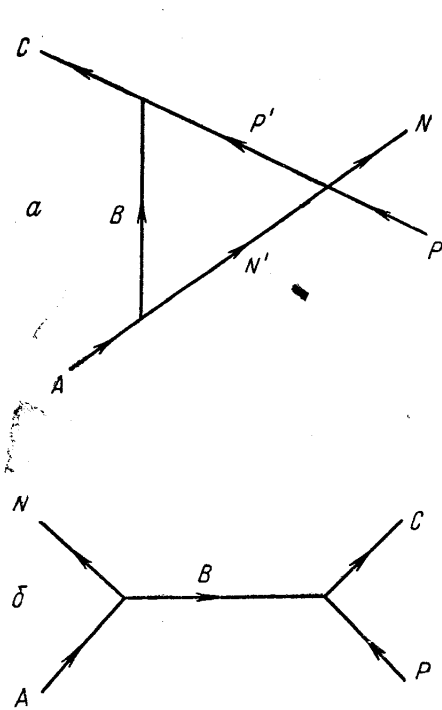


Рис. 3

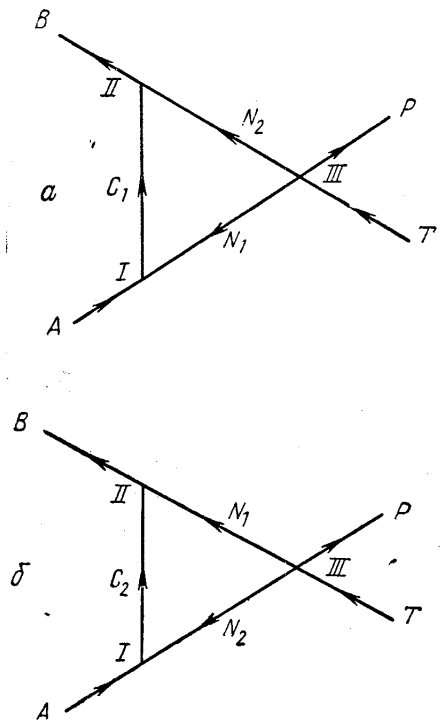


Рис. 4

(13); в случае реакции (t, p) величина (13) совпадает с вершинной функцией, определенной в [11], если пренебречь спинами нуклонов.

Если вместо (11) принять, что

$$\Phi_B = \varphi_{C_2}(\vec{r}_{N_2 A}) \varphi_B(\vec{r}_{N_1 C_2}), \quad (C_2 = A + N_2),$$

то для матричного элемента B_{N_2} получим выражение, отличающееся от (12) заменой индексов $N_1 \rightleftharpoons N_2, C_1 \rightleftharpoons C_2$ и отвечающее диаграмме рис. 4, б. Таким образом, при одном определенном выборе модели для Φ_B , вообще говоря, нельзя представить матричный элемент $B_N = B_{N_1} + B_{N_2}$ в виде суммы двух диаграмм Фейнмана. Однако если $m_B \gg m_{N_1}, m_{N_2}$, то можно принять

$$\Phi_B \approx \varphi_1(\vec{r}_{N_1 A}) \varphi_2(\vec{r}_{N_2 A}); \quad (14)$$

в этом случае B_{N_1} и B_{N_2} одновременно сводятся к амплитудам диаграмм рис. 4, а и 4, б. Если N_1 и N_2 — нуклоны (например, в случае реак-

ций (t, p) , (t, n) , (He^3, n) и др.), то формула (14) отвечает записи волновой функции в модели оболочек; ядро A играет роль остова. (Мы не учитываем явно связи орбитальных моментов N_1 и N_2 в полный момент ядра B ; учет этой связи приведет лишь к появлению в выражениях для матричных элементов дополнительных коэффициентов Клебша—Гордона.)

Матричный элемент $B_N = B_{N_1} + B_{N_2}$ обычно используется при расчетах реакций (t, p) и (He^3, n) [12]. Мы видим, что при определенных предположениях он может быть выражен через амплитуды треугольных фейнмановских диаграмм, четырехлучевым вершинам которых отвечают вершинные функции вида (13). Следует при этом отметить, что выражение (13) не является наиболее общим (в рамках трехчастичной потенциальной модели) видом вершинной функции для распада одной частицы на три: $4 \rightarrow 1+2+3$.

В последовательном диаграммном подходе таким вершинам следует сопоставлять вычет амплитуды трехчастичного рассеяния $(1+2+3 \rightarrow 1+2+3)$, взятой вне массовой поверхности; вычет берется по полной энергии относительного движения трехчастичной системы E в полюсе $E = -\epsilon$, отвечающем связанному состоянию этой системы с энергией связи ϵ . Определенная таким образом вершинная функция Γ зависит от пяти инвариантных переменных, в качестве которых можно выбрать, например, \vec{q}_{12} , $\vec{q}_{3,12}$, $\vec{q}_{12} q_{3,12}$, s_{12} , s_{23} или \vec{q}_{12} , \vec{q}_{12} , $\vec{q}_{3,12}$, s_1 , s_2 , s_3 , где

$$s_{ik} = -(\vec{k}_i + \vec{k}_k)^2 + 2(m_i + m_k)(E_i + E_k), \quad s_i = -\vec{k}_i^2 + 2m_i E_i.$$

При выводе одной, двух или всех трех конечных частиц 1, 2, 3 на массовую поверхность число инвариантных аргументов функции Γ снижается соответственно до четырех, трех и двух. Следовательно, в случае диаграмм рис. 4 вершинная функция Γ для четырехлучевой вершины должна зависеть от четырех переменных. В то же время функция типа (13) зависит лишь от трех переменных:

\vec{q}_{12} , $\vec{q}_{3,12}$, $\vec{q}_{12} q_{3,12}$; она получается из общего вида функции Γ заменой аргументов: $s_{12} \rightarrow \frac{m_1 + m_2}{\mu_{12}} \vec{q}_{12}^2$, $s_{13} \rightarrow \frac{m_1 + m_3}{\mu_{13}} \vec{q}_{13}^2$, где \vec{q}_{13} выражается через \vec{q}_{12} , $\vec{q}_{3,12}$, $\vec{q}_{12} q_{3,12}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. T o b o s t a n W. Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford University, Press, 1961.
2. A m a d o R. D. Phys. Rev. Lett., 2, 399, 1959.
3. Ш а п и р о И. С. ЖЭТФ, 41, 1616, 1961; Nucl. Phys., 28, 244, 1961.
4. Ш а п и р о И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963.
5. Б л о х и н ц е в Л. Д., Д о л и н с к и й Э. И., П о п о в В. С. ЖЭТФ, 42, 1636, 1962; Nucl. Phys., 40, 117, 1963; ЖЭТФ, 43, 1914, 1962; ЖЭТФ, 43, 2290, 1962.
6. K a m i n s k y V. A., O g l o v Ju. V. Nucl. Phys., 48, 375, 1963.
7. Д о л и н с к и й Э. И., Б л о х и н ц е в Л. Д., М у х а м е д ж а н о в А. М. Ядерная физика, 1, 426, 1965.
8. S h a p i r o I. S., K o l y b a s o v V. M., A u g s t G. R. Nucl. Phys., 61, 353, 1965.
9. S h a p i r o I. S., Comptes. Rendus du Congres International de Physique Nucleaire, Paris, 1964, p. 313.
10. S c h n i t z e r H. J. Dispersion Relations and Direct Nuclear Reactions. Preprint, 1965.
11. Ш а п и р о И. С., Т и м а ш е в С. Ф. Препринт ИТЭФ № 319. М., 1965.
12. N e w n s H. C. Proc. Phys. Soc., (London), 76, 489, 1960; H e n l e y E. M., Yu D. U. L. Phys. Rev., 133B, 1445, 1964.