

УДК 539.17:01

М. М. АЛЬ БЕЙДАВИ, Э. И. ДОЛИНСКИЙ, В. В. ТУРОВЦЕВ

ЭФФЕКТЫ ВИРТУАЛЬНОСТИ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ВЕРШИННЫХ ЧАСТЯХ

Обсуждается проблема вычисления формфакторов трехлучевых нерелятивистских вершинных частей (амплитуд виртуальных распадов $A \rightarrow B + a$), входящих в расчеты амплитуд прямых ядерных реакций в рамках диаграммной теории. На ряде простых примеров показано, что учет эффектов виртуальной диссоциации и синтеза составных частиц B и a в процессе распада $A \rightarrow B + a$ существенно изменяет как величины вершинных формфакторов, так и абсолютные значения и вид дифференциальных сечений прямых реакций, вычисленных с помощью диаграммного формализма.

В последние годы успешно развивается новый теоретический подход к прямым ядерным реакциям, использующий при расчетах амплитуд реакций формализм нерелятивистских диаграмм Фейнмана [1—3]. При проведении конкретных вычислений в рамках этого формализма надо знать амплитуды виртуальных процессов, происходящих в различных вершинах диаграммы, описывающей определенный механизм данной реакции. В частности, необходимо знать амплитуды виртуальных распадов (вершинные части) $A \rightarrow B + a$. В связи с этим в настоящей работе рассмотрены некоторые проблемы, возникающие при вычислении вершинных частей в нерелятивистской потенциальной теории, учитывающей многочастичную структуру сложных ядер.

Согласно [4, 5], вершинная часть для распада ядра A на два ядра B и a в нерелятивистской теории может быть записана в виде

$$M_{m_B m_a}^{m_A} = (4\pi)^{1/2} \sum_{l s m_l m_s} G_{ls} C_{l m_l s m_s}^{j_A m_A} C_{j_B m_B j_a m_a}^{s m_s} Y_{l m_l}(\vec{v}_{Ba}),$$

$$\vec{v}_{Ba} = \vec{q}_{Ba} / q_{Ba}, \quad \vec{q}_{Ba} = (M_a \vec{p}_B - M_B \vec{p}_a) / (M_B + M_a). \quad (1)$$

Расчет вершинной части сводится к расчету формфакторов G_{ls} как функций инвариантных переменных Σ_A , Σ_B и Σ_a ($\Sigma_\alpha = E_\alpha - p_\alpha^2 / 2M_\alpha$), характеризующих виртуальность частиц A , B и a (M_α , \vec{p}_α , E_α , j_α и m_α — масса, импульс, кинетическая энергия, спин и его проекция для частицы α ; $\hbar = c = 1$). В ряде работ по диаграммной теории прямых реакций для G_{ls} использовалось выражение

$$G_{ls}^I(q_{Ba}) = -i^{-l} \pi^{1/2} \mu_{Ba}^{-1} (q_{Ba}^2 + \kappa_{Ba}^2) \int_0^\infty j_l(q_{Ba} r_{Ba}) I_{ls}(r_{Ba}) r_{Ba}^2 dr_{Ba}, \quad (2)$$

$$\kappa_{Ba} = [2\mu_{Ba}(M_B + M_a - M_A)]^{1/2}, \quad \mu_{Ba} = M_B M_a / (M_B + M_a),$$

где I_{ls} — радиальная часть интеграла перекрытия внутренних волновых функций ядер A , B и a (см. формулы (20) — (22) в [4]), или выражение в виде «батлеровского формфактора» [1, 5], получающееся из (2) путем замены нижнего предела интегрирования $r_{Ba} = 0$ на $r_{Ba} = r_{Ba}^0$, где r_{Ba}^0 — «радиус канала», по порядку величины близкий к сумме радиусов ядер B и a (см. формулу (28) в [4]). Поскольку $q_{Ba}^2 + \kappa_{Ba}^2 = -2\mu_{Ba}(\Sigma_B + \Sigma_a)$, то G'_{ls} является функцией только одной переменной $\Sigma_B + \Sigma_a$.

В работе [3] задача вычисления формфакторов G_{ls} рассматривалась в рамках нерелятивистской теории многих тел, сформулированной на языке диаграмм Фейнмана и амплитуд двухчастичного рассеяния вне массовой поверхности, в которой сложные ядра являются связанными состояниями системы некоторых «базисных» частиц. В таком подходе были построены формфакторы G_{ls} , как функции двух независимых переменных Σ_B и Σ_a и выведены конкретные формулы для $G_{ls}(\Sigma_B, \Sigma_a)$ в потенциальной модели трех тел. Из работ [3, 4] следует, что формула (2) не является наиболее общим выражением для G_{ls} в нерелятивистской теории многих тел и что она правильно описывает зависимость формфактора от переменных Σ_B и Σ_a лишь при распаде двухчастичного связанного состояния на две «базисные» частицы и при распаде сложного ядра A на реальное сложное ядро B ($\Sigma_B = 0$) и виртуальную «базисную» частицу. Если все «базисные» частицы — нуклоны, то эти два случая сводятся к распаду дейтрона ($d \rightarrow n + p$) и распаду ядра A на реальное ядро B и виртуальный нуклон N ($A \rightarrow B + N$). В указанных случаях функции $G_{ls}(\Sigma_B, \Sigma_a)$ и $G'_{ls}(\Sigma_B + \Sigma_a)$ совпадают. Однако во всех остальных случаях они различаются, поскольку в (2) не учтены специфические зависимости от переменных Σ_B и Σ_a , возникающие при уходе с массовой поверхности составных частиц.

Ниже на примере простой трехчастичной потенциальной модели показано, что корректный учет этих специфических зависимостей методами работы [3] существенно изменяет величины формфакторов, а также вид и абсолютные значения дифференциальных сечений прямых реакций, вычисленных с помощью диаграммного формализма.

Рассмотрим «оболочечную» модель с тремя бесспиновыми «базисными» частицами: «протон» 1, «нейтрон» 2 и бесконечно тяжелое «ядро-остов» 3. Взаимодействием нуклонов между собой в ядре $A = \{123\}$ пренебрегаем и считаем, что орбитальные моменты нуклонов в ядре A равны нулю¹. Обозначим через $\psi_i(p_i)$ одночастичную волновую функцию (в импульсном представлении) нуклона i в ядре $A = \{123\}$, отвечающую энергии связи ε_i ($\varepsilon_i > 0$):

$$\psi_i(p_i) = (4\pi)^{-1/2} R_i(p_i), \quad \int_0^\infty R_i^2(p) \frac{p^2 dp}{(2\pi)^3} = 1, \quad i = 1, 2. \quad (3)$$

Тогда волновые функции ядер $A = \{123\}$ и $B = \{23\}$ запишутся в виде

$$\Psi = \psi_1(p_1) \psi_2(p_2) \quad (4)$$

и

$$\Psi_{23} = \psi_2(p_2). \quad (5)$$

¹ Приведенные ниже формулы (7), (8) нетрудно обобщить на случай оболочечной модели, которая используется в реалистических расчетах структуры ядер и в которой учтены спины частиц, ненулевые орбитальные моменты и остаточное взаимодействие между нуклонами (см. [6]). Поскольку учет указанных эффектов усложняет формулы и несуществен для наших целей, мы эти формулы не приводим.

Введем также волновую функцию дейтрона $d = \{12\}$, отвечающую энергии связи ε_d :

$$\varphi_{12} = (4\pi)^{-1/2} R(q_{12}), \quad \int_0^\infty R^2(q) \frac{q^2 dq}{(2\pi)^3} = 1, \quad q_{12} = \frac{1}{2} |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|. \quad (6)$$

Используя формулы (16), (17) и (41) работы [3], для вершинных частей $\{123\} \rightarrow \{23\} + 1$ ($A \rightarrow B + 1$) и $\{123\} \rightarrow \{12\} + 3$ ($A \rightarrow d + 3$) получаем:

$$M(A \rightarrow B + 1) = G'(q_{B1}, \Sigma_B) = -(4\pi)^{-1/2} (q_{B1}^2/2M_N + \varepsilon_1) R_1(q_{B1}) g_2(\Sigma_B), \quad (7)$$

$$g_2(\Sigma_B) = \int_0^\infty (k^2/2M_N + \varepsilon_2) (k^2/2M_N + \varepsilon_2 - \Sigma_B - i\eta)^{-1} R_2^2(k) \frac{k^2 dk}{(2\pi)^3};$$

$$M(A \rightarrow d + 3) = G(q_{d3}, \Sigma_d) = -(4\pi)^{-3/2} \int_0^\infty (q^2/M_N + q_{d3}^2/4M_N + \varepsilon) \times$$

$$\times (q^2/M_N + \varepsilon_d) (q^2/M_N + \varepsilon_d - \Sigma_d - i\eta)^{-1} R(q) R_1\left(\left|\vec{q} + \frac{1}{2} \vec{q}_{d3}\right|\right) \times$$

$$\times R_2\left(\left|\vec{q} - \frac{1}{2} \vec{q}_{d3}\right|\right) \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3}; \quad \eta \rightarrow +0, \quad (8)$$

где M_N — масса нуклона, $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$, $\Sigma_B = E_B - p_B^2/2M_B$, $\vec{q}_{B1} = (M_N \vec{p}_B - M_B \vec{p}_1)/(M_B + M_N)$, $\Sigma_d = E_d - p_d^2/2M_d$, $\vec{q}_{d3} = (M_3 \vec{p}_d - M_d \vec{p}_3)/(M_d + M_3)$, $M_d = 2M_N$. Поскольку остов 3 — бесконечно тяжелый, то фактически $\Sigma_B = E_B$, $\vec{q}_{B1} = -\vec{p}_1$, $\vec{q}_{d3} = \vec{p}_d$.

В силу нормировки $R_2(k)$, $g_2(0) = 1$. Поэтому, если ядро B находится на массовой поверхности, то формфактор $G'(q_{B1}, 0)$ совпадает с формфактором $G'(q_{B1})$, даваемым интегралом перекрытия (см. (2)). Если же нуклон 1 — на массовой поверхности, то из соотношения $\Sigma_1 + \Sigma_B = -\varepsilon_1 - q_{B1}^2/2M_N$, вытекающего из законов сохранения энергии и импульса, следует, что при вещественном q_{B1} инвариант $\Sigma_B < 0$ и поэтому $0 < g_2(\Sigma_B) < 1$, т. е. по абсолютной величине $G'(q_{B1}, \Sigma_B)$ меньше $G'(q_{B1})$.

Поскольку отличие формфакторов (7), (8) от выражений типа (2) обусловлено только составным характером виртуальных частиц в вершине и имеет место в любой модели для волновых функций, то при численной оценке масштаба этого отличия достаточно ограничиться приближением нулевого радиуса для $R_i(p)$ и $R(q)$:

$$R_i(p) = -(4\pi)^{1/2} r_i^0 / (p^2/2M_N + \varepsilon_i), \quad r_i^0 = -(2\pi\kappa_i)^{1/2} / M_N, \quad (9)$$

$$\kappa_i = (2M_N \varepsilon_i)^{1/2}, \quad i = 1, 2;$$

$$R(q) = -(4\pi)^{1/2} r_d^0 / (q^2/M_N + \varepsilon_d), \quad r_d^0 = -(8\pi\kappa_d)^{1/2} / M_N, \quad (10)$$

$$\kappa_d = (M_N \varepsilon_d)^{1/2}.$$

Входящие при этом в выражения (7), (8) параметры определяются лишь энергиями связи и массами частиц и наши оценки не будут зависеть от каких-либо детальных модельных предположений (формы потенциалов и пр.). Подставляя (9), (10) в (7), (8), получаем

$$M(A \rightarrow B + 1) = G_0'(q_{B1}, \Sigma_B) = r_1^0 g_2^0(\Sigma_B) =$$

$$= 2r_1^0/[1 + (1 - \sum_B/\epsilon_2 - i\eta)^{1/2}]; \quad (11)$$

$$M(A \rightarrow d + 3) = G_0(q_{d3}, \Sigma_d) =$$

$$= i \frac{M_N^2 r_d^0 r_1^0 r_2^0}{2\pi q_{d3}} \ln \frac{(\kappa + \kappa_1 - iq_{d3}/2)(\kappa + \kappa_2 - iq_{d3}/2)}{(\kappa + \kappa_1 + iq_{d3}/2)(\kappa + \kappa_2 + iq_{d3}/2)}, \quad (12)$$

$$\kappa = \kappa_d(1 - \Sigma_d/\epsilon_d - i\eta)^{1/2}.$$

В частности, при $\Sigma_d=0$ (дейтрон — реальный) и $\Sigma_3=0$ (ядро-остов — реальное) из (12) получаем соответственно

$$G_0(q_{d3}, 0) = 2r_d^0(a_1 a_2)^{1/2} \xi^{-1} \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{\xi}{\sqrt{2} + 2a_1} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi}{\sqrt{2} + 2a_2} \right) \right]; \quad (13)$$

$$G_0(q_{d3}, \Sigma_d)|_{\Sigma_3=0} = 2r_d^0(a_1 a_2)^{1/2} \xi^{-1} \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi}{a_1 + a_2} \right), \quad (14)$$

где

$$a_i = (\epsilon_i/\epsilon_d)^{1/2}, \quad \xi = q_{d3}/(\sqrt{2}\kappa_d).$$

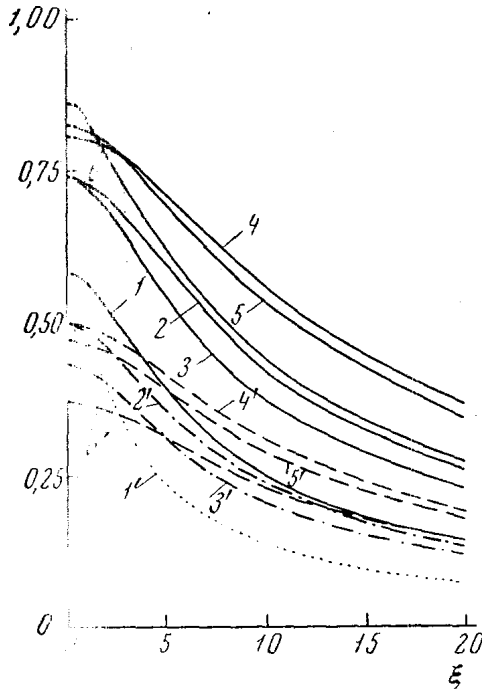


Рис. 1. Величины $[G_0]_{\Sigma_d=0}/2r_d^0$ (кривые 1—6) и $[G_0]_{\Sigma_3=0}/2r_d^0$ (кривые 1'—6') как функции ξ (формулы (13) и (14)). Кривые (1, 1'), (2, 2'), (3, 3'), (4, 4'), (5, 5') и (6, 6') отвечают значениям параметров $(a_1, a_2) = (1,1), (2,2), (1,3), (3,3), (2,4)$ и $(1,5)$ соответственно

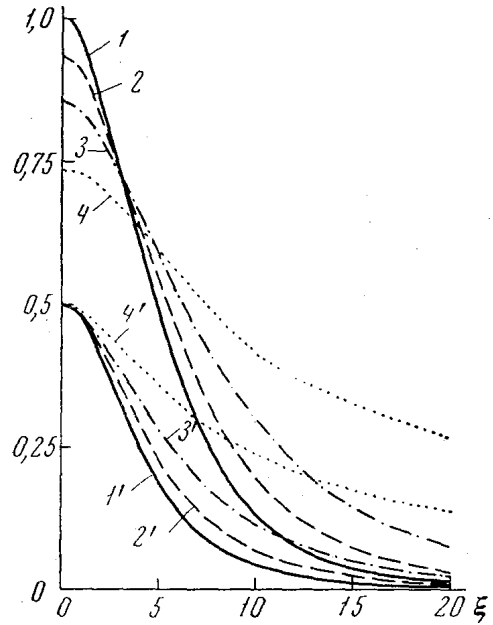


Рис. 2. Величины $[G_0]_{\Sigma_d=0}/2r_d^0$ (кривые 1—4) и $[G_0]_{\Sigma_3=0}/2r_d^0$ (кривые 1'—4') как функции ξ , рассчитанные с нуклонными волновыми функциями (15). Кривые (1, 1'), (2, 2'), (3, 3'), (4, 4') отвечают параметру $c = 3, 5, 10, \infty$ соответственно. Для всех кривых $a_1 = a_2 = 2$

На рис. 1 изображены как функции ξ величины $[G_0]_{\Sigma_d=0}/2r_d^0$ (сплошные линии) и $[G_0]_{\Sigma_3=0}/2r_d^0$ (пунктир) при нескольких значениях параметров a_1 и a_2 . Отношение $R = [G_0]_{\Sigma_d=0}/[G_0]_{\Sigma_3=0}$ равно $R = 1,2 \div 2,3$ при $\xi = 0$ и $R = 1,9$ при $\xi = 20$. Из этих результатов видно, что зависимость формфактора $G_0(q_{d3}, \Sigma_d)$ от переменной Σ_d (при $q_{d3} = \text{const}$) столь же сильна, как и от переменной q_{d3} (при $\Sigma_d = \text{const}$). Для оценки влияния конечности

радиуса действия сил на полученные результаты были проведены расчеты формфактора $G_0(q_{d3}, \Sigma_d)$ с одночастичными волновыми функциями

$$R_i(p) = - [4\pi(a_i + c)(2a_i + c)]^{1/2} \frac{r_i^0}{c} \left[\frac{1}{p^2/2M_N + \varepsilon_i} - \frac{1}{p^2/2M_N + (a_i + c)^2 \varepsilon_d} \right], \quad c = \mu/(V\sqrt{2}\kappa_d), \quad (15)$$

отвечающими потенциалу Хюльтена (см., например, [7]), $V(r) = -V_0 \exp(-\mu r)/[1 - \exp(-\mu r)]$, и дейтронной волновой функцией (10). При $c \rightarrow \infty$ (15) переходит в (9). На рис. 2 представлены величины $[G_0]_{\Sigma_d=0}/2r_d^0$ и $[G_0]_{\Sigma_s=0}/2r_d^0$ как функции ξ при $a_1 = a_2 = 2$ и $c = 3, 5, 10, \infty$. Из рис. 2 видно, что учет конечности радиуса действия сил приводит к еще большей зависимости функции $G_0(q_{d3}, \Sigma_d)$ от переменной Σ_d .

Для оценки влияния эффектов виртуальности составных частиц в вершинных частях на сечения прямых процессов была вычислена амплитуда треугольной диаграммы рис. 3, описывающей механизм «выбивания» (или неупругого рассеяния) для реакции $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$. Использовалась модель четырех тел: частицы 1, 2 и 4 — «нуклоны», 3 — бесконечно тяжелый остов. Орбитальные моменты нуклонов в ядрах $\{123\}$ и $\{423\}$ равны нулю. Трехлучевые вершинные части $\{123\} \rightarrow \{23\} + 1$ и $\{23\} + 4 \rightarrow \{423\}$ описывались формулой (11), четырехлучевая вершинная часть f (амплитуда рассеяния частиц 1 и 4) считалась постоянной. В этих предположениях амплитуда диаграммы рис. 3 имеет вид:

$$M_\Delta = 4ir_1^0 r_4^0 f \int \frac{d\vec{k} dE}{(2\pi)^4} \left\{ (E + i\eta) \left(E + \varepsilon_1 + \frac{k^2}{2M_N} - i\eta \right) \times \right. \\ \left. \times \left(E + \varepsilon_4 + \frac{(\vec{k} - \vec{q})^2}{2M_N} - i\eta \right) \left[1 + \left(1 - \frac{E}{\varepsilon_2} - i\eta \right)^{1/2} \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (16)$$

где \vec{k} и E — импульс и кинетическая энергия виртуального ядра $\{23\}$, $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$, \vec{p} (\vec{p}') — импульс частицы 4 (1) в системе центра масс в начальном (конечном) состоянии. Выполняя интегрирование по E путем взятия вычетов в двух полюсах, расположенных в верхней полуплоскости, и по угловым переменным в каждом из двух получившихся интегралов и вводя обозначения

$$a = \kappa_1/(\kappa_1 + \kappa_4), \quad b = \kappa_2/(\kappa_1 + \kappa_4), \quad \lambda = q/(\kappa_1 + \kappa_4),$$

при вещественных λ получаем

$$M_\Delta = 2f [a(1-a)]^{1/2} M(a; b; \lambda), \quad M(a; b; \lambda) = I(a; b; \lambda) + I(1-a; b; \lambda),$$

$$I(a; b; \lambda) = \frac{2b^2}{\pi\lambda} \int_0^\infty x(x^2 + a^2)^{-1} [b + (x^2 + a^2 + b^2)^{1/2}]^{-2} \times \\ \times \ln \left| \frac{2a - 1 - \lambda^2 - 2\lambda x}{2a - 1 - \lambda^2 + 2\lambda x} \right| dx. \quad (17)$$

При $b \rightarrow \infty$ (бесконечно большая энергия связи ε_2 виртуального ядра $\{23\}$ на диаграмме рис. 3) амплитуда M_Δ переходит в амплитуду M_Δ^I треугольной диаграммы с постоянными трехлучевыми вершинными

частями, даваемыми интегралами перекрытия ($g_2^0(\Sigma_B) = 1$ в (11)), которая вычислена в первой из работ [2]:

$$\lim_{b \rightarrow \infty} M_\Delta = M_\Delta^I = 2f [a(1-a)]^{1/2} \lambda^{-1} \operatorname{arctg} \lambda. \quad (18)$$

Однако при $b \leq 1M_\Delta$ существенно отличается от M_Δ^I и корректный учет эффектов виртуальности составных частиц в вершинных частях оказывается важным. Этот результат наглядно интерпретируется в терминах особенностей аналитической функции M_Δ в λ плоскости. M_Δ имеет две точки ветвления: $\lambda_1 = i$ и $\lambda_2 = i [(a^2 + b^2)^{1/2} + ((1-a)^2 + b^2)^{1/2}]$. Положение первой из них λ_1 совпадает с положением логарифмической аномальной треугольной особенности функции M_Δ^I [2]. Учет зависимости трехлучевых вершинных частей от инварианта $\Sigma_{\{23\}} = E$ приводит к появлению второй особенности λ_2 , влияние которой тем сильнее, чем ближе она к λ_1 , т. е., чем меньше b .

Численные расчеты $M(a; b; \lambda)$ выполнены при $a = 0,5; 0,833; 0,909$ и $b = 0,1; 0,5; 1; 3; 5$. Значения $M(a; b; \lambda)$ мало чувствительны к вели-

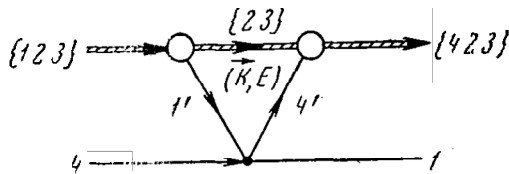


Рис. 3. Треугольная диаграмма для реакции $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$

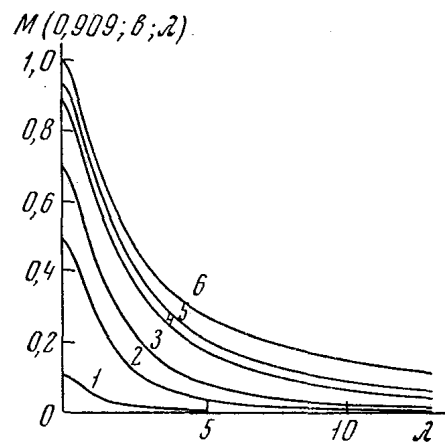


Рис. 4. Величина $M(0,909; b, \lambda)$ как функция λ . Кривые 1, 2, 3, 4, 5 отвечают значениям $b = 0,1; 0,5; 1; 3; 5$, соответственно. Кривая 6 — функция $M(a; \infty; \lambda) = \lambda^{-1} \operatorname{arctg} \lambda$

чине параметра a , но сильно зависят от величины параметра b . На рис. 4 приведены результаты расчетов при $a = 0,909$. Из расчетов следует, что учет эффектов виртуальности составных частиц в вершинных частях сильно изменяет абсолютную величину сечения реакции; например, при $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_4$ ($b = 1/2$) сечение в области малых углов рассеяния (малые λ) уменьшается в 4 и более раза по сравнению со случаем $b = \infty$. Существенное влияние оказывают эти эффекты и на форму углового распределения, увеличивая в рассмотренном примере относительный вклад в сечение области малых углов.

Рассмотренные выше эффекты в вершинных частях обусловлены по существу процессами виртуальной диссоциации и синтеза составных частиц B и a в ходе распада $A \rightarrow B + a$. Поскольку энергии связи ядер малы (по сравнению, например, с энергией связи нуклона по отношению к распаду $N \rightarrow N + \pi$), то учет этих процессов приводит к возникновению в вершинных формфакторах близких дополнительных особенностей по переменным Σ_B и Σ_A , не содержащихся в функциях типа (2). Например, при $\Sigma_B = 0$ ближайшая особенность формфактора $G'(q_{B1}, 0)$ (см. (7)), даваемого выражением типа (2), в q_{B1} -плоскости лежит при $q_{B1}^I = i(\kappa_1 + \mu_1)$, где μ_1 определяет асимптотическое поведение одночастичного потенциала $V(r) : V(r) \sim \exp(-\mu_1 r)$ при $r \rightarrow \infty$ (см., например, [8]).

Ближайшая точка ветвления функции $g_2(\Sigma_B)$ в Σ_B -плоскости расположена при $\Sigma_B = \varepsilon_2$. Если нуклон 1 лежит на массовой поверхности, то $\Sigma_B = -\varepsilon_1 - q_{B1}^2/2M_N$ и функция $g_2(-\varepsilon_1 - q_{B1}^2/2M_N)$ имеет точку ветвления в q_{B1} -плоскости при $q_{B1}^\Sigma = i(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)^{1/2}$. Для используемого обычно в оболочечных расчетах потенциала Вудса—Саксона $\mu_1 \approx 1,5-2$ ферми⁻¹. Поэтому при энергиях связи нуклона в ядре $\varepsilon = 10-20$ Мэв ($\kappa_2 = 0,7 \div 1$ ферми⁻¹) особенность q_{B1}^Σ расположена ближе к области физических значений $q_{B1} > 0$, чем особенность q_{B1}' . Из этого типичного примера ясна важная роль обсуждаемых в настоящей работе эффектов.

Количественные оценки, полученные в работе, могут, конечно, измениться при использовании более реалистических волновых функций ядер. Однако масштаб величины эффектов настолько велик, что можно утверждать, что расчет амплитуд фейнмановских диаграмм без корректного учета виртуальности сложных частиц в вершинных частях будет приводить к неверным результатам в тех случаях, когда энергии связи этих частиц достаточно малы. Учет указанных эффектов важен даже при вычислении простейших полюсных диаграмм, например, диаграмм, описывающих механизм подхвата дейтрона в реакциях (p, He^3) , (d, α) или механизм квазиупругого выбивания в реакциях (p, pd) . Это подтверждают, в частности, расчеты для реакций $\text{Li}^6(p, pd)\text{He}^4$ и $\text{Li}^6(\pi^-, 2n)\text{He}^4$, выполненные недавно в работе [9].

Амплитуды этих реакций описывались полюсными диаграммами с виртуальным дейтроном и при вычислении трехлучевой вершинной части $\text{Li}^6 \rightarrow \text{He}^4 + d$ использовалась кластерная волновая функция для ядра Li^6 . Расчеты показали, что учет эффектов виртуальности дейтрона в вершине $\text{Li}^6 \rightarrow \text{He}^4 + d$ в 1,5—2 раза уменьшает абсолютные величины рассчитанных сечений реакций и существенно улучшает согласие теоретических импульсных распределений ядра отдачи He^4 с экспериментальными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И. С. ЖЭТФ, 41, 1616, 1961; Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963; «Успехи физич. наук», 92, 549, 1967.
2. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Попов В. С. ЖЭТФ, 42, 1636; 43, 1914, 1962; 43, 2290, 1962; Nucl Phys., 40, 117, 1963.
3. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И. «Ядерная физика», 5, 797, 1967.
4. Аль Бейдави М. М., Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Туровцев В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 3, 1967.
5. Шапиро И. С., Тимашев С. Ф. «Ядерная физика», 2, 445, 1965.
6. Аль Бейдави М. М. Реферат кандид. диссертации. НИИЯФ, МГУ, 1967.
7. Сб. «Строение атомного ядра». М., ИЛ, 1959, стр. 157.
8. Шапиро И. С. ЖЭТФ, 43, 1068, 1962.
9. Аль Хор А. Р., Блохинцев Л. Д. Программа и тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, ч. II. Ереван, 1969, стр. 104; «Изв. АН СССР», сер. физич. (в печати).

Поступила в редакцию
25.6 1968 г.

НИИЯФ