

Ю. В. ОРЛОВ

РАСЧЕТ ВЕРШИННОЙ ЧАСТИ $H^3 \rightarrow n + d$ В МОДЕЛИ ТРЕХ ТЕЛ

Выполнены расчеты вершинной части, отвечающей виртуальному распаду (или синтезу) $H^3 \rightleftharpoons n + d$, в модели трех тел. Используются волновые функции основного состояния ядра H^3 , найденные в двух подходах: в методе K -гармоник, развиваемом Ю. А. Симоновым и др., и из решения уравнений Фаддеева в сепарабельном приближении. Найденны приближенные аналитические выражения для некоторых вершинных функций. Учет многотельности системы приводит к более медленному и плавному убыванию вершинной части с увеличением переданного импульса Q , однако в сепарабельном приближении этот эффект преувеличен. Вершинная функция существенно зависит от того, какая из двух частиц (n или d) находится на массовой поверхности. Вершинная часть быстрее убывает с ростом Q и меньше по абсолютной величине, когда дейтрон виртуален, а нейтрон реален, нежели в противоположном случае. Для оценки вершинной константы использована комбинация результатов, получаемых с волновыми функциями основного состояния ядра H^3 для двух рассмотренных теоретических методов. Найденная величина согласуется с результатом, полученным Э. И. Долинским и И. Борбеем при анализе реакций (d, H^3) и (He^3, d) на легких ядрах по периферийной модели.

При расчете амплитуд, соответствующих фейнмановским диаграммам теории прямых ядерных реакций [1], нужно знать величину и зависимость вершинных частей диаграмм от инвариантных кинематических переменных. Поскольку в диаграммы, описывающие разные физические процессы, могут входить одинаковые вершинные части, совместный анализ прямых ядерных реакций дает важную для теории ядра информацию о величинах вершинных констант. Очевидно, что теоретическое определение хотя бы некоторых из вершинных частей значительно облегчит выполнение такой программы. В связи с прогрессом, достигнутым в последнее время в квантовомеханическом описании малонуклонных систем, нахождение вершинных частей виртуального распада (синтеза) легчайших ядер становится реальной задачей. В настоящей работе эта проблема рассмотрена для вершинной части $H^3 \rightleftharpoons n + d$.

Для описания основного состояния ядра трития мы используем два возможных подхода: результаты метода K -гармоник, развиваемого Ю. А. Симоновым и др. [2], и решение уравнений Фаддеева [3] в сепарабельном приближении. Общие формулы для вершинной части $W(Q_3, \Sigma)$ содержатся в работе [4]. Используются следующие обозначения:

$$\vec{Q}_3 = (m_3 \vec{p} - m_{12} \vec{p}_3) / M, \quad \Sigma = E - \vec{p}^2 / 2m_{12}, \quad \Sigma_3 = E_3 - \vec{p}_3^2 / 2m_3, \quad (1)$$

(\vec{p}, E) и (\vec{p}_3, E_3) — импульс и кинетическая энергия ядра $\{12\}$ с энергией связи ε_{12} и частицы 3, $m_{ik} = m_i + m_k$, $M = m_1 + m_2 + m_3$, m_i — масса частицы i , Σ , Σ_3 характеризуют виртуальности ядра $\{12\}$ и частицы 3, $Q_3 = |\vec{Q}_3|$.

Для случая распада реального ядра $\{123\}$ на реальное ядро $\{12\}$ и виртуальную частицу 3 имеем [4] ($\hbar = c = 1$):

$$W(\vec{Q}_3, 0) = -(\vec{Q}_3^2 / 2\mu_3 + \varepsilon - \varepsilon_{12}) (2\pi)^{-3} \int d\vec{q}_{12} \Psi(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3) \varphi_{12}(\vec{q}_{12}), \quad (2)$$

где $\mu_3 = m_3 m_{12} / M$, ε — полная энергия связи ядра $\{123\}$, $\Psi(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3)$ — волновая функция этого ядра в импульсном представлении, $\varphi_{12}(\vec{q}_{12})$ — волновая функция относительного движения частиц 1 и 2 в ядре $\{12\}$ ¹.

Для распада реального ядра $\{123\}$ на виртуальное ядро $\{12\}$ и реальную частицу 3 имеем [4]

$$\begin{aligned} W_{12}(\vec{Q}_3, -\varepsilon + \varepsilon_{12} - \vec{Q}_3^2 / 2\mu_3) = \\ = -(\vec{Q}_3^2 / 2\mu_3 + \varepsilon - \varepsilon_{12}) (2\pi)^{-3} \int d\vec{q}_{12} \Psi^{(12)}(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3) \varphi_{12}(\vec{q}_{12}). \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3) W_{12} выражается через интеграл перекрытия не от полной волновой функции, а от ее части, определенной согласно Фаддееву [3], так что

$$\Psi(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3) = \Psi^{(12)}(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3) + \Psi^{(23)}(\vec{q}_{23}, \vec{Q}_1) + \Psi^{(31)}(\vec{q}_{31}, \vec{Q}_2). \quad (4)$$

Формулы (2) и (3) записаны для бесспиновых частиц. Учет спина не сложен. Антисимметричная по отношению к перестановке любых двух нуклонов волновая функция трехнуклонного ядра со спином $S = 1/2$ имеет вид (обозначения из работы [5])

$$\Psi = \Psi^a \xi^s - \Psi^s \xi^a + \Psi' \xi'' - \Psi'' \xi'. \quad (5)$$

Функции ψ зависят только от пространственных переменных, функции ξ описывают спин-изоспиновую часть волновой функции. Ненулевой вклад в интегралы перекрытия (2), (3) дает слагаемое $(1/\sqrt{2}) (\psi^s - \psi'') \chi'' \xi'$, где спиновая функция χ'' симметрична, а изоспиновая функция ξ' антисимметрична относительно перестановки нуклонов, образующих дейтрон после распада. Легко показать, что справедливо равенство

$$\chi''_{\mu_T} = \sum_{\mu_d, \mu_n} C_{1\mu_d, 1/2\mu_n}^{1/2\mu_T} \chi_{\mu_d} \chi_{\mu_n}, \quad (6)$$

где μ_T , μ_d и μ_n — проекции на ось z спинов ядра трития, дейтрона и нейтрона. Поэтому при учете спинов появляется дополнительный множитель $(1/\sqrt{2}) C_{1\mu_d, 1/2\mu_n}^{1/2\mu_T}$. Кроме того, учет тождественности частиц в системе $n+d$ (в изоспиновом формализме) дает множитель $\sqrt{3}$ [6]. Таким образом, можно

¹ Инвариантная амплитуда распада $A \rightarrow B + C$ зависит в общем случае от трех пространственных инвариантных переменных. При распаде реального ядра остаются только две независимые переменные, в качестве которых можно взять, например, Q_3^2 и Σ , при этом $\Sigma_3 = -\Sigma - \varepsilon + \varepsilon_{12} - Q_3^2 / 2\mu_3$.

производить расчеты по формулам (2) или (3), вводя в конечный результат множитель $V \sqrt{3/2} C_{1\mu_d^{1/2}\mu_n}^{1/2\mu_T}$.

При расчете по формуле (2) можно было бы, перейдя от импульсного представления к координатному, выполнить численное интегрирование с помощью таблиц для функций парциальных волн χ_0^0 (вносящей доминирующий вклад в нормировочный интеграл), χ_2^1 и χ_4^0 , определяющих ψ^s и ψ'' , которые рассчитаны в работе [7]. Однако удобнее воспользоваться тем, что парциальная волна χ_0^0 , как показано в [7], хорошо аппроксимируется волновой функцией Ирвинга (помноженной на множитель, учитывающий различие нормировочных объемов), примененной Шиффом для описания данных по «объемным» формфакторам H^3 и He^3 и кулоновской добавки к энергии связи He^3 . В разумности такой аппроксимации можно убедиться, выполнив интегрирование по угловым переменным на 6-мерной сфере с функцией $\psi^s - \psi''$ из [7]. При этом оказывается, что для $Q_3 \simeq 1,5$ ферми $^{-1}$ в области $R = R_{\text{max}}$, где функция $\chi_0^0 \sqrt{R}$ максимальна, а $\chi_4^0 \simeq 0$, вклад функции χ_2^1 сильно подавляется, а при больших R (на хвосте χ_0^0) χ_2^1 и χ_4^0 компенсируют друг друга. При малых Q_3 ($Q_3 R \ll 1$) существенна лишь добавка с χ_4^0 , которая проявляется только на хвосте χ_0^0 и является положительной ($\simeq \chi_0^0 + 2|\chi_4^0|$), т. е. приближает «точную» функцию, входящую в интеграл перекрытия, к функции Ирвинга. Поэтому используем пространственно-симметричную волновую функцию Ирвинга

$$u^s = L^{1/2} \exp(-\beta R), \quad R^2 = r^2 + \rho^2 \quad (7)$$

с нормировкой

$$\int \int d\vec{r}_{12} d\vec{r}_{3,12} |u^s|^2 = 1, \quad (8)$$

где $\vec{r} = \vec{r}_{12} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\vec{\rho} = -(2/\sqrt{3})\vec{r}_{3,12}$, $k = |\vec{k}|$, $\vec{r}_{3,12} = \vec{r}_3 - (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$, $L^{1/2} = (2\beta)^3/3^{5/4} \sqrt{5\pi^3}$, $\beta = 0,778$ ферми $^{-1}$.

После перехода к координатному представлению и подстановки волновой функции (7) и хюльтеновской волновой функции дейтрона ($\alpha = 0,232$ ферми $^{-1}$, $\mu = 1,218$ ферми $^{-1}$)

$$\varphi_{12}(r) = \sqrt{\alpha(\alpha + \mu)(2\alpha + \mu)/2\pi\mu^2} e^{-\alpha r} (1 - e^{-\mu r})/r \quad (9)$$

получаем следующее выражение для вершинной части:

$$W_{\mu_d^{1/2}\mu_n}^{\mu_T} = \sqrt{3/2} C_{1\mu_d^{1/2}\mu_n}^{1/2\mu_T} W(\vec{Q}_3, 0);$$

$$W(\vec{Q}_3, 0) = 8\sqrt{10} 3^{5/4} \sqrt{\alpha(\alpha + \mu)(2\alpha + \mu)/\mu^2} \beta^3 (\varepsilon - \varepsilon_{12} + \vec{Q}^2/m) \times \\ \times \{I(\alpha, \beta; Q) - I(\alpha + \mu, \beta; Q)\}; \quad \vec{Q} = (\sqrt{3}/2) \vec{Q}_3; \quad (10)$$

m — масса нуклона,

$$I(x, \beta; Q) = (\beta^2 + Q^2)^{-2} [\beta/3x^2 - (\beta^2 + Q^2 + x^2)/30(\beta + x)^3] + \\ + \beta F(x, \Delta), \quad \Delta = \beta^2 + Q^2 - x^2; \\ F(x, \Delta) = \Delta^{-3} [1 - \Delta/3x^2 + \Delta^2/5x^4 - xI(x, \Delta)]; \quad (11)$$

$$I(x, \Delta) = \begin{cases} [\pi/2 - \text{arctg}(x/\sqrt{\Delta})]/\sqrt{\Delta}, & \Delta > 0, \\ 1/x, & \Delta = 0, \\ (1/2\sqrt{-\Delta}) \ln [(x + \sqrt{-\Delta})/(x - \sqrt{-\Delta})], & \Delta < 0. \end{cases}$$

В малой окрестности точки $\Delta = 0$ удобнее производить расчет по формуле

$$F(x, \Delta) = x^{-6} \sum_{m=0}^{\infty} (-\Delta/x^2)^m / (2m + 7). \quad (12)$$

На рис. 1 приведены результаты расчета по формулам (2), (10) и (11) (кривая 1). Качественный эффект трехтелности системы виден из сравнения кривой 1 с нормированной при $Q=0$ вершинной частью (штрих-пунктир) для модели двух тел с потенциалом (из [8]), хорошо

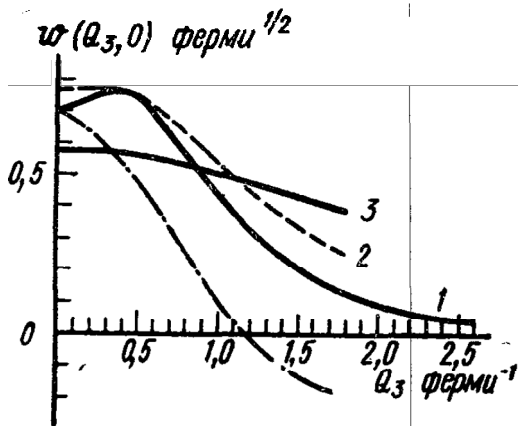


Рис. 1. Зависимость от переданного импульса Q_3 вершинной части $w(Q_3, 0)$ коэффициента в амплитуде распада при $\sqrt{3/2} C_{1\mu_d^{1/2}\mu_n}^{1/2\mu_m}$ для распада реального ядра $H^3(\Sigma_T=0)$ на реальный дейтрон ($\Sigma=0$) и виртуальный нейтрон ($\Sigma_3 \neq 0$). Кривая 1 — результат расчета с волновой функцией Ирвинга, аппроксимирующей волновую функцию метода К-гармоник [7], кривая 2 — результат расчета в сепарабельном приближении [9], кривая 3 отвечает треугольной диаграмме (рис. 4). Штрих-пунктир — результат расчета по модели двух тел с потенциалом из работы [8].

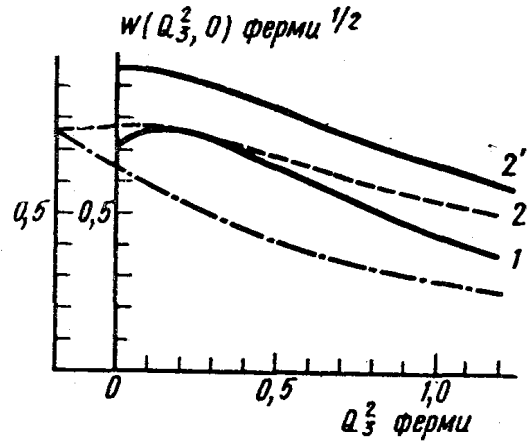


Рис. 2. Экстраполяция вершинной функции к полюсу связанного состояния H^3 . Кривые 1 и 2 — те же, что на рис. 1, но в зависимости от Q_3^2 . Кривая 2 получена путем сопряжения кривой 2' из работы [9] с кривой 1 при $Q_3^2 \approx x^2$. Штрих-пунктирная кривая отвечает сплошной кривой рис. 3 для случая $\Sigma_3=0$, нормированной в точке $Q_3^2 = -x^2$.

аппроксимирующим потенциал Вудса—Саксона с радиусом $R_0=2$ ферми. Принципиальным отличием вершинной части модели трех тел является постоянство ее знака, а также более плавный спад с ростом Q . Кривая 2, нормированная к кривой 1 в области $Q_3 \approx x$ ($x^2 = 2 \mu_3 (\epsilon - \epsilon_{12})$), отвечает расчету [9] по формуле (2), но в сепарабельном приближении. Для простоты в этом расчете автор работы [9] пренебрег различием нуклон-нуклонных взаимодействий в триплетном и синглетном состояниях и использовал аналитическую аппроксимацию волновой функции H^3 , предложенную в работе [10]. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что сепарабельное приближение приводит к существенному относительному завышению вершинной части для больших Q , т. е. система при этом слишком стянута. Неправильность асимптотики у использованной волновой функции Ирвинга сравнительно мало сказывается на величине вершинной функции при малых переданных импульсах.

Однако она существенно отражается на поведении кривой 1 в области $Q_3 < \kappa$. Величина $Q_3 \approx \kappa$ является критической в том смысле, что она, с одной стороны, ограничивает область применимости метода K -гармоник (значениями $Q_3 \gtrsim \kappa$), а с другой стороны, область применимости сепарабельного приближения для решения уравнения Фаддеева (значениями $Q_3 \lesssim \kappa$). Что касается сепарабельного приближения, дающего правильное асимптотическое поведение волновой функции, то можно рассчитывать при его аккуратном применении лишь на получение правильного изменения вершинной функции при $Q_3 \leq \kappa$, но не ее абсолютной величины. Последняя определяется волновой функцией основного состояния на малых расстояниях между всеми нуклонами (где она велика) и, по-видимому, правильно передается методом K -гармоник. Таким образом, можно использовать в качестве искомой вершинной части кривую 1 для значений $Q_3 \gtrsim \kappa$, исправляя ее при $Q_3 < \kappa$ путем сопряжения с вершинной функцией, найденной в сепарабельном приближении, нормируя последнюю к кривой 1 в области $Q_3 \approx \kappa$. Как видно из рис. 1, именно в этой области кривые 1 и 2 хорошо сопрягаются друг с другом (их логарифмические производные совпадают друг с другом на конечном участке порядка $0,2$ ферми⁻¹). Комбинированное применение обоих рассмотренных методов позволяет найти вершинную функцию $H^3 \rightleftharpoons n + d$ в широкой области значений Q_3 . Более того, появляется возможность определить константу распада путем экстраполяции результирующей кривой (образованной отрезком кривой 2 при $Q_3 < \kappa$ и кривой 1 при $Q_3 > \kappa$) к полюсу связанного состояния при $Q_3^2 = -\kappa^2$. Соответствующая процедура проиллюстрирована на рис. 2, где приведены результаты расчетов по формуле (2) с волновой функцией Ирвинга (кривая 1), и волновой функцией в сепарабельном приближении [9] (кривая $2'$). Кривая 2 получена нормированием кривой $2'$ к кривой 1 в указанной области $Q_3^2 \approx \kappa^2$. Кривые даны как функции от переменной Q_3^2 , от которой вершинная часть фактически зависит. Линейная экстраполяция к значению $Q_3^2 = -\kappa^2$ дает константу распада $G_T^2 = 0,95$ ферми (G_T — коэффициент в амплитуде распада $H^3 \rightarrow n + d$ при $C_{1\mu_d^{1/2} 1/2\mu_n}^{1/2\mu_T}$; учитывались лишь S -состояния между нуклонами в H^3), согласующуюся с результатом $G_T^2 = (1,04 \pm 0,08)$ ферми, полученным в работе [11] при анализе реакций (d, H^3) и (He^3, d) на легких ядрах по периферийной модели. Следует, однако, иметь в виду, что полученное нами значение G_T^2 носит приближенный характер. Во-первых, вместо заданной с помощью таблиц волновой функции метода K -гармоник использовалась аппроксимирующая эту функцию волновая функция Ирвинга, а во-вторых, при получении кривой $2'$ в работе [9] сделан ряд упрощающих предположений. Можно надеяться, что указанные неточности не сильно сказываются на результате, тем не менее желательно в дальнейшем повторить эти расчеты с более точными волновыми функциями. На рис. 2 приведена также вершинная функция (штрих-пунктир) для случая виртуального дейтрона, найденная в сепарабельном приближении и нормированная при $Q_3^2 = -\kappa^2$. В этой точке, отвечающей выводу на массовую поверхность всех трех частиц (H^3, d и n), результаты, полученные по формулам (2) и (3), должны совпадать. Сравнение штрих-пунктирной кривой и кривой для реального дейтрона демонстрирует эффекты виртуальности.

Волновая функция основного состояния ядра H^3 была найдена также в работе [12] путем решения уравнений Фаддеева в сепарабельном приближении. Пространственная функция (множитель при $\chi''\zeta'$) имеет

$$\psi^{(12)}(q_{12}, Q_3) = \lambda_1 (m\varepsilon + 3Q_3^2/4 + q_{12}^2)^{-1} (\beta_1^2 + q_{12}^2)^{-1} a_{12}(Q_3), \quad (13)$$

где λ_1 — постоянная нормировки, $\beta_1 = 1,45$ ферми⁻¹. Беря хюльтеновскую волновую функцию дейтрона (в импульсном представлении)

$$\Phi_{12}(q_{12}) = \lambda_d (q_{12}^2 + m\varepsilon_{12})^{-1} (q_{12}^2 + \beta_1^2)^{-1}, \quad (14)$$

находим следующее выражение для вершинной части (3):

$$W_{\mu_d \mu_n}^{\mu_r} = C_{1\mu_d 1/2\mu_n}^{1/2\mu_r} \omega_{12}(Q_3, -\varepsilon + \varepsilon_{12} - 3Q_3^2/4m);$$

$$\omega_{12} = \text{const } a_{12}(Q_3) \{(\beta_1 + \sqrt{m\varepsilon_{12}})^{-2} - (\beta_1 + \sqrt{m\varepsilon + 3Q_3^2/4})^{-2}\}. \quad (15)$$

При вычислениях использовались функции $a_{12}(Q_3)$ из работ [10], [12, 13]. В последней работе был учтен эффект тензорных нуклон-нуклонных сил в волновой функции основного состояния трития¹. Результаты расчетов по формуле (15) представлены на рис. 3. Об эффектах виртуальности можно судить по рис. 2, сравнивая штрих-пунктирную кривую

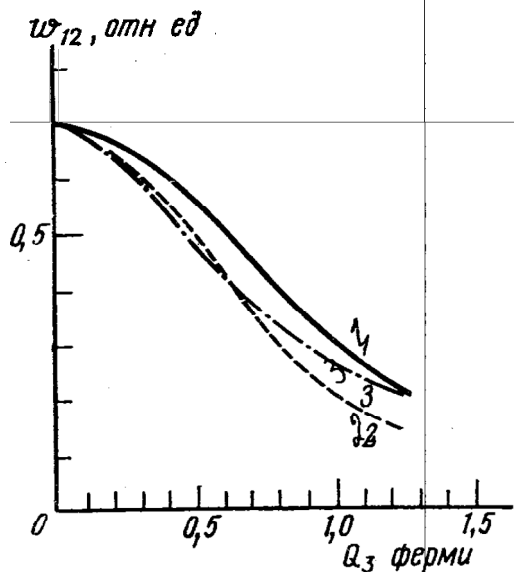


Рис. 3. Зависимость вершинной части ω_{12} для случая $\Sigma_3=0$ от Q_3 , полученная с волновыми функциями H^3 , найденными при решении уравнений Фаддеева в сепарабельном приближении [12, 13]. 1 — расчет без учета тензорных сил, 2 — с учетом тензорных сил, 3 — с использованием аппроксимации, предложенной в работе [10]

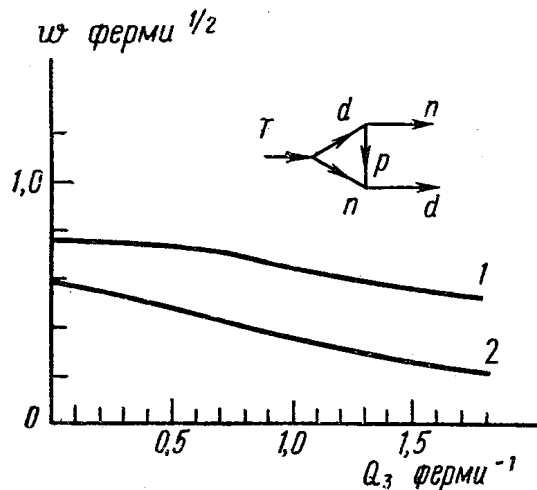


Рис. 4. Зависимость от Q_3 вершинной части (коэффициента в амплитуде при $C_{1\mu_d 1/2\mu_n}^{1/2\mu_r}$), отвечающей треугольной диаграмме: 1 — $\Sigma_T = \Sigma = 0$ и 2 — $\Sigma_T = \Sigma_3 = 0$

($\Sigma_3=0, \Sigma \neq 0$) с кривой, составленной из пунктирной при малых Q_3 и сплошной при больших Q_3 ($\Sigma=0, \Sigma_3 \neq 0$). Использование более реалистической модели для расчета вершинной части в случае виртуального дейтрона, по-видимому, приведет к еще более быстрому убыванию ее с ростом Q_3 , как это следует из сравнения кривых 1 и 2 рис. 1. Таким образом, эффекты виртуальности сильно сказываются на поведении и абсолютной величине вершинной части $H^3 \rightleftharpoons n+d$, и их следует учитывать при расчетах соответствующих диаграмм.

¹ При учете тензорных сил следовало бы включить D -состояние. Однако ввиду малости соответствующей амплитуды это приведет лишь к слабому изменению интеграла перекрытия и никак не скажется на качественных выводах.

Эффекты виртуальности того же характера дает описание вершины распада $H^3 \rightarrow n + d$ с помощью треугольной диаграммы (рис. 4)¹. Соответствующая вершинная функция имеет вид [15] (учет спина приводит к появлению дополнительного множителя

$$(1/2) C_{1\mu_d^{1/2}\mu_n}^{1/2\mu_T}$$

$$W_{\mu_d\mu_n}^{\mu_T} = G_T (8\alpha'/3) C_{1\mu_d^{1/2}\mu_n}^{1/2\mu_T} \omega(Q_3);$$

$$\omega(Q_3) = Q_3^{-1} \operatorname{arctg} [Q_3/2 (\sqrt{(4/3) m (\varepsilon - \varepsilon_{12}) + Vmx}) + \sqrt{mx}]; \quad (16)$$

$$\alpha' = \alpha(\alpha + \mu)(2\alpha + \mu)/\mu^2,$$

Здесь $x = \varepsilon_{12}$ при $\Sigma = 0$ и $x = \varepsilon + 3Q_3^2/4m$ при $\Sigma_3 = 0$. Как и раньше, $\Sigma_T = E_T - p_T^2/2M = 0$. При расчете по формуле (16) было использовано значение G_T , найденное выше ($G_T^2 = 0,95$ ферми). Вершинная функция (16) при $\Sigma_3 = 0$, как и на рис. 2, быстрее убывает с ростом Q_3 и меньше по абсолютной величине по сравнению со случаем $\Sigma = 0$. Таким образом, сильная зависимость от виртуальности связана с рыхлой структурой дейтрона и соответственно с важной ролью эффектов перестройки. Отвечающая треугольной диаграмме вершинная функция имеет намного более плавную зависимость от Q_3 , нежели найденная выше кривая 1, исправленная на пунктирную при $Q_3 < \kappa$ (см. рис. 1). В области $Q_3 \leq 0,5$ ферми⁻¹ ≈ 100 Мэв/с обе сравниваемые функции приблизительно постоянны. По-видимому, более сложные диаграммы перестройки, например, «лестничные» диаграммы, построенные на основе рассмотренной треугольной диаграммы, должны приводить к еще более плавной зависимости от Q_3 , так как они отвечают более далеким особенностям. Отсюда следует, что относительно быстрое убывание кривой 1 рис. 1 обязано «потенциальным» эффектам (связанным с обменом мезонами между тяжелыми частицами), а не эффектам перестройки. Это также означает, что для более сложных ядер эффекты перестройки могут сглаживать вершинную функцию, делая ее зависимость от переданного импульса менее резкой, чем это дает потенциальная модель двух тел или «батлеровское» приближение.

Автор благодарен проф. И. С. Шапиро и Л. Д. Блохинцеву за полезные обсуждения, а также Э. И. Долинскому, указавшему значение константы G_T^2 до выхода из печати работы [11], в которой этот результат был получен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Атомиздат, 1963.
2. Симонов Ю. А., Бадалян А. М. «Ядерная физика», 5, 88, 1967.
3. Фаддеев Л. Д. ЖЭТФ, 39, 1459, 1960.
4. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И. «Ядерная физика», 5, 797, 1967.
5. Верде М. В сб. «Строение атомного ядра». М., ИЛ, 1959, стр. 170.
6. Борбей И., Долинский Э. И. «Ядерная физика», 7, 554, 1968.
7. Бадалян А. М., Гальперн Е. С., Ляховицкий В. Н. «Ядерная физика», 8, 313, 1968.
8. Каминский В. А., Орлов Ю. В. «Ядерная физика», 2, 728, 1966.
9. Абдель Рида Аль Хор. Реферат кандид. диссертации, НИИЯФ МГУ, 1969.

¹ Этот случай рассмотрен в работе [9].

10. Varbour I. M., Phillips A. C. Phys. Rev. Lett., 19, 1388, 1967.
11. Борбей И., Долинский Э. И. «Ядерная физика», 10, 299, 1969.
12. Ситенко А. Г., Харченко В. Ф. «Изв. АН СССР», серия физич., 28, 41, 1964.
13. Ситенко А. Г., Харченко В. Ф. «Ядерная физика», 1, 994, 1965.
14. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Попов В. С. ЖЭТФ, 42, 1636, 1962.
15. Орлов Ю. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., 34, 2201, 1970.

Поступила в редакцию
1.7 1969 г.

НИИЯФ

Замечание при корректуре. Сопряжение кривой 1 (рис. 2) с более аккуратно подсчитанной вершинной функцией для малых Q_3 (в сепарабельном приближении, но с учетом различия NN -взаимодействий в триплетном и синглетном состояниях) привело к некоторому увеличению константы распада $H^3 \rightarrow n + d$ ($G_T^2 - 1,5$ ферми, см. [15]).
