

Ю. В. ОРЛОВ, В. А. КАМИНСКИЙ, Ю. П. ОРЕВКОВ

## К РАСЧЕТУ ТРЕХЛУЧЕВЫХ ВЕРШИННЫХ ЧАСТЕЙ

При расчете фейнманских диаграмм прямых ядерных реакций в нерелятивистской теории [1] необходимо знать вершинные части — амплитуды виртуального распада или синтеза  $A \rightleftharpoons B + C$ . Выражение для вершинной части с учетом спинов частиц приведено в работах [2 и 3], где определен инвариантный формфактор. Поскольку частицы  $A, B, C$  могут быть виртуальными, инвариантный формфактор  $\Gamma$  зависит, вообще говоря, от трех инвариантов, например от  $S_1, S_2, S_3$  ( $S_i = 2m_i E_i - \vec{p}_i^2$ ,  $m_i, E_i$  и  $\vec{p}_i$  — масса, кинетическая энергия и импульс частицы  $i$ ). Однако в модели, в которой взаимодействие между  $B$  и  $C$  описывается потенциалом  $V(r_{BC})$ , формфактор  $\Gamma$  зависит только от  $q^2$  квадрата переданного импульса в системе покоя ядра  $A$

$$q^2 = m \left( \frac{\vec{p}_B}{m_B} - \frac{\vec{p}_C}{m_C} \right)^2, \quad (1)$$

$$m = \frac{m_B m_C}{m_B + m_C}$$

и выражается [4] через фурье-преобразование волновой функции относительного движения  $B$  и  $C$ , описывающей связанное состояние системы. Соответствующее выражение для  $\Gamma(q^2)$  можно получить, рассматривая, например, амплитуду фоторасщепления  $\gamma + A \rightarrow B + C$ , отвечающую полюсной диаграмме, и сопоставляя ее с матричным элементом теории возмущений.

В работе [5] нами были исследованы аналитические свойства инвариантного формфактора  $\Gamma(q^2)$  (для  $S$ -нейтрона) в рамках одночастичной модели с потенциалом вида

$$V(r) = -V_0 [1 - (1 - e^{-r/a})^n]. \quad (2)$$

Потенциал (2) хорошо аппроксимирует потенциал Вудса-Саксона, причем  $V_0$  и  $a$  имеют обычный смысл глубины потенциала и диффузности его границы. Радиус ядра  $R$ , определяемый обычным условием  $V(R) = -V_0/2$ , связан с  $n$  соотношением

$$R = a [\ln n - \ln(\ln 2)]. \quad (3)$$

Взяв  $R = 1,25 A^{1/3} \phi$ ,  $a = 1 \phi$ , имеем  $n \approx A$  для  $A \lesssim 30$ . Решая уравнение Шредингера спектральным методом [6], получаем выражения [5, 7] для функции Юста  $F(q)$  и вершинной функции  $\Gamma(q^2)$ , нормированной в точке  $q = i\kappa$  на 1. После перегруппировки членов в этих выражениях получаем следующие удобные для программирования и численных расчетов формулы ( $\kappa^2 = 2mE_{св}/\hbar^2$ ,  $E_{св}$  — энергия связи нейтрона,  $K_0^2 = 2mV_0/\hbar^2$

$$F(q) = \sum_{j=0}^{\infty} F_j; \quad F_0 = 1, \quad (4)$$

$$F_j = \sum_{k_1, k_2, \dots, k_\nu}^n (i)^{\sum_{l=1}^{\nu} k_l} \prod_{l=1}^{\nu} \frac{S_n^{k_l}}{s_l (s_l - 2iaq)};$$

$$S_n^{k_l} = (K_0 a)^2 (-1)^{k_l} C_n^{k_l}.$$

Индекс  $(j)$  у знака суммы означает, что  $S_0 \equiv k_1 + k_2 + \dots + k_\nu = j$

$$\Gamma(q^2) = \sum_{j=0}^{\infty} \Gamma_j; \quad \Gamma_0 = 1, \quad (5)$$

$$\Gamma_j = \sum_{k_1, k_2, \dots, k_\nu=0}^n \frac{q^2 + \kappa^2}{q^2 + (\kappa + S_0/a)^2} \prod_{l=1}^{\nu} \frac{S_n^{k_l}}{s_l (s_l + 2a\kappa)}.$$

$F_j$  и  $\Gamma_j$  удовлетворяют рекуррентному соотношению вида

$$\Phi_j = \sum_{k=1}^{n-1} S_n^{n-k} \Phi_{j-n+k},$$

$$\Phi_j = 0 \text{ для } j < 0. \quad (6)$$

В работе [5] численный расчет  $\Gamma(q^2)$  по формуле (5) был выполнен для случая малого радиуса ( $R=2\Phi$ ). В данной работе расчет проведен для 2-состояний валентных легких ядер  $\text{Li}^7$ ,  $\text{C}^{13}$  и  $\text{O}^{17}$  (очевидно, к таким состояниям лучше применима одно-

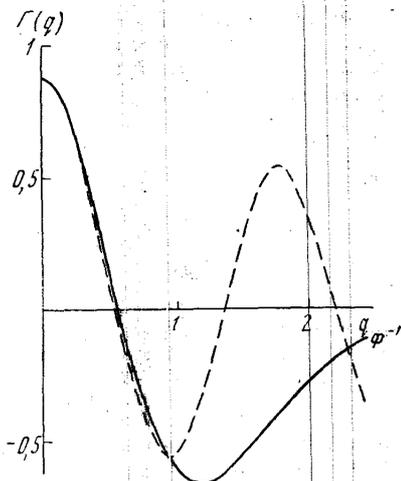


Рис. 1

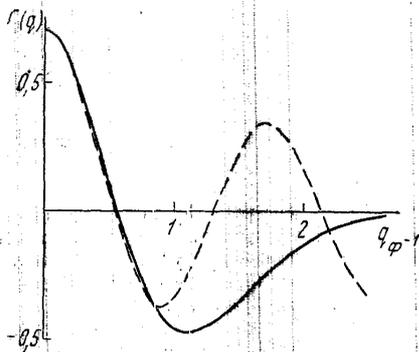


Рис. 2

частичная модель). Расчеты выполнялись на электронной машине М-20. По заданной энергии связи [8] ( $E_{св}=0,71, 1,86$  и  $3,275 \text{ Мэв}$  для  $\text{Li}^7$ ,  $\text{C}^{13}$  и  $\text{O}^{17}$ ) из условия  $F(q)|_{q=ix} = 0$  определялась величина  $(K\alpha a)^2$  (2,79, 2,25 и 2,15 для  $\text{Li}^7$ ,  $\text{C}^{13}$  и  $\text{O}^{17}$ ).

Затем по формуле (5) вычислялось  $\Gamma(q^2)$ . Результаты для  $\text{Li}^7$ ,  $\text{C}^{13}$  и  $\text{O}^{17}$  приведены на рис. 1—3, на которых для сравнения изображены пунктиром соответствующие батлеровские формфакторы  $\Gamma_B(qR_B)$ , нормированные, как и  $\Gamma(q^2)$ , условием  $\Gamma=1$  при  $q=ix$ .

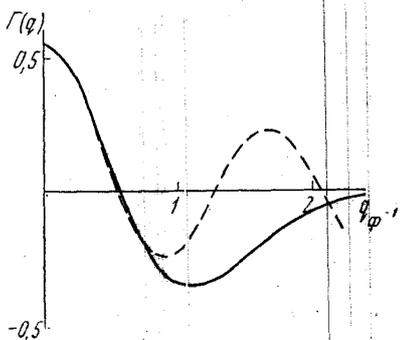


Рис. 3

$$\Gamma_B(qR_B) = e^{-\kappa R_B} \left( \cos qR_B + \frac{\kappa}{q} \sin qR_B \right). \quad (7)$$

Известно, что при  $qR_B \ll 1$  батлеровский формфактор является хорошим приближением. Как видно из приведенных рисунков, область значений  $q$ , в которой  $\Gamma$  не зависит от модели, оказывается довольно большой:  $qR_B \leq 3,5$ . Радиусы  $R_B$  (3,535 ф, 3,73 ф и 3,87 ф для  $\text{Li}^7$ ,  $\text{C}^{13}$ ,  $\text{O}^{17}$ ) определяются из условия  $\Gamma_B = \Gamma$  при  $q=0$ . Значения  $R_B$  заметно превышают радиус ядра  $R=1,25 A^{1/3}$  ф (2,27 ф, 2,86 ф и 3,15 ф для  $\text{Li}$ ,  $\text{C}$

и  $\text{O}$ ), что позволяет понять, почему батлеровские радиусы  $R_B$  получаемые путем подгонки к эксперименту сечений реакции срыва или подхвата, вычисленных в батлеровском приближении [9], получаются завышенными.

При  $q > 1$  функция  $|\Gamma(q^2)|$  плавно убывает, тогда как  $\Gamma_B(qR_B)$  начинает осциллировать как  $\text{const} \cdot \cos qR_B$ . Следует иметь в виду, что, начиная с некоторых достаточно больших  $q$ , станут существенными эффекты, связанные с остаточными взаимодействиями, которые не учтены в вычисленной вершинной функции. Однако при изучении пря-