

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 Γ 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 Γ 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 $q = i\pi$ на 1. После перегруппировки членов в этих выражениях получаем следующие удобные для программирования и численных расчетов формулы ($\chi^2 = 2mE_{св}/\hbar^2$, $E_{св}$ — 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 $S_0 \equiv k_1 + k_2 + \dots + k_\nu = j$

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

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

F_j и Γ_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 Li^7 , C^{13} и O^{17} (очевидно, к таким состояниям лучше применима одно-

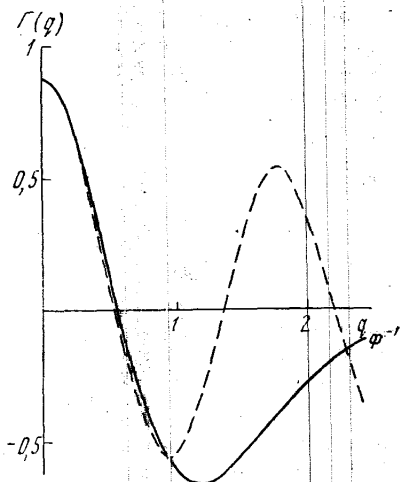


Рис. 1

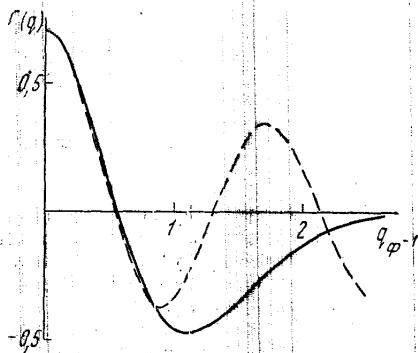


Рис. 2

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 Li^7 , C^{13} и O^{17}) из условия $F(q)|_{q=ix} = 0$ определялась величина $(K\alpha)^2$ (2,79, 2,25 и 2,15 для Li^7 , C^{13} и O^{17}).

Затем по формуле (5) вычислялось $\Gamma(q^2)$. Результаты для Li^7 , C^{13} и 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 $q=ix$.

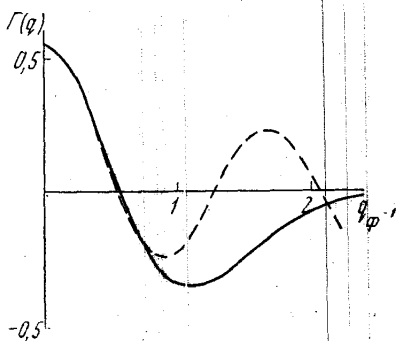


Рис. 3

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

Известно, что при $qR_B \ll 1$ батлеровский формфактор является хорошим приближением. Как видно из приведенных рисунков, область значений q , в которой Γ 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 Li^7 , C^{13} , 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 Li , C

и 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-