Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 7, стр. 516 – 519 5 октября 1974 г.

ВЕРШИННЫЕ КОНСТАНТЫ α-ЧАСТИЦЫ

А.Г.Барышников[1], *Л.Д.Блохинцев*[1], *И.М.Народецкий*

Из решения интегральных уравнений для 4-х нуклонов вычислены вершинные константы для виртуальных распадов $\alpha \to T + N$ и $\alpha \to d + d$. В модели с сепарабельным, зависящим от спина потенциалом Ямагучи значения вершинных констант равны $G^2_{\alpha TN} = 17{,}5 \pm 0{,}9$ *ф*, $G^2_{\alpha dd} = 36{,}7 \pm 16{,}7$ *ф*.

Ядерные вершинные константы виртуальных распадов $A \to B + C$ имеют важное значение при анализе различных ядерных реакций. Теоретическое вычисление этих констант дает информацию о форме NN-взаимодействия. До сих пор микроскопический расчет вершинных констант был выполнен лишь для простейших двух- и трехнуклонных систем [1]. В настоящей статье приведены разультаты первых расчетов этих констант для распадов $\alpha \to t + p$ и $\alpha \to d + d$.

Наши расчеты основаны на решении интегральных уравнений для 4-х нуклонов в модели с сепарабельным, зависящим от спина NN-потенциалом [2]. Энергия связи α-частицы в этой модели равна $E_\alpha = -45{,}73$ *Мэв*, энергия связи трития $E_T = -11{,}03$ *Мэв*. Так как мы не учитываем кулоновского взаимодействия и других эффектов, нарушающих изотопическую инвариантность, то мы не будем различать распады $\alpha \to t + p$ и $\alpha \to h + n$, используя единое обозначение $\alpha \to T + N$.

Вершинные константы $G^2_{\alpha TN}$ и $G^2_{\alpha dd}$, отвечающие виртуальным распадам $\alpha \to T + N$ и $\alpha \to d + d$, выражаются через вычеты S-волновых амплитуд упругого TN- и dd-рассеяния в состоянии с нулевым спином и изоспином, взятые в полюсе $E = E_\alpha$:

$$G^2_{\alpha TN} = \frac{1}{2} \lim_{E \to E_\alpha} (E - E_\alpha) T_{TN}(E), \qquad G^2_{\alpha dd} = \lim_{E \to E_\alpha} (E - E_\alpha) T_{dd}(E), \tag{1}$$

где E – полная энергия в СЦМ. Нормировка амплитуд T_{TN} и T_{dd} такова:

$$T_{TN} = -\frac{8\pi}{3m} e^{i\delta_T} \frac{\sin \delta_T}{k_T}, \qquad T_{dd} = -\frac{2\pi}{m} e^{i\delta_d} \frac{\sin \delta_d}{k_d}, \tag{2}$$

где m – масса нуклона, $k_T = \sqrt{\frac{3}{2}m(E + E_T)}$, $k_d = \sqrt{2m(E + 2E_d)}$, $E_T\,(E_d)$ – энергия связи трития (дейтона), $\hbar = c = 1$. Коэффициент 1/2 в (1) обусловлен изоспиновой кинематикой. Величины $G^2_{\alpha TN}$ и $G^2_{\alpha dd}$ имеют размерность длины.

[1] Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

Используя метод резонансного разложения Гильберта – Шмидта[1], легко показать, что

$$G^2_{\alpha TN} = \frac{8\pi^2}{3\sqrt{3}\,\gamma_\eta \gamma_e} \; [A_1(i\kappa_T,\ E_\alpha)]^2 \;, \quad \kappa^2_T = 2m\,(E_T - E_\alpha); \tag{3}$$

$$G^2_{\alpha dd} = \frac{8\pi^2}{\gamma_\xi\, \gamma_e}\,[B^\circ_1(i\kappa_d;\, E_\alpha)]^2\,, \quad \kappa^2_d = 2m(2E_d - E_\alpha)\,. \tag{4}$$

В формулах (3), (4) величины $A_1(q;\, z) = X^{-1}_1\left(z - \frac{q^2}{2m}\right)a_1(q;\, z)$ и $B^\circ_1(q;\, z) = Y^{-1}_{01}\left(z - \frac{q^2}{2m}\right)b_{01}(q;\, z)$ имеют смысл вершинных функций α-частицы[2], $X_1(z)$, $Y_{01}(z)$ – функции распространения $3 + 1$ и $2 + 2$ – резонансов, которые выражаются через собственные значения $\eta_1(z)$ и $\xi_{01}(z)$ соответствующих интегральных уравнений, $e_1(z)$ – собственное значение 4-х частичной задачи ($e_1(E_\alpha) = 1$),

$$\gamma_\eta = \left.\frac{d\eta_1}{dz}\right|_{z = E_T}, \quad \gamma_\xi = \left.\frac{d\xi_1}{dz}\right|_{z = 2E_d}, \quad \gamma_e = \left.\frac{de_1}{dz}\right|_{z = E_\alpha}.$$

Вершинные функции A_n, B^i_n ($i = 0,1$ – изотопический индекс, отвечающий реальным или виртуальным дейтонам) удовлетворяют системе уравнений:

$$A_n(q;\, E_\alpha) = \sum_{n'}\left\{\int_0^\infty C_{nn'}(q, q';\, E_\alpha)X_{n'}\left(E_\alpha - \frac{q'^2}{2m}\right)A_{n'}(q';\, E_\alpha)\,q'^2\,dq' + \right.$$
$$\left. + \sum_{i=0}^{1}\int_0^\infty D^i_{nn'}(q,\, q',\, E_\alpha)Y_{in'}\left(E_\alpha - \frac{q'^2}{2m}\right)B^i_{n'}(q';\, E_\alpha)\,q'^2\,dq'\right\}, \tag{5}$$

$$B^i_n(q;\, E_\alpha) = \sum_{n'}\int D^i_{n'n}(q',\, q;\, E_\alpha)X_{n'}\left(E_\alpha - \frac{q'^2}{2m}\right)A_{n'}(q',\, E_\alpha)\,q'^2\,dq', \tag{6}$$

где "потенциалы" $C_{nn'}$ и $D_{nn'}$ определены в [2]. Нормировка этих функций такова:

$$\sum_n \int_0^\infty \left\{A^2_n(q;\, E_\alpha)X_n\left(E_\alpha - \frac{q^2}{2m}\right) + \sum_{i=0}^{1} B^{i\,2}_n(q;\, E_\alpha)\,Y_{in}\left(E_\alpha - \frac{q^2}{2m}\right)\right\}q^2\,dq = 1, \tag{7}$$

Система (5), (6) решалась численно с учетом трех функций A_n и двух функций B^i_n (для каждого значения $i = 0,1$). Такое обрезание системы уравнений обеспечивает достаточную точность вычисления энер-

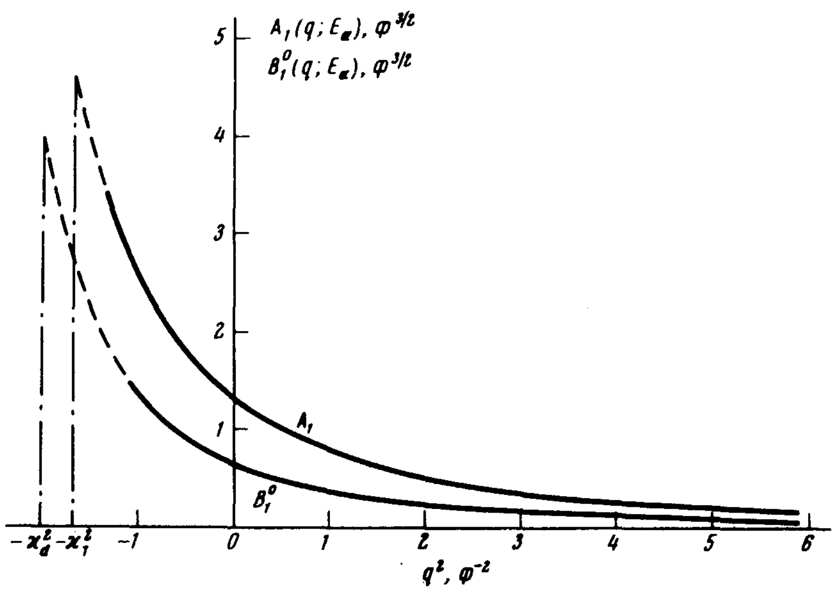
[1] Метод Гильберта – Шмидта в задаче 4-х нуклонов рассмотрен в [3]. О расчете 3-х частичных вершинных констант с помощью этого метода см. [4].
[2] Здесь и ниже использованы обозначения работы [2].

гии связи α-частицы [2]. Далее, используя значения функций $A_1(q;E_\alpha)$ и $B_1^\circ(q;E_\alpha)$ при $q^2 > 0$ (напомним, что A_n и B_n^i есть четные функции импульса), можно в принципе определить необходимые для вычисления вершинных констант значения формфакторов в точках $\kappa_T^2 = 1{,}67\ ф^{-2}$ и $\kappa_d^2 = 1{,}99\ ф^{-2}$, вычисляя интегралы в правых частях уравнений (5), (6). Однако, ввиду возникающих особенностей подинтегральных функций непосредственное вычисление интегралов (5) оказывается возможным лишь при $q^2 \geqslant -1{,}3\ ф^{-2}$, а интегралов (6) – при $q^2 \geqslant -1{,}1\ ф^{-2}$. Поэтому для нахождения величин $A_1(i\kappa_T;\ E_\alpha)$ и $B_1^\circ(i\kappa_d;\ E_\alpha)$ мы используем аналитическую аппроксимацию вершинных функций полиномами:

$$A_1(q;\ E_\alpha) = \sum_{k=0}^{N_1} a_k q^{2k}, \quad B_1^\circ(q;\ E_\alpha) = \sum_{k=0}^{N_2} b_k q^{2k} \tag{8}$$

с последующей экстраполяцией в точки $i\kappa_T$ и $i\kappa_d$. Аналитическая аппроксимация проводилась при различных значениях N_1 и N_2 ($3 \leqslant N_1$, $N_2 \leqslant 9$). Мы использовали также различные области значений q^2 для определения коэффициентов a_k и b_k по рассчитанным значениям $A_1(q;E_\alpha)$ и $B_1^\circ(q;\ E_\alpha)$. Для функции $A_1(q;\ E_\alpha)$ различные способы аппроксимации, хорошо описывающие область $q^2 \geqslant -1{,}3\ ф^{-2}$, приводят к близким значениям $A_1(i\kappa_T;\ E_\alpha)$, равным $4{,}64 - 4{,}87\ ф^{3/2}$. Подставляя эти значения в (3), получаем

$$G^2_{\alpha TN} = 17{,}5 \pm 0{,}9\ ф.$$



Вершинные функции α-частицы

В случае $B_1^\circ(q;\ E_\alpha)$ разброс, обусловленный неоднозначностью аппроксимации оказывается большим (что, по-видимому, связано с большим интервалом экстраполяции): $B_1^2(i\kappa_d; E_a) = 3{,}95 - 6{,}46\ \phi^{5/2}$ откуда, согласно (4),

$$G^2_{add} = 36{,}7 \pm 16{,}7\ \phi\ .$$

Рассчитанные значения вершинных функций представлены на рисунке. Сплошные участки кривых получены путем решения системы уравнений (5), (6) при $q^2 > 0$ или путем вычисления интегралов (5), (6) при $q^2 < 0$. Пунктирные участки построены с помощью экстраполяции по формулам (8) при $N_1 = 9$, $N_2 = 6$.

Ввиду отсутствия других микроскопических расчетов вершинных констант G^2_{aTN} и G^2_{add}, мы может сравнить наши результаты лишь с феноменологическими значениями, извлеченными из данных по ядерным реакциям. Значения G^2_{aTN}, найденные путем анализа различных реакций в рамках периферийной модели [5 – 7], дисперсионных соотношений [8 – 10] и K-матричного подхода [11, 12] меняются в интервале 7 – 13 ϕ. Данных по константе G^2_{add} очень мало; анализ (d, a) реакций и ad-рассеяния с помощью периферийной модели дает G^2_{add} 12 – 30 ϕ. Некоторая завышенность полученных нами значений вершинных констант по сравнению с феноменологическими значениями может быть обусловлена заметной пересвязанностью a-частицы для используемой модели NN-потенциала.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
12 августа 1974 г.

Литература

[1] Y.E.Kim, A.Tubis. Ann. Rev. of Nucl. Sci., 24, 1974.

[2] И.М.Народецкий. ЯФ, 19, 552, 1974.

[3] И.М.Народецкий. Preprint ITEP-9, 1974; ЯФ 20, вып. 5, 1974.

[4] А.Г.Барышников, Л.Д.Блохинцев, И.М.Народецкий. Письма в ЖЭТФ, 19, 608, 1974.

[5] Э.И.Долинский. Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 165, 1970.

[6] В.В.Туровцев, Р.Ярмухамедов. ЯФ, 17, 62, 1972.

[7] A.G.Baryshnikov, L.D.Blokhintsev. Phys. Lett., 36B, 205, 1971.

[8] M.P.Locher. Nucl. Phys., B36, 634, 1972.

[9] R.D.Viollier, G.R.Plattner, D.Trautman, R.Alder. Nucl. Phys.,A206, 513, 1973.

[10] L.S.Kisslinger. Phys. Rev. Lett., 29, 505, 1972.

[11] А.Г.Барышников, Л.Д.Блохинцев, А.Н.Сафронов, В.В.Туровцев. Письма в ЖЭТФ, 16, 414, 1972.

[12] A.G.Baryshnikov, L.D.Blokhintsev, A.N.Safronov, V.V.Turovtsev. Nucl. Phys., A224, 61, 1974.