Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 7, стр. 385 – 389 5 апреля 1973 г.

КОНСТАНТА СВЯЗИ И ФОРМФАКТОР ДЛЯ ВЕРШИНЫ $t \rightleftarrows d + n$.

Ю.В.Орлов, В.Б.Беляев

Обнаружена сильная чувствительность константы связи G_t^2 для вершины $t \rightleftarrows d+n$ к форме NN-потенциала, что может быть использовано для отбора NN-взаимодействия, согласующегося с результатами анализа ядерных реакций и рассеяния на легких ядрах.

Расчеты формфактора W и оценка константы связи G_t^2 для вершины $t \rightleftarrows d+n$ были сделаны в данной работе для двух центральных потенциалов с мягким отталкивательным "кором" Малфлита – Тьена (МТ) [1] и Даревича – Грина (ДГ) [2], действующих в $^3S_1$- и в $^1S_0$- состояниях и описывающих соответствующие фазы рассеяния в интервале энергий от 0 до 300 – 400 *Мэв*. Расчеты W производились по формулам работы [3], обобщенным на случай учета спина и изоспина (см. также [4 – 6]). Учитывался лишь вклад S-волны. Были использованы тритиевые волновые функции v и u (определение их дано, например, в работе [7]), найденные путем решения уравнений Фаддеева по методу Бейтмана

[8, 9]. На рис. 1 приведены результаты расчета W для случаев реального дейтрона ($W = W_1$) и реального нейтрона ($W = W_2$). Видно, что формфакторы, в особенности W_2, весьма чувствительны к потенциалу.

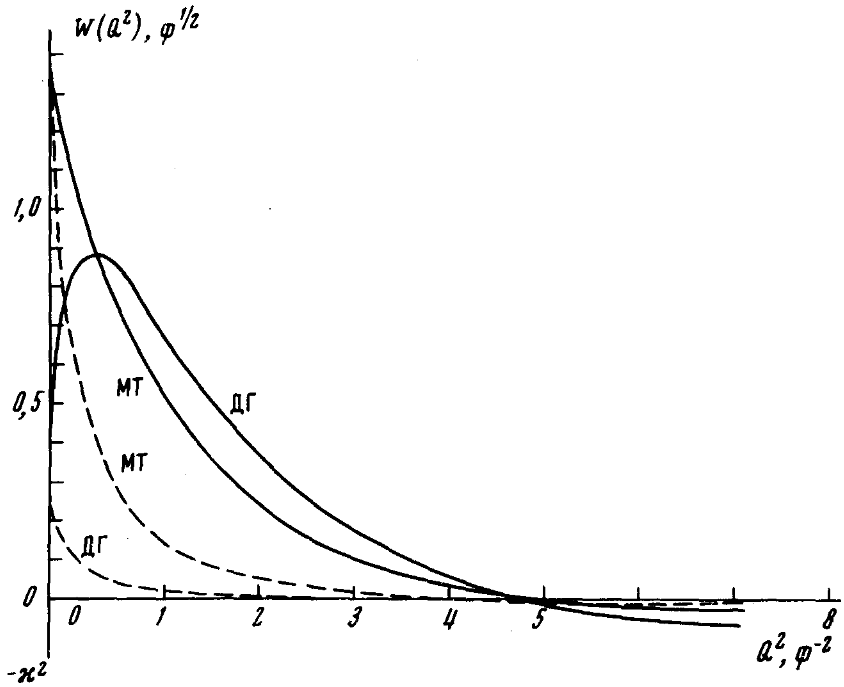

Рис. 1. Зависимость от Q^2 формфакторов W_1 (сплошные кривые) и W_2 (пунктир) для потенциалов Малфлита – Тьена (МТ) и Даревича – Грина (ДГ). W_1 соответствует реальному дейтрону и виртуальному нейтрону, W_2 – виртуальному дейтрону и реальному нейтрону. В области $-\kappa^2 \leqslant Q^2 \leqslant 0$ кривые получены экстраполированием

Вывод на массовую поверхность дейтрона и нейтрона одновременно отвечает переходу к пределу при $Q^2 \to -\kappa^2$, где $Q^2 = (p_d - 2p_n)^2/9$, p_i – импульс частицы i, $\kappa^2 = (4m/3)(\epsilon_t - \epsilon_d)$, m – масса нуклона, ϵ_t и ϵ_d – энергии связи трития и дейтрона (всюду используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$). В этой точке $W_1 = W_2 = G_t$. Функции v и u были вычислены лишь при $Q^2 > 0$. Экстраполяция W_1 или W_2 в точку $Q^2 = -\kappa^2$ затруднительна, поскольку именно здесь формфакторы изменяются наиболее быстро. Более удобна процедура, предложенная в работе [10], использующая то обстоятельство, что функция $v(q, Q)$ имеет полюс при $Q^2 = -\kappa^2$, вычет в котором пропорционален $G_t \phi(q)$, где $\phi(q)$ – пространственная волновая функция дейтрона в импульсном представлении (функция $\phi(q)$ вычислялась также по методу Бейтмана). Отсюда следует соотношение

$$G_t = \lim_{Q^2 \to -\kappa^2} G(q, Q), \tag{1}$$

$$G(q, Q) = -(3\sqrt{3}/4m)(Q^2 + \kappa^2)\, v(q, Q)/\phi(q).$$

Удобство экстраполяции по формуле (1) обусловлено тем, что при достаточно больших значениях q функция $G(q, Q)$ изменяется почти линейно по Q^2 с малой производной (см. рис. 2). Это естественно, так как большие значения q соответствуют более компактному дейтронному кластеру, т. е. асимптотика по переменной ρ, сопряженной с импульсом Q, осуществляется на меньших расстояниях. Последнее эквивалентно тому, что полюсное слагаемое в функции $v(q, Q)$ оказывается доминирующим даже в физической области переменной Q^2 при достаточно малых $Q^2 (> 0)$. В результате экстраполяции по формуле (1) получены константы связи G_t^2 (МТ) $\approx 1{,}9\,\phi$ и G_t^2 (ДГ) $\approx 0{,}1\,\phi$, различающиеся в ~20 раз (результат работы [10] для потенциала Реида с мягким кором соответствует значению $G_t^2 \approx 2\,\phi$[1]). Отметим, что характеристики трехнуклонной системы, которые, в отличие от G_t (см. 1), носят интегральный характер, для потенциалов МТ и ДГ различаются не сильно (см. табл. VI работы [9]). Выясним, какие различия между потенциалами приводят к столь сильному эффекту в G_t^2.

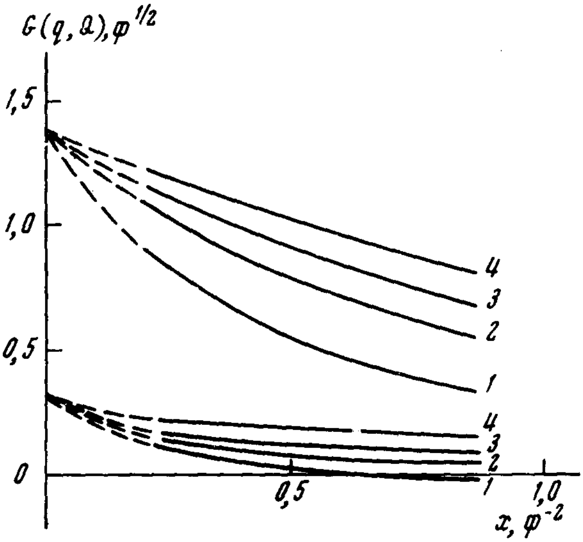

Рис. 2. Зависимость величины $G(q, Q)$ от $x = Q^2 + \kappa^2$ при различных q. Верхний пучок кривых получен для потенциала МТ при $q\ \phi^{-1}$: *1* – 0,597, *2* – 1,055, *3* – 1,585, *4* – 3,127; нижний – для потенциала ДГ при q: *1* – 1,210, *2* – 0,456, *3* – 2,806, *4* – 2,651. Пунктиром показана экстраполяция к значению $Q^2 = -\kappa^2$

Прежде всего обратим внимание на корреляцию, существующую между соотношением триплетного $V_t(r)$ и синглетного $V_s(r)$ потенциалов и функций $v(q, Q)$ и $u(q, Q)$. Напомним, что при $V_t(r) = V_s(r)$ имеем $v = u$ (пространственная часть волновой функции полностью симметрична относительно перестановки нуклонов). В случае потенциала МТ V_t и V_s отличаются только по глубине, причем $|V_t(r)| > |V_s(r)|$.

[1] В работе [10] определялась безразмерная величина $C = A_0/\sqrt{2\kappa}$ (A_0 – коэффициент в асимптотике волновой функции), связанная с G_t соотношением $G_t^2 = (9/2)\pi\lambda\kern-0.5em\raise0.3ex\hbox{-}\,\kappa N C^2$, где $\lambda\kern-0.5em\raise0.3ex\hbox{-} = \hbar/mc$, $N\ (=3)$ – множитель, учитывающий тождественность нуклонов. Результат ($C^2 = 2{,}8$) [10] был получен для вершины $h \rightleftarrows p + d$, однако с точностью до отклонения от зарядовой независимости $G_h^2 = G_t^2$.

При этом из расчетов следует, что $v > u$ (здесь и далее все сказанное относится лишь к интересующей нас области достаточно малых Q^2). Естественно допустить поэтому, что $v < u$, если $|V_t| < |V_s|$. В случае потенциала ДГ расчет дает $v < u$ во всей области Q (при фиксированном q), существенной для нормировочного интеграла (относительные вклады u и v в нормировку приведены в таблице, там же указана примесь состояний смешанной

Потенциал	$\int(vv)$	$\int(uu)$	$\int(vu)$	P_S, %
МТ [1]	0,481	0,115	0,404	2,0
ДГ [2]	0,012	0,824	0,164	4,7

симметрии $P_{S'}$). Различие функций v для потенциалов МТ и ДГ видно и непосредственно из рис. 2, поскольку дейтронные функции практически совпадают для обоих потенциалов. Видимое уменьшение v приводит к уменьшению G_t^2, т. е. к уменьшению веса кластерного состояния $(d + n)$ в тритии в случае потенциала ДГ. Для этого потенциала различие между $V_t(r)$ и $V_s(r)$ носит более сложный характер. В области $r \lesssim 1{,}85$ ϕ $|V_t| > |V_s|$, причем отношение V_t / V_s достигает значения ~ 2 (для МТ-потенциала $V_t / V_s \approx 1{,}2$). Если бы эта область играла существенную роль в величинах u и v при малых Q^2, то для потенциала ДГ неравенство $v > u$ (имеющееся для потенциала МТ) могло бы только усилиться. Наличие обратного неравенства ($v_{ДГ} << u_{ДГ}$) может лишь означать, если справедливо сделанное выше допущение, что соотношение между этими функциями определяется соотношением потенциалов V_t и V_s в периферийной области при $r > 1{,}85$ ϕ, где как раз $|V_t^{ДГ}| < |V_s^{ДГ}|$. Заметим также, что во внешней области потенциал ДТ стремится к нулю значительно быстрее, чем потенциал МТ (показатели в экспоненте отличаются почти вдвое), что должно усилить эффект различия констант G_t(ДГ) и G_t(МТ). Вывод о чувствительности G_t^2 к NN-потенциалу в области периферии ($r > \langle r_t^2 \rangle^{1/2} \approx 1{,}7$ ϕ, $\langle r_t^2 \rangle^{1/2}$ – среднеквадратичный радиус трития) представляется нам естественным, поскольку кластерное состояние должно носить периферийный характер. Зная соотношение между V_t и V_s в этой области, можно, по-видимому, предсказать, какое из кластерных состояний (с истинным или синглетным "дейтроном") будет иметь бо́льший вес в тритии для конкретного потенциала.

Возможность отбора NN-взаимодействия по G_t^2 обеспечивается тем, что величина G_t^2 может быть определена независимым образом из различных экспериментов полуфеноменологически. Сюда, например, относятся: применение дисперсионных соотношений для амплитуды nd-рассеяния вперед [11, 12], обобщенный фазовый анализ рассеяния нуклона на трехнуклонном ядре [13], в котором периферийные фазы определяются из обменных диаграмм с ближайшими особенностями по переданному импульсу, а также сравнительный анализ [14] прямых ядерных реакций (p, d) и (d, t) в рамках периферийной модели. Указанные полуэмпирические методы дают G_t^2 около или несколько больше

1 ϕ. Найденная в данной работе величина G_t^2 для потенциала МТ ($\approx$ 1,9 ϕ) близка к полуэмпирической оценке и практически совпадает с константой связи для потенциала Рейда ($G_t^2 \approx 2\phi$).

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
28 февраля 1973 г.

Литература

[1] R.A.Malfliet, I.A.Tjon. Nucl. Phys., A127, 161, 1969.

[2] G.Darewich, A.E.S.Green. Phys. Rev., 164, 1324, 1967.

[3] Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский. ЯФ, 5, 797, 1967.

[4] Ю.В.Орлов. Вестник МГУ, сер. физ.-астр., 11, 487, 1970.

[5] Ю.В.Орлов. Изв. АН СССР, сер. физич., 34, 2201, 1970.

[6] Л.Д.Блохинцев, И.А.Шварц. Вестник МГУ, сер.физ.-астр., №5, 31, 1972

[7] A.G.Sitenko, V.F.Kharchenko, N.M.Petrov. Phys. Lett., 28B, 308, 1968; В.Ф.Харченко, Н.М.Петров. Препринт ИТФ-69-8, Киев, 1969.

[8] Б.Ахмадходжаев, В.Б.Беляев, Е.Вжеционко. ЯФ, 11, 1016, 1970.

[9] B.Akhmadhodzaev, V.B.Belyaev, I.Wrzecionko, A.L.Zubarev. Preprint JINR E4-5763, Dubna, 1971.

[10] Y.E.Kim, A.Tubis. Phys. Rev. Lett., 29, 1017, 1972.

[11] M.P.Locher. Nucl. Phys., B23, 116, 1970.

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

[13] M.Bolsterly, G.Hale. Phys. Rev. Lett., 28, 1285, 1972.

[14] И.Борбей, Э.И.Долинский. ЯФ, 10, 299, 1969.