

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/II-74

Б-23

P4 - 7480

448/2-74

Е.Банг, Т.Елин, Г.Шульц

О ВЫЧИСЛЕНИИ ФОРМФАКТОРОВ
ДЛЯ ДВУХНУКЛОННОЙ КЛАСТЕРНОЙ ПЕРЕДАЧИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Е.Банг,* Т.Елин,* Г.Шульц

О ВЫЧИСЛЕНИИ ФОРМФАКТОРОВ
ДЛЯ ДВУХНУКЛЕОННОЙ КЛАСТЕРНОЙ ПЕРЕДАЧИ

Направлено в ЯФ

* Институт Нильса Бора, Копенгаген (Дания).

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакции передачи двух нуклонов играют большую роль в ядерной физике. Главное значение этих реакций состоит в том, что с их помощью можно непосредственно получить сведения о двухнуклонных корреляциях в конечных или начальных ядерных состояниях. Причем до сих пор интерес был сконцентрирован на изучении многостельных аспектов, описывающихся с помощью модели спаривания или модели, которая учитывает связь между спариванием и вибрациями. Однако надо отметить, что взаимодействие между двумя переданными частицами дает вклад в локальную корреляцию, которая не учтена в обычной модели спаривания. В реакциях типа (t, p) такая кластеризация играет большую роль, поскольку падающий тритон содержит два кластеризованных нейтрона. Поэтому интегралы перекрытия, которые вычисляются, например, в методе искаженных волн, будут зависеть от кластеризации в конечном состоянии. Ниже мы рассмотрим эту кластеризацию в (t, p) реакциях. Понятие кластеризации часто использовалось при рассмотрении двухнуклонных передач в реакциях с тяжелыми ионами, хотя роль кластеризации в этом случае могла быть другой. Механизм передачи двух нуклонов пока еще не совсем ясен. Не говоря уже о традиционных проблемах, возникающих при расчетах амплитуды передачи, главная трудность состоит в том, передаются ли в действительности эти две частицы, как кластер, т.е. в одноступенчатом процессе, или же это происходит последовательно, т.е. в процессе второго порядка с промежуточным состоянием одного из переданных нуклонов ^{1/}. Трудно ответить на этот вопрос,

если не знать роли кластеризации в той части конечной /или начальной/ волновой функции, которая входит в амплитуду реакции, т.е. в формфактор.

В этой работе мы рассмотрим эту проблему в очень простом виде, когда только два нуклона находятся вне замкнутой оболочки. Причем эффектом ортонормировки применительно к занятым состояниям будем пренебрегать. Кроме того, так как мы вынуждены ограничить базис разложения по кластерам, будут рассматриваться только легкие ядра. В этом смысле такое приближение оказывается дополнительным к обычному методу, где рассматривают модель оболочек плюс спаривание в который используют при описании реакции передачи двух нуклонов на тяжелых ядрах. Эффект локальной кластеризации может быть значителен даже для тяжелых ядер, однако, нам кажется, что решить эту проблему пока очень трудно.

2. ОБЫЧНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ ФОРМФАКТОРОВ

В этом параграфе мы коротко опишем два подхода, которые сейчас используются при вычислении формфакторов.

В первом подходе образуют двухчастичные функции, как произведения двух оболочечных функций. Потом, чтобы определить формфакторы, считают интегралы перекрытия между этими двухчастичными функциями и некоторыми функциями относительного движения этих двух частиц. Такой подход впервые применили Баймак и Каллио². Хотя этот подход очень эффективен и широко применяется, взаимодействие между частицами в нем не играет никакой роли, и если тем не менее процесс передачи рассматривать как одноступенчатый, то он должен происходить полностью вследствие механизма реакции.

Второй подход³ мы опишем подробнее, поскольку в некотором смысле он связан с нашей работой. Двухчастичную волновую функцию разлагают по осцилляторным функциям

$$\Psi_{JM}^{(1,2)} = \sum_{n \ell n' \ell'} c_{n \ell n' \ell'} [u_{n \ell}(\vec{r}_1) \times u_{n' \ell'}(\vec{r}_2)]_M^J, \quad /2.1/$$

где коэффициенты $c_{n\ell n'\ell'}$ можно получить после диагонализации гамильтониана, который содержит потенциалы этих двух частиц, отличные от осцилляторного потенциала, и остаточное взаимодействие. Здесь и далее мы рассматриваем только S -состояния относительного движения, опуская спиновые индексы, и требуем, чтобы пространственная волновая функция уравнения /2.1/ была симметрична. Компоненты функции Ψ_{JM} записываются в базисе волновых функций центра инерции и относительного движения как

$$\begin{aligned} [u_{n\ell}(\vec{r}_1) \times u_{n'\ell'}(\vec{r}_2)]_M^J &= \\ &= \sum_{\nu\lambda NL} \langle \nu\lambda NL | n\ell n'\ell'; J \rangle [u_{\nu\lambda} \left(\frac{\vec{\rho}}{\sqrt{2}} \right) \times u_{NL}(\sqrt{2}\vec{R})]_M^J, \end{aligned} \quad /2.2/$$

где

$$\vec{\rho} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1, \quad \vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \quad /2.3/$$

и $\langle \nu\lambda NL | n\ell n'\ell'; J \rangle$ - коэффициенты Мошинского. Таким образом, каждому внутреннему состоянию двухуклонного кластера соответствует формфактор

$$\begin{aligned} F_{\nu\lambda JM}(\vec{R}) &= \sum_{n\ell n'\ell' NL} c_{n\ell n'\ell'} \langle \nu\lambda NL | n\ell n'\ell'; J \rangle \times \\ &\times u_{NLM}(\sqrt{2}\vec{R}). \end{aligned} \quad /2.4/$$

Функции u_{NLM} - функции гармонического осциллятора, и если N - конечное число, то F спадает в асимптотике как функция Гаусса от R . Чтобы описать экспериментальные угловые распределения разных реакций передачи, потребуется более корректная асимптотика, которая получается, если учесть тот факт, что ядерный потенциал и остаточное взаимодействие имеют конечный радиус действия. Этого можно достичь, если L -компоненту формфактора $F(R)$ считать на поверхности ядра со сферической функцией Ганкеля $h_L(kR)$, где k определяется через энергию:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M} = E_{\text{н.}}$$

/2.5/

$E_{\text{н.}}$ - энергия, которая потребуется, чтобы выделить рассматриваемые две частицы из ядра, а M - сумма их масс. Сшивание проводится в той точке $R_{\text{сш}}$, где логарифмическая производная от функции F совпадает с логарифмической производной от функции Ганкеля. Существует более чем одна такая точка; мы возьмем точку, где $R_{\text{сш}}$ имеет самое большое значение. Во многих расчетах учитывают только те компоненты формфактора, где $\nu = \lambda = 0$, поскольку эти компоненты дают самые большие вклады в амплитуду передачи. При вычислении формфактора эффекты кластеризации можно включить в рассмотрение, но обычно это не делается, сумма по произведениям $\chi_{\nu\lambda}(k, R_{\text{сш}}) \chi_{\nu\lambda}(k, R_{\text{сш}})$ представляется собой распределенный путь включения возможных эффектов кластеризации в обычных сферических функциях. Когда $\hbar_{\text{н.}}$ вводится, тогда без особой аргументации вводится определенный вид кластеризации в волновой функции. Кроме того, введение сшивания является очень просветляющим. Оно гарантирует, что кластерная волновая функция обладает корректной асимптотикой для $k \rightarrow \infty$. По выбору $R_{\text{сш}}$ точная форма волновой функции может привести к систематическим расхождениям в описании реакции. Несмотря на эти недостатки, вышеизложенный подход был очень успешно применен для вычисления угловых распределений двухнуклонных передач на деформированных ядрах. Это означает, что идеи, которые лежат в основе этого подхода, имеют некоторое подтверждение. В следующем параграфе мы попытаемся получить формфактор на основе более последовательных расчетов.

3. СВЯЗАННЫЕ КАНАЛЫ ДЛЯ ФОРМФАКТОРА

Имея в виду приближения, о которых говорилось во введении, мы можем предполагать, что волновая функция для двух нуклонов в конечном состоянии удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}(\Delta_1 + \Delta_2) + V_1(\vec{r}_1) + V_2(\vec{r}_2) + V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) - E_{2n}\right) \times (\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)) = 0. \quad /3.1/$$

Далее предполагается, что обе частицы - нейтроны и

$$V_1 = V_2 = V\left(1 + \exp\left(\frac{r - R_T}{a}\right)^{-1}\right). \quad /3.2/$$

Как сказано выше, мы попытаемся решить /3.1/, разлагая Ψ по функциям, которые зависят от R и ρ соответственно:

$$\Psi = \sum_i \phi_i(\vec{\rho}) \Phi^i(\vec{R}), \quad /3.3/$$

где $\phi_i(\vec{\rho})$ - осцилляторная функция и

$$\vec{r}_{1,2} = \vec{R} + \vec{\rho}/2. \quad /3.4/$$

Для операторов кинетической энергии получается:

$$T_1 + T_2 = T_\rho + T_R, \quad /3.5/$$

и $\phi_i(\rho)$ удовлетворяет уравнению:

$$(T_\rho + V_\rho - E_i) \phi_i(\vec{\rho}) = 0, \quad /3.6/$$

где E_i определяется следующим образом:

$$E_i = \hbar\omega(2n_\rho + l + 3/2) = \hbar\omega_\rho(N + 3/2). \quad /3.7/$$

Подставляя /3.3/ в /3.1/, получаем с помощью /3.5/ и /3.6/

$$\sum_i (T_R + (E_i - V_\rho) + V_1 + V_2 + V_{12} - E_{2n}) \phi_i(\vec{\rho}) \Phi^i(\vec{R}) = 0. \quad /3.8/$$

Умножая /3.8/ слева на $\phi_i^*(\vec{\rho})$ и интегрируя по $\vec{\rho}$, получим систему связанных уравнений:

$$(T_R - E_{2n} + E_i) \Phi_i(\vec{R}) + \sum_j \langle \phi_i | V_1 + V_2 + V_{12} - V_\rho | \phi_j \rangle \Phi_j(\vec{R}) = 0. \quad /3.9/$$

Здесь $V_1 + V_2$ нужно выразить через функции от \vec{R} и $\vec{\rho}$. Мы это сделаем с помощью разложения Маклорена,

$$V_1 + V_2 = V(|\vec{R} + \frac{\vec{\rho}}{2}|) + V(|\vec{R} - \frac{\vec{\rho}}{2}|) = \quad /3.10/$$

$$= 2\{V(R) + \frac{1}{8} \frac{dV}{dR} \frac{\rho^2}{R} + \frac{1}{8} (\frac{d^2V}{dR^2} - \frac{1}{R} \frac{dV}{dR}) (\frac{\rho \cdot \vec{R}}{R})^2 + \dots,$$

$$\frac{dV}{dR} = -\frac{V}{4a} \operatorname{ch}^{-2}(\frac{R-R_T}{2a}) = 4\xi(R),$$

/3.11/

$$\frac{d^2V}{dR^2} = \frac{V}{4a^2} \operatorname{ch}^{-2}(\frac{R-R_T}{2a}) \operatorname{th}(\frac{R-R_T}{2a}),$$

куда включены только члены до второго порядка. Выражение типа /3.10/, которое достаточно точно для любых величин r_1, r_2 , нельзя получить, включая в него конечное число членов. В реакции (t, p) перекрытие с начальным состоянием тритона дает только тогда большие вклады, когда $\rho < 2$ фМ и размер кластера, который для нас интересен, имеет приблизительно ту же величину. Поэтому очень важно, чтобы члены второго порядка воспроизводили точный потенциал с погрешностью не хуже чем 5% для $\rho < 2$ фМ. Расчеты показали, что включение в /3.11/ членов 4 порядка не улучшает согласия заметным образом. Чтобы решить систему /3.9/, надо ограничить базис n , исходя из удобства расчетов, рассмотреть 22 состояния ϕ_i с $N \leq 4$.

Разлагая Ψ по угловым моментам, мы получим выражение /3.3/ в виде

$$\Psi_{JM_J} = \sum_{N \ell m L M} \phi_{N \ell}(\rho) \Phi_L^{N \ell}(\mathbf{R}) Y_{\ell}^m(\hat{\rho}) Y_L^M(\hat{\mathbf{R}})$$

$$\times \langle L \ell M m | J M_J \rangle$$

/3.12/

Разложение /3.10/ надо перевести в сферическую тензорную форму. При этом мы будем рассматривать только члены до второго порядка по ρ . Они дадут в $\phi_{N \ell}$ -представлении матричные элементы только типа $\langle N \ell | V_1 + V_2 | N' \ell' \rangle$ с $N' = N$ или $N \pm 2$.

Взять на этой стадии работы для взаимодействия между частицами "реалистические силы" - значит, только усложнить проблему. В действительности это должна быть некоторая эффективная сила, ее природа и параметры сейчас обсуждаются. Кажется, что самый хороший вариант для такого взаимодействия состоит в выборе R -зависящего взаимодействия, которое подобно самому потенциалу. Однако мы здесь выбрали полулокальную силу такого вида:

$$\langle N \ell m | V_{12}(\rho) | N' \ell' m' \rangle = V_0 \delta_{NN'} \delta_{N0} \delta_{\ell \ell'} \delta_{mm'} \quad /3.13/$$

в с ней мы получаем следующую систему связанных уравнений:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dR^2} + 2V(R) - E_{2n} + (N+3/2) \frac{2\hbar}{M \rho^2} + V_0 \delta_{m0} \right) \Phi_N^{\ell m} -$$

$$- \sum_{N'} \left[\frac{\xi(R)}{R} + \frac{\hbar^2}{M \rho^4} - 1/3 \xi(R) \eta(R) \right] \langle N \ell | \rho^2 | N' \ell' \rangle \Phi_N^{\ell' m} +$$

$$+ \xi(R) \eta(R) \sum_{N' \ell'} \langle N \ell | \rho^2 | N' \ell' \rangle \left(\frac{2\ell'+1}{2\ell+1} \right)^{1/2} \langle \ell' 2 0 0 | \ell 0 \rangle \times$$

$$\times [\langle \ell' 2 m 0 | \ell m \rangle Y_2^0(\hat{\mathbf{R}}) \Phi_N^{\ell' m} + \langle \ell' 2 (m-2) 2 | \ell m \rangle Y_2^{-2}(\hat{\mathbf{R}}) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \Phi_{N'}^{\ell' m-2} + \langle \ell' 2(m+2) - 2 | \ell m \rangle Y_2^2(\hat{R}) \Phi_{N'}^{\ell' m+2} - \langle \ell' 2(m-1) 1 | \ell m \rangle \times \\ & \times Y_2^{-1}(\hat{R}) \Phi_{N'}^{\ell' m-1} - \langle \ell' 2(m+1) - 1 | \ell m \rangle Y_2^1(\hat{R}) \Phi_{N'}^{\ell' m+1}] = 0, \end{aligned} \quad /3.14/$$

где $\eta(R) = 1/\text{ath}(\frac{R-R_T}{a}) + \frac{1}{R}$, $\rho_0 = (2\hbar^2/M\omega)^{1/2}$ - радиус-параметр осцилляторного базиса. Эту систему связанных уравнений нужно решить при квадратично интегрируемом граничном условии, но это не очень просто из-за члена

$$-\langle r | \mathbf{V}_\rho | r' \rangle = -\frac{\hbar^2}{M\rho^4} \langle N\ell | \rho^2 | N'\ell' \rangle.$$

Эти матричные элементы могли бы быть частично компенсированы за счет матричных элементов действительного взаимодействия между частицами, но больше недиагональные матричные элементы /по N / не будут компенсированы с данным взаимодействием. Вследствие этого мы проведем линейную трансформацию базиса функций $\{ \Phi \}$:

$$\hat{\Phi}_{N\ell} = \sum_{N'\ell'} T_{N'\ell'}^{-1} \Phi_{N'\ell'} \quad /3.15/$$

чтобы получить

$$-V_0 \delta_{N0} + U - \hat{V} - E_\rho = T^{-1} \langle N\ell | \mathbf{V}_\rho - E_\rho | N'\ell' \rangle T \quad /3.16/$$

в диагональном виде и для связанных уравнений

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{d}{dR^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{R^2} \right) + 2Vf(R) - E_{2n} + U_{N\ell} \right) \hat{\Phi}^{N\ell m} =$$

$$-(\xi/R - 1/3 \xi\eta) \rho_0^2 \sum_{N=\ell}^4 \hat{V}_{N'\ell N\ell} \hat{\Phi}^{N'\ell m}$$

$$+ \xi\eta \rho_0^2 \left(\sum_{\ell'=0}^4 \left(\frac{16\pi}{45} \frac{(2\ell'+1)}{(2\ell+1)} \right)^{1/2} \times \right.$$

$$\left. \langle \ell' 2 0 0 | \ell 0 \rangle \sum_{N=\ell'}^4 \hat{V}_{N'\ell'N\ell} \sum_{\mu=-2}^2 \langle \ell' 2 (m+\mu) - \mu | \ell m \rangle \times \right.$$

$$\left. \times Y_2^\mu \hat{\Phi}^{N'\ell' m+\mu} \right) = 0. \quad /3.17/$$

В нашем ограниченном базисе матрица T получается в явном виде, в других случаях она может быть найдена численно. Функции $\hat{\Phi}^{N\ell m}$ удовлетворяют асимптотическим условиям

$$\hat{\Phi}^{N\ell m} \approx \text{const} \times \exp(-R \sqrt{(E_{2n} - U_{N\ell}) 2M/\hbar^2}). \quad /3.18/$$

Чтобы решить систему связанных уравнений, мы применим способ, согласно которому функции $\hat{\Phi}^{N\ell m}$ разлагаются по функциям Штурма. Этот способ был успешно использован в подобных задачах [4-7] и хорошо себя зарекомендовал из-за его простоты и выигрыша в вычислительном времени. Кроме того, здесь он оказывается удобным, если рассматривать вариацию решения в зависимости от V_0 .

Поэтому мы напишем:

$$\hat{\Phi}^{N\ell m} = \sum_{i, M_J} \hat{\Phi}_L^{N\ell} (R) Y_{i, L}^M(\hat{R}) \langle L \ell M_{ii} | J M_J \rangle, \quad /3.19/$$

$$\hat{\Phi}_L^{N\ell} (R) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \alpha_{\nu L}^{N\ell} R^{-1} S_{\nu L}^{N\ell} (R), \quad /3.20/$$

где штурмовские функции $S_{\nu L}^{N\ell}(R)$ определяются через

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{d}{dR}\right)^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{R^2}\right) + V_{\nu L}^{N\ell} f(R) + U_{N\ell} - E_{2n} \times \\ \times S_{\nu L}^{N\ell}(R) = 0 \quad /3.21/$$

и их асимптотика - через /3.18/. Подставляя /3.19/

в /3.12/, умножая слева на $S_{\nu L}^{N\ell} Y_{L, l}^{M\ell}$ и принимая

во внимание, что

$$\int dR S_{\nu L}^{N\ell} f(R) S_{\nu L}^{N\ell} = \delta_{\nu\nu'}, \quad /3.22/$$

получим

$$(2V - V_{\nu L}^{N\ell}) \alpha_{\nu L}^{N\ell} \langle L\ell Mm | JM_J \rangle + \sum_{\nu' L'} \left(\sum_{M' m'} \langle S_{\nu L}^{N\ell} Y_{L, l}^M | \times \right. \\ \left. \times g | S_{\nu' L'}^{N'\ell'} Y_{L', l'}^{M'} \rangle \langle L'\ell' M'm' | JM_J \rangle \right) \alpha_{\nu' L'}^{N'\ell'} = 0. \quad /3.23/$$

Здесь g означает связывающий член в /3.12/ /т.е. он зависит от ξ и μ /. Систему линейных алгебраических уравнений для неизвестных коэффициентов α мы можем рассматривать как систему для собственного значения V . В этом виде, если E_{2n} соответствует экспериментальной энергии связи двух частиц, настоящий подход подобен тому, который применяется при вычислениях формфактора для одноуклонной передачи, когда подгоняют глубину потенциала, чтобы воспроизвести экспериментальную энергию связи.

Напомним, что ξ тоже содержит фактор V . Чтобы получить матрицу, где собственные значения стоят только на диагонали, надо произвести те же преобразования, что и в работе /4/ /см. уравнение /20//. Полная волновая

функция Ψ будет ортонормирована, если умножить коэффициенты a на такую константу, чтобы

$$\sum_{N \neq L, M \neq L} a_{\nu L}^{NL} a_{\nu' L}^{NL} \langle \Psi_{\nu' L}^{NL} | \Psi_{\nu L}^{NL} \rangle = 1, \quad /3.24/$$

4. РАСЧЕТЫ ДЛЯ РЕАКЦИЙ $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{11}\text{C}$.

Как уже отмечено, ограниченный базис позволяет рассматривать пока только реакции двухнуклонной передачи на легких ядрах. Мы возьмем в качестве примера реакцию $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{11}\text{C}$ и предположим, что переданные два нейтрона находятся в ядре ^{12}C в $1p$ -состояниях, а энергия их связи E_{2n} порядка $13 \text{ Мэв} / Q$ реакции равно $4,6 \text{ Мэв}$. Для потенциала Саксона-Вудса мы взяли обычные параметры

$$r_0 = 1,25, \quad a = 0,65 \quad /4.1/$$

и в осцилляторном базисе для относительного движения константы $\rho_0 = 2,18 \text{ фм}$. Конечно, очень удобно было бы взять для ρ_0 осцилляторный радиус тритона, поскольку потом интеграл перекрытия в ρ для кластерного процесса передачи был бы равен 1 для $\Phi_{00}(\rho)$ и 0 в противном случае. Поэтому $\rho_0 = 1,7$ было также использовано в расчетах. Однако, используя ограниченный базис, мы встречаемся с трудностями воспроизведения волновой функции ядер углерода. Поэтому мы взяли значение ρ_0 , которое соответствует ядру ^{12}C . Это гарантирует, что волновые функции во внутренней части ядра воспроизводятся достаточно хорошо, поскольку наши функции очень похожи на те, которые получаются с помощью преобразования Мошинского. Для V_0 были испытаны разные величины:

$$V_0 = 10; 5; 2,23; 0 \text{ Мэв.}$$

Обычно собственные значения V охватывают большой диапазон, но только некоторые из них, соответствующие физическим глубинам потенциала, для нас интересны. Из всех значений V , получившихся в наших расчетах, мы выбрали два, наиболее реалистических, $V = 50,63$ и $V = 44,41$ Мэв, полученных при $V_0 = 2,23$ Мэв. Если построить волновые функции на базе осцилляторных функций, то имеются только две возможности: $N = 2, \ell = 0$ или $N = 0, \ell = 0$ для относительного движения. Поэтому при сравнении осцилляторных функций с нашими эти компоненты должны быть самыми значительными.

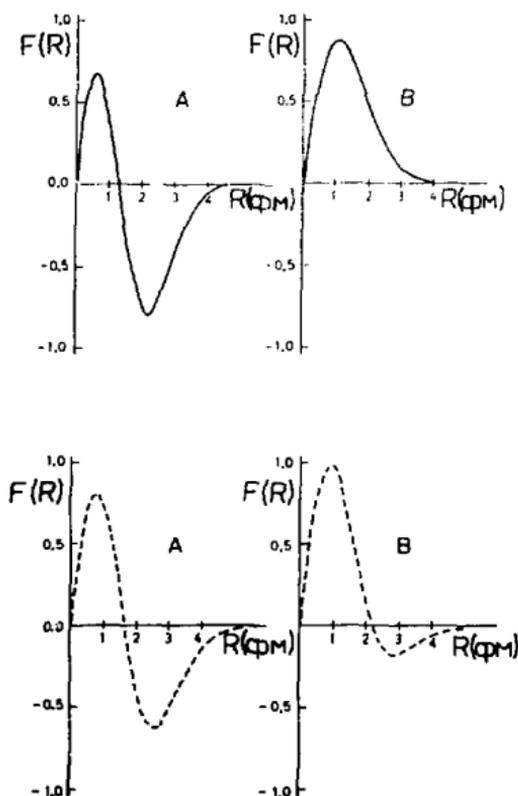


Рис. 1: Формфактор (---), полученный в настоящей работе, сравнивается с осцилляторным формфактором (—), / А соответствует $N = 0, \ell = 0$, В соответствует $N = 2, \ell = 2$.

На рис. 1 эти формфакторы $F(R)$ приведены вместе с осцилляторными. На рис. 2 мы сравниваем $\Phi_0^{40}(R)$ с $\phi_{00}(\sqrt{2}R)$, где осцилляторная функция изображена как с хвостом функции Ганкеля, так и без него. Видна большая разница между этими функциями в асимптотике. Рис. 3 показывает в полулогарифмическом масштабе зависимость хвоста функции Φ_0^{00} от V_0 . Очевидно, для больших величин V_0 асимптотическая часть функции растет, поскольку большая энергия связи в относительном движении дает частицам больше энергии для проникновения внутрь потенциального барьера. Значение $V_0 = 10$ Мэв могло быть до некоторой степени неразумным, но для такого кластера, как α -частица, большие величины V_0 будут более разумны и приведут к увеличению асимптотической волновой функции и следовательно, сечения передачи.

Формфактор, вычисленный здесь как Φ_0^{00} , включен в программу DWUCK¹⁶, чтобы рассчитывать реакцию $^{14}\text{C}(\alpha, p)^{14}\text{C}$ по методу искаженной волны. Эти ре-

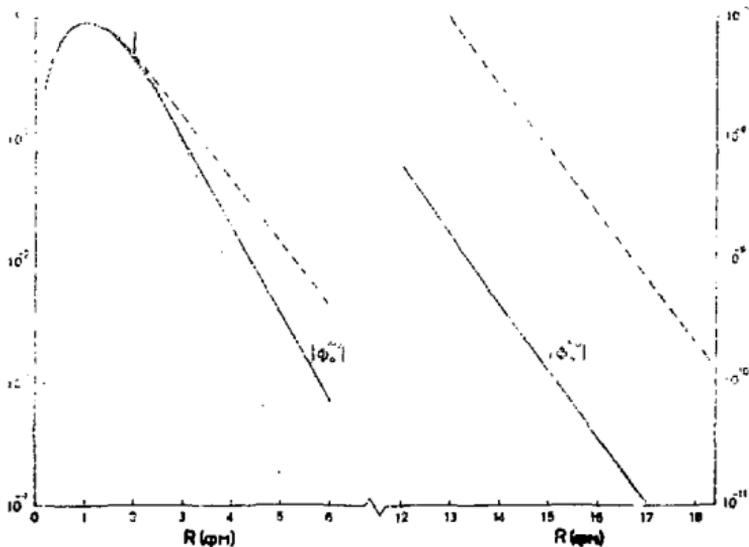


Рис. 2. В полулогарифмическом масштабе формфактор $\Phi_0^{40}(R)$ (—), полученный в нашей работе, сравнивается с осцилляторным формфактором (.....), сшитым с хвостом функции Ганкеля (---).

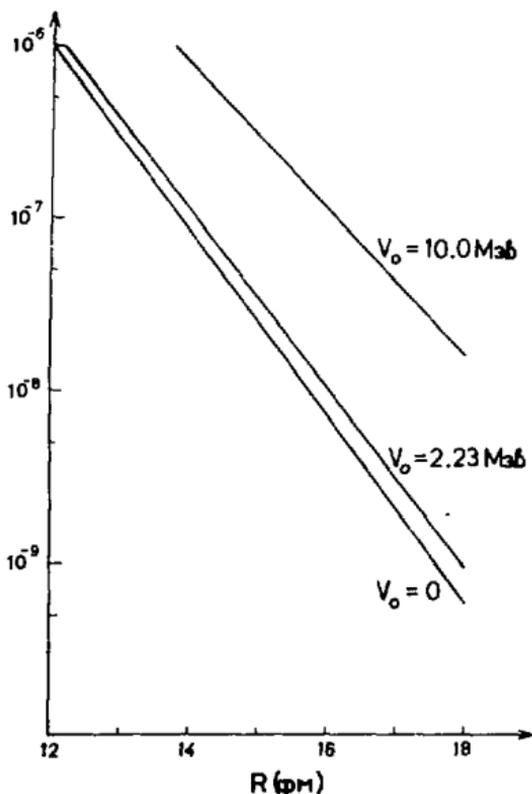


Рис. 3. Асимптотика функции $\Phi_0^{00}(R)$ в зависимости от V_0 .

зультаты сравниваются с экспериментальными данными⁹⁾ на рис. 4. Параметры оптической модели приведены в таблице. Для сравнения на рисунке показано дифференциальное сечение, которое было рассчитано с помощью вышеупомянутого метода Баймана-Каллио, где формфактор был построен из произведений одночастичных волновых функций потенциала Саксона-Вудса /при тех же параметрах/. Видно, что прежде всего для больших углов наш формфактор дает некоторое улучшение согласия с экспериментом. Однако отметим, что расчеты чувствительны к выбору оптических параметров.

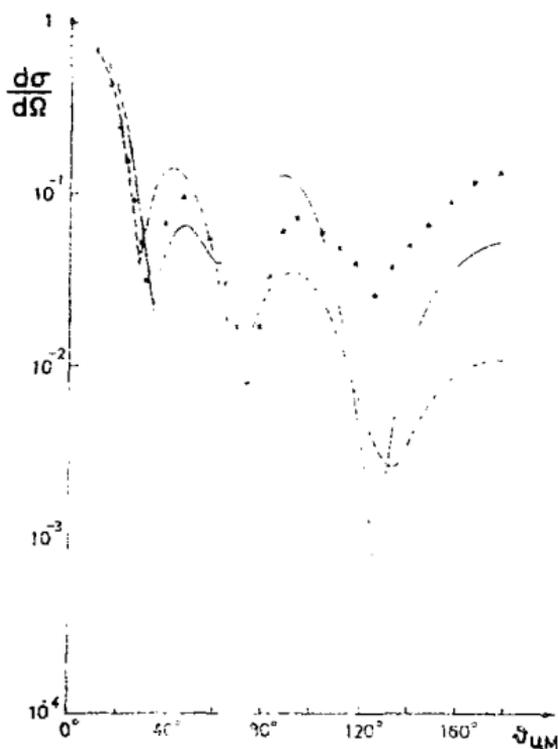


Рис. 4. Угловое распределение реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{11}\text{C}$.
 Точки - экспериментальные данные из работы [9]. — соответствует нашим расчетам при $V_0 = 2,23 \text{ МэВ}$. - - - соответствует расчетам, в которых использовался фактор Баймана-Каллиса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитый метод вычисления фактора для реакций двухнуклонных передач, по всей видимости, дает возможность исследовать локальную кластеризацию и ее влияние на ядерные реакции. Однако отметим, что некоторые задачи далеки еще от решения. Причиной этого оказываются во всех случаях вычислительные проблемы на существующих ЭВМ.

Параметры оптического потенциала для протонов
и тритонов

	Протоны	Тритоны
r_A	1,25 фм	1,25 фм
r_{AD}	1,25 фм	1,70 фм
a_A	0,65 фм	0,8 фм
a_{AD}	0,65 фм	0,8 фм
V	56,0 МэВ	156,0 МэВ
W	18,5 МэВ	50,0 МэВ
D		

Принцип Паули не был учтен, т.е. волновые функции не были антисимметризованы относительно заполненных оболочек. Это отражает общий недостаток всех подходов, именно, различное рассмотрение частиц кора и частиц вне кора с помощью эффективного гамма-матричного элемента, который не симметричен для всех частиц.

Далее, приближение постоянного матричного элемента V_0 слишком просто. Введение потенциала, зависящее от радиуса, должно улучшать описание действительности. Поэтому, большой выигрыш даст учет многотельных аспектов проблемы.

В связи с описанием реакций надо отметить, что использование приближения нулевого радиуса действия описано в двухнуклонных передачах, поскольку это означает пренебрежение разнице между взаимодействиями $V(|\vec{r}_p - \vec{r}_{n1}|) + V(|\vec{r}_p - \vec{r}_{n2}|)$ и $V(|\vec{r}_p - \frac{\vec{r}_{n1} + \vec{r}_{n2}}{2}|)$. Это пренебрежение ведет к тому, что только $\Phi_{00}(\rho)$ дает вклад в амплитуду реакции, тогда как в более корректных расчетах и другие компоненты дают вклады. Этот факт подчеркивает, как тщательно надо различать эффекты механизма реакции и ядерной структуры.

Абсолютные сечения здесь не вычислялись. В этом отношении данные и эксперимента, и теории недостаточны. Настоящие расчеты дали спектроскопический фактор $S=0,1$, который совпадает с полученным в работе [10]. Для вычисления спектроскопических факторов ограничение

базиса более опасно, чем для вычисления угловых распределений, поскольку компоненты, которые не дают вклада в сечение, могут влиять на спектроскопический фактор. Чтобы узнать, насколько это утверждение правильно, желательно было бы расширить базис.

Авторы благодарны Ф.А.Гарееву за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M.Bang, N.S.Zelenskaya, E.Z.Magzumov and V.G.Neudachin. *Sovjet Journ.Nucl.Phys.*, 4, 688 (1967).
2. B.F.Bayman and A.Kallio. *Phys.Rev.*, 156, 1121 (1967).
3. N.K.Glendenning. *Phys.Rev.*, 137, N102 (1965).
4. B.L.Andersen, B.B.Back and J.M.Bang. *Nucl.Phys.*, A147, 33 (1970).
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова. *Препринт ОИЯИ, Р4-5351*, Дубна, 1970; *ТМФ*, 8, 97 /1971/.
6. H.Schulz, H.Wiebicke and F.A.Gareev. *Nucl.Phys.*, A180, 625 (1972).
7. Е.Банг, Ф.А.Гареев, Г.Шульц, Р.М.Ямалеев. *Препринт ОИЯИ, Р4-6916*, Дубна, 1973.
8. P.Kunz. *Instructions for use of DWUCK*.
9. R.Middleton and D.J.Pullen. *Nucl.Phys.*, 51, 50 (1969).
10. B.Cohen and D.Kuarth. *Nucl.Phys.*, A141, 145(1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1973 года.