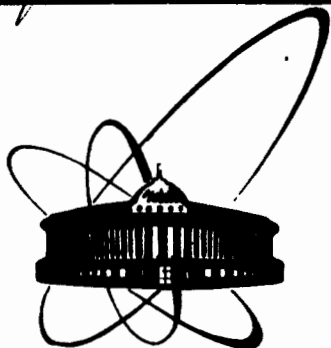


4470/82

20/ix-82



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-82-437

Ф.А.Гареев, С.А.Гончаров,<sup>1</sup> С.Н.Ершов,  
Г.С.Казача, Е.Банг<sup>2</sup>

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ  
ПЕРЕЗАРЯДКИ ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ )

Направлено в журнал "Ядерная физика"

<sup>1</sup> НИИЯФ МГУ, г.Москва.

<sup>2</sup> Институт Н.Бора, г.Копенгаген, Дания.

1982

## I. Введение

Реакции перезарядки в последнее время получают все более широкое признание как эффективный инструмент в исследованиях структуры ядра. Особенно это касается корреляций, определяемых изоспиновой частью нуклон-нуклонного взаимодействия. В частности, интересные особенности проявляет распределение интенсивностей гамма-теллеровских ( $G^T$ ) переходов как в легких, так и в тяжелых ядрах <sup>/1-10/</sup>.

Различные реакции используются в этих исследованиях. Реакции ( $p, n$ ) в общем случае имеют самую простую интерпретацию <sup>/11/</sup>, но существенная примесь фермиевских ( $F$ ) переходов ограничивает их применимость для исследования указанных корреляций. Что касается реакций с тяжелыми ионами, например ( $^{18}O, ^{16}F$ ), то их общей особенностью является большой вклад процессов более высокого порядка <sup>/12/</sup>. В этом смысле предпочтительнее реакции ( $^6Li, ^6He$ ), в которых, как представляется, прямой процесс является доминирующим <sup>/13,14/</sup>.

Прямые реакции обычно анализируются с оболочечными волновыми функциями (в.ф.) как для налетающих ядер, так и для ядер-мишеней. Однако в случаях, когда имеются два нуклона вне замкнутой оболочки, большую роль может играть поверхностная кластеризация <sup>/15/</sup>. В частности, хорошо известен факт (см., например, <sup>/16,17/</sup>), что  $^6Li$  содержит большую компоненту (50-80%)  $d+d$  кластерной в.ф. Для больших расстояний между кластерами эта компонента является доминирующей. Хотя кластеризация двух нейтронов в  $^6He$  не так ярко выражена, но также важна. Следует отметить, что у ядра  $^6Li$  среднеквадратичный радиус распределения заряда <sup>/18/</sup> ( $\langle r_c^2 \rangle^{1/2} = 2,54$  фм) больше, чем у более тяжелых ядер  $^7Li$  (2,39 фм) и даже  $^{12}C$  (2,46 фм). Распределение заряда в  $^6Li$  имеет сравнительно длинный "хвост", который нельзя описать, например, оболочечной в.ф. ( $P_{3/2}$ )<sup>2</sup>. Большая величина  $\langle r_c^2 \rangle^{1/2}$  здесь является, по-видимому, кластерным эффектом.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
БИБЛИОТЕКА

Заметим, что энергия связи  ${}^6\text{Li}$  равна всего 1,47 МэВ. Следовательно, можно предположить, что в системе  $d + \alpha$  два кластера в среднем находятся далеко друг от друга и ведут себя подобно свободным частицам.

Система  $d + \alpha$  в  ${}^6\text{Li}$  может находиться в различных состояниях по относительному угловому моменту  $L/16$  (то же справедливо для двух нейтронов в  ${}^6\text{He}$ ). Следовательно, в реакциях перезарядки ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ) возможны парциальные переходы, запрещенные в оболочечном подходе.

В силу "рыхлости" ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  реакции перезарядки являются поверхностными, и поэтому необходимо с достаточной точностью знать в.ф. ядра-мишени и ядра-продукта на больших расстояниях.

Для этой цели обычные оболочечные в.ф. не подойдут /19/.

В данной работе мы будем использовать оболочечные в.ф. для ядра-мишени и ядра-продукта, подправленные на больших расстояниях с помощью процедуры подгонки глубины ямы (WDP), а в качестве в.ф.  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ -функции, полученные в рамках трехчастичной модели  $\alpha + N + N$  /17/. В данной работе нам хотелось бы понять, насколько улучшится описание реакций перезарядки ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ) при учете трехтельных аспектов в ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  по сравнению с обычными оболочечными подходами.

В §2 мы кратко опишем используемую модель в.ф. налетающих ядер, а в §3 выведем формфактор реакции перезарядки с учетом эффектов отдачи по легкой системе. Заметим, что до настоящего времени во всех расчетах сечений исследуемой реакции эффект отдачи не принимался во внимание. В §4 приведем результаты численных расчетов на примере реакции  ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$  при энергии  ${}^6\text{Li}$  62 МэВ.

## 2. Модель для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$

Для ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  в.ф. получаются как приближенные решения трехчастичного уравнения Шредингера:

$$P \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{1}{4} \Delta_d + \Delta_{N_1} + \Delta_{N_2} \right) + V_{dN_1} + V_{dN_2} + V_{N_1N_2} + V_C - E \right) P \Psi = 0. \quad (2.1)$$

Здесь  $P$  - оператор, который проектирует на разрешенные состояния, т.е. исключает  $1s$ -состояния потенциала  $V_{dN}$ . Обычно этот потенциал имеет форму Вудса-Саксона со спин-орбитальным взаимодействием, параметры которого выбираются так, чтобы воспроизводить низкоэнергетическое рассеяние ( $< 15$  МэВ) нуклонов на  $\alpha$ -частице. Потенциал  $V_{N_1N_2}$  описывает нуклон-нуклонное рассеяние при низких энергиях ( $< 40$  МэВ), а также экспериментальные данные по дейтрону.  $V_C$  - кулоновское взаимодействие между  $\alpha$ -частицей и протоном в случае ядра  ${}^6\text{Li}$ .

Развиты различные методы для нахождения приближенных решений уравнения (2.1). Оболочечные в.ф. представляют приближение, в котором взаимодействие между внешними нуклонами заменяется средним полем или учитывается только в низайшем порядке теории возмущений. Проблема учета движения центра масс также рассматривается приближенно. Более адекватным описанием для системы  ${}^6\text{Li}$  кажется кластерная модель  $d + \alpha$ . Однако, как упоминалось выше, дейтронная компонента дает вклад около 50-80% в полную в.ф.  ${}^6\text{Li}$ , и эта модель не применима для описания  ${}^6\text{He}$ .

Среди трехчастичных приближений, по-видимому, можно отбросить такие, которые используют нелокальные потенциалы, поскольку тогда плохо будут воспроизводиться локальные корреляции.

С локальными потенциалами развито по существу два метода. Первый состоит в решении системы связанных дифференциальных уравнений с заданными граничными условиями. Эти граничные условия, которые играют решающую роль в координатном представлении задачи трех тел, приводят нас к системе уравнений фаддеевского типа:

$$(E - H_0 - V_i) \gamma_i = V_i \sum_{j \neq i} \gamma_j, \quad (2.2)$$

где граничные условия соответствуют пренебрежению связывающим членом (правая часть (2.2)). В (2.2)  $V_i$  отмечено частицей, которая не принимает участия в этом взаимодействии (например,  $V_3 \equiv V_{12}$ ), и  $H_0$  - оператор полной кинетической энергии в системе центра масс.

Уравнение (2.2) удобно решать в координатах Якоби:

$$\bar{X}_i = \left( \frac{2m_i m_k}{\hbar^2 (m_j + m_k)} \right)^{1/2} (\bar{r}_j - \bar{r}_k), \quad (2.3)$$

$$\bar{Y}_i = \left( \frac{2m_i (m_j + m_k)}{\hbar^2 (m_i + m_j + m_k)} \right)^{1/2} \left( \frac{m_j \bar{r}_j + m_k \bar{r}_k}{m_j + m_k} - \bar{r}_i \right).$$

Амплитуды  $\gamma_i$  расщепляются на компоненты, соответствующие определенным значениям углового момента в  $X_i$ - и  $Y_i$ -движении. Если мы, например, используем схему  $LS$ -связи, то  $\gamma_i$  может быть записана в виде

$$\begin{aligned}
 \Psi_i^{JM}(\bar{x}_i, \bar{y}_i; \sigma_{N_1}, \sigma_{N_2}) = \\
 = \sum_{L M_L S M_S} (L M_L S M_S | J M) \chi^{S M_S}(\sigma_{N_1}, \sigma_{N_2}) * \\
 + \sum_{\ell_1 \ell_2 m_1 m_2} (\ell_1 \ell_2 \ell_1 m_1 | L M_L) Y_{\ell_1 m_1}(\hat{x}_i) Y_{\ell_2 m_2}(\hat{y}_i) \Phi_{\ell_1 \ell_2}^L(x_i, y_i).
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Главным приближением этого метода является число учитываемых компонент в разложении (2.4), которое соответствует числу решаемых связанных уравнений,  $N_0$  является 6-мерным дифференциальным оператором. Этот метод использовался в работе /16/.

Другим способом решения уравнения (2.1) является разложение в.ф. по заданному полному набору базисных функций, которое содержит ряд параметров, варьируемых таким путем, чтобы минимизировать ожидаемое значение гамильтониана в (2.1). Такие попытки делались рядом авторов. Среди них мы упоминаем Вакмана и Остерна /20/, которые успешно описали несколько особенностей ядра  ${}^6\text{Li}$ , используя силы, взятые из данных по рассеянию.

Преимущество вариационного метода заключается в возможности введения простых базисных функций, но в общем случае трудно оценить, насколько хорош такой подход (за исключением описания энергии). В недавней работе В.И.Кукулина и др. /17/ используется набор базисных функций, которые особенно удобны для наших целей. Полная в.ф. выражается в переменных  $\bar{x}_\mu$  и  $\bar{y}_\mu$  с помощью радиальных функций гауссовского типа:

$$\Phi_{\lambda e}^L(x_\mu, y_\mu) = \sum_j c_j N_j x_\mu^{\lambda_j} y_\mu^{\nu_j} \exp\{-\alpha_{\lambda_j} x_\mu^2 - \beta_{\nu_j} y_\mu^2\}. \tag{2.5}$$

В цитируемой работе описание энергии основного состояния такого же качества, как и в работе /16/, а монополюсного формфактора даже лучше. Однако заметим, что энергии других состояний на 1 МэВ завышены и кластеризация  $d+d$  в основном состоянии составляет 65%. Является ли это результатом использования слишком малого базиса или несколько нефизического выбора потенциалов, пока неясно. Согласно работе /17/ используемые в ней потенциалы дают хорошее описание рассеяния в рассматриваемой области энергий. Заметим, что объемный

тип спин-орбитального потенциала может быть причиной указанных выше отклонений. В то же время нам кажется, что такой выбор базисных функций в (2.5) лучше приспособлен для воспроизведения корреляций, обусловленных  $NN$ -взаимодействием, чем  $\alpha-N$  взаимодействием.

### 3. Формфакторы реакции

Рассмотрим реакцию перезарядки с переворотом спина  $A({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})B$ . Ограничиваясь только центральными компонентами, взаимодействие, которое вызывает реакцию, можно в общем виде записать следующим образом:

$$V = \sum_{P \neq t} V_{Pt}, \tag{3.1}$$

$$V_{Pt} = g(S_{Pt}) \sum_{S T M_S M_T} G_{ST} (-1)^{M_S + M_T} \sigma_{-M_S}^S(\rho) \sigma_{M_S}^S(t) Z_{-M_T}^T(\rho) Z_{M_T}^T(t).$$

Здесь индексы  $t$  и  $\rho$  нумеруют "активные" частицы ядра-мишени и налетающего ядра соответственно,  $g(S_{Pt})$  определяет радиальную форму взаимодействия и зависит только от относительного расстояния  $S_{Pt}$  между "активными" частицами. Будем использовать обозначения координат, указанные на рис.1.

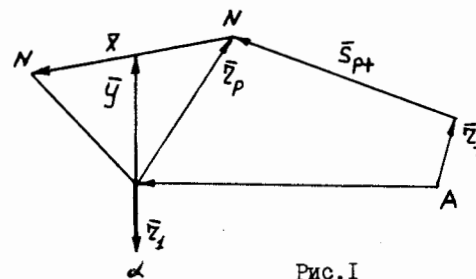


Рис.1

$$\text{Тогда } \bar{S}_{Pt} = \bar{z} + \bar{z}_p - \bar{z}_t =$$

$$= a_p \bar{x} + b_p \bar{y} + \bar{z} - \bar{z}_t, \tag{3.2}$$

где координаты  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  и коэффициенты  $a_p$  и  $b_p$  определены в (2.3).

Для разделения переменных удобно использовать фурье-разложение формфактора  $g(s_{pt})$ :

$$g(s_{pt}) = \sum_{\substack{\lambda e L_z L_p \\ M_z M_L M_L}} \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty dk k^2 g(k) (4\pi)^4 j_\lambda(\alpha_p k x) j_e(\beta_p k y) \quad (3.3)$$

$$\cdot j_{L_z}(kz) j_{L_p}(kz_p) i^{\lambda+e+L_z-L_p} \frac{\hat{\lambda} \hat{e} \hat{L}_z}{4\pi \hat{L}_p} (\lambda e 0 | L_p 0) (L_z 0 L_p 0 | L_p 0)$$

$$\cdot (L_z M_z L_p M_L | L_p M_L) Y_{L_z M_z}^*(\hat{z}) Y_{\lambda e}^{L_p M_p}(\hat{z}, \hat{y}) Y_{L_p M_L}(\hat{z}_p)$$

$$\hat{e} = (2e+1)^{1/2}$$

$$Y_{\lambda e}^{L_p M_p}(\hat{x}, \hat{y}) = [Y_\lambda(\hat{x}) \cdot Y_e(\hat{y})]_{L_p M_p}$$

$$g(k) = 4\pi \int_0^\infty g(s) j_0(k s) s^2 ds$$

Тогда для взаимодействия  $V_{pt}$  получаем разложение

$$V_{pt} = \sum_{\substack{\lambda e L_z L_p \\ J_p J_t M_p M_z M_L}} \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty dk k^2 g(k) G_{ST} (4\pi)^2 j_\lambda(kz) j_e(kz_p) i^{\lambda+e-L_z} \quad (3.4)$$

$$\cdot (-1)^{L_z+J_p-J_t} \frac{\hat{\lambda} \hat{e} \hat{L}_z \hat{J}_p}{4\pi} (\lambda e 0 | L_p 0) (L_z 0 L_p 0 | L_p 0) \left\{ \begin{matrix} L_p S J_p \\ J_t L_z L_p \end{matrix} \right\} (L_z M_z J_p M_p | J_t M_t) Y_{L_t M_t}^*(\hat{z}) \cdot$$

$$\cdot (-1)^{M_p} W_{\lambda e}^{L_p S J_p, -M_p}(x, y, k, p) (-1)^{M_t} Z_{-M_t}^T(p) T_{M_t}^{L_z S J_t}(t) Z_{M_t}^T(t)$$

где

$$W_{\lambda e}^{L_p S J_p, -M_p}(x, y, k, p) = (4\pi)^2 j_\lambda(\alpha_p k x) j_e(\beta_p k y) \left[ Y_{\lambda e}^{L_p M_p}(\hat{x}, \hat{y}) \right]_{J_p M_p} \quad (3.5)$$

$$T_{M_t}^{L_z S J_t}(t) = i^{L_t} \left[ Y_{L_t}(\hat{z}_t) \cdot \sigma^S(t) \right]_{J_t M_t}$$

Реакции перезарядки мы рассматриваем как прямое неупругое рассеяние, в процессе которого происходит изменение спинов и изоспинов участвующих ядер (см. подробные работы /12, 21, 22/). Как следствие принятого нами способа описания ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ , нуклоны  $\alpha$ -частицы не принимают участия в реакции.

В методе искаженных волн амплитуда реакции  $T_{fi}$  записывается в виде

$$T_{fi} = \int \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{z}) F(\vec{z}) \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{z}) d\vec{z} \quad (3.6)$$

где  $\chi_i^{(+)}$  - искаженные волны, описывающие относительное движение ядер во входном (выходном) канале,  $F(\vec{z})$  - формфактор реакции

$$F(\vec{z}) = \sum_{\beta, t} J_{xy} \langle BB | V_{pt} | Aa \rangle \quad (3.7)$$

Здесь  $J_{xy}$  - якобиан перехода к переменным  $\vec{x}$  и  $\vec{y}$ . Рассмотрим следующие матричные элементы:

$$\langle J_B M_B T_B M_T | \sum_p W_{\lambda e}^{L_p S J_p, -M_p}(x, y, k, p) Z_{-M_T}^T(p) | J_A M_A T_A M_T \rangle = (J_A M_A J_p - M_p | J_B M_B) (T_A M_T T - M_T | T_B M_T) g_{AB, \lambda e}^{L_p S J_p, T}(k) \quad (3.8)$$

$$g_{AB, \lambda e}^{L_p S J_p, T}(k) = \frac{1}{J_B T_B} \langle J_B T_B | \sum_p W_{\lambda e}^{L_p S J_p}(x, y, k, p) Z^T(p) | J_A T_A \rangle \quad (3.9)$$

$$\langle J_B M_B T_B M_T | \sum_t \frac{\delta(z_t - z_t')}{z_t'^2} T_{M_t}^{L_z S J_t}(t) Z_{M_t}^T(t) | J_A M_A T_A M_T \rangle = (J_A M_A T M_T | J_B M_B) (T_A M_T T M_T | T_B M_T) g_{AB}^{L_z S J_t, T}(z_t) \quad (3.10)$$

$$g_{AB}^{L_z S J_t, T}(z_t) = \frac{1}{J_B T_B} \langle J_B T_B | \sum_t \frac{\delta(z_t - z_t')}{z_t'^2} T^{L_z S J_t}(t) Z^T(t) | J_A T_A \rangle \quad (3.11)$$

Тогда, подставляя (3.5) и (3.8)-(3.11) в (3.7), получим

$$F(\vec{z}) = \sum_{\substack{J_p J_t L_z \\ M_p M_t M_z}} (J_A M_A J_t M_t | J_B M_B) (J_B M_B J_p M_p | J_A M_A) (L_z M_z J_p M_p | J_t M_t)^* \cdot i^{-L_z} Y_{L_z M_z}^*(\hat{z}) F^{L_z J_p J_t}(z) \quad (3.12)$$

где

$$F^{L_2 J_p J_t}(z) = \sum_{ST \lambda e L_p L_t} G_{ST} (T_A M_A T_M / T_B M_B) (T_B M_B T_M / T_A M_A) * \\ * (\lambda_0 e_0 / L_p 0) (L_2 0 L_p 0 / L_t 0) \frac{\hat{L}_z \hat{J}_p \hat{\lambda} \hat{e} \hat{J}_B \hat{J}_B}{4\pi \hat{L}_0 \hat{J}_0} (-1)^{J_B - J_A + T_B - T_A + L_t + J_p - J_t} * \\ * i^{\lambda + e} \begin{Bmatrix} L_p S J_p \\ J_t L_2 L_t \end{Bmatrix} I_{\lambda e T S L_2}^{L_p J_p L_t J_t}(z), \quad (3.13)$$

$$I_{\lambda e T S L_2}^{L_p J_p L_t J_t}(z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty dk \kappa^2 g(\kappa) 4\pi j_{L_2}^{j_t}(kz) g_{AB}^{L_p S J_p T}(\kappa) g_{ab, \lambda e}^{L_p S J_p T}(\kappa), \quad (3.14)$$

$$g_{AB}^{L_p S J_p T}(\kappa) = \int_0^\infty dz_4 z_4^2 g_{AB}^{L_p S J_p T}(z_4) 4\pi j_{L_4}^{j_t}(kz_4). \quad (3.15)$$

По возможности мы старались сохранить удачные обозначения работ /21/.

$J_p$  и  $J_t$  обозначают моменты, передаваемые в процессе реакции налетающему ядру и ядру-мишени, а  $L_z$  обозначает изменение момента относительного движения сталкивающихся ядер. Из (3.12) и (3.13) получаются соответствующие правила отбора:

$$\Delta(T_A T T_B), \quad \Delta(T_A T T_B), \quad (3.16) \\ \Delta(J_A J_p J_B), \quad \Delta(L_p S J_p), \quad \Delta\pi_{ab} = (-1)^{L_p}, \\ \Delta(J_A J_t J_B), \quad \Delta(L_t S J_t), \quad \Delta\pi_{AB} = (-1)^{L_t}, \\ \Delta(J_p J_t L_z), \quad \Delta(L_p L_t L_z), \quad \Delta\pi_{ab} \Delta\pi_{AB} = (-1)^{L_z}.$$

Как уже отмечалось, в таком подходе мы учитываем трехтельные кластерные эффекты в ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ . Поэтому формфактор  $F(\vec{z})$  (3.7) содержит 9-мерные интегралы, а не 6-мерные, как это было в приближениях работ /21,22/. Более того, даже в пределе  $\vec{E}_1 = 0$  ( $N_0$ -резонанс) мы не получим результаты этих работ по указанной причине. Тем не менее представление радиальных в.ф.  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  через сумму гауссианов позволяет провести интегрирование в явном виде и прийти к однократному интегралу по координате  $z_4$ . Распишем более подробно приведенный матричный элемент оператора  $W_{\lambda e}^{L_p S J_p}$ :

$$\langle L_B S_B J_B T_B \| \sum_p W_{\lambda e}^{L_p S J_p} T^T(p) \| L_A S_A J_A T_A \rangle = \sum_{\rho} (-1)^{S+S_A+T+T_A} * \\ * 2 \cdot \hat{J}_A \hat{J}_B \hat{J}_p \hat{S}_A \hat{S}_B \hat{S} \hat{T}_A \hat{T}_B \hat{T} \begin{Bmatrix} J_p J_B J_A \\ L_p L_B L_A \\ S S_B S_A \end{Bmatrix} \langle y_{\lambda e}^{L_B} \| y_{\lambda e}^{L_p} \| y_{\lambda e}^{L_A} \rangle * \\ * \begin{Bmatrix} L_2 S_B J_2 \\ S_0 J_2 S \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_2 T_B J_2 \\ T_0 J_2 T \end{Bmatrix} I_{\lambda e}^{L_2 T_B J_2 T_0 J_2 T}(k, \rho), \quad (3.17)$$

где

$$\langle y_{\lambda e}^{L_B} \| y_{\lambda e}^{L_p} \| y_{\lambda e}^{L_A} \rangle = (-1)^{L_0+L_p+L_B} \frac{\hat{\lambda} \hat{\lambda}_0 \hat{e}_0 \hat{L}_p \hat{L}_A \hat{L}_B}{4\pi} (\lambda_0 \lambda_0 0 | \lambda_0 0) * \\ * (e_0 e_0 0 | e_0 0) \begin{Bmatrix} \lambda \lambda_0 \lambda_B \\ e e_0 e_B \\ L_p L_A L_B \end{Bmatrix}, \quad (3.18)$$

$$I_{\lambda e}^{L_2 T_B J_2 T_0 J_2 T}(k, \rho) = (4\pi)^2 \int \int \varphi_{\lambda e}^{L_2}(xy) j_{L_2}^{j_t}(a_p kx) j_{e}^{j_t}(b_p ky) \varphi_{\lambda_0 e_0}^{L_0}(xy) x^2 y^2 dx dy. \quad (3.19)$$

В случае ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$   $J_0$  и  $J_B$  равны 1 и 0 соответственно. Для обоих ядер главной компонентой является  $L=0$ , тогда как вероятность  $L=1$  составляет только около 1%, по оценкам работ /17/. Заметим, что в работе /16/ примесь компоненты  $L=1$  оценивается в 5%, а  $L=2$  в 1%. Для простоты ограничимся компонентой с  $L=0$ , тогда  $e = \lambda = \lambda_0 = e_0 = \lambda_e = e_B = 0$  и  $S=1$  и радиальные интегралы (3.19) легко вычисляются:

$$I_{000\ 000}^{00}(k, \rho) = \pi^3 \sum_{L_i, l_i} \tilde{C}_{L_i} \tilde{C}_{l_i} (\lambda_i \beta_i)^{-3/2} \exp\left\{-k^2 \left(\frac{\rho^2}{4\lambda_i} + \frac{\rho^2}{4\beta_i}\right)\right\}, \quad (3.20)$$

$$\lambda_i = \lambda_{L_i} + \lambda_{l_i}, \quad \beta_i = \beta_{L_i} + \beta_{l_i}, \quad \tilde{C}_i = C_i N_i.$$

Обсудим в общих чертах вычисление интегралов (3.14) и (3.15). В случае, когда в.ф. ядра-мишени можно представить в виде суперпозиции осцилляторных в.ф. (например, для легких ядер, у которых конфигурационное пространство состоит из нескольких орбит вне заполненного ядра), удобно сначала вычислить интегралы (3.15) по переменной  $z_i$ , а затем (3.14) по переменной  $K$ .

Наиболее часто  $g(S_{pt})$  выбираются в виде потенциала Гаусса или суперпозиции потенциалов Юкавы. Фурье-образы  $g(K)$  таких потенциалов имеют простую форму, что позволяет аналитически вычислять интегралы по  $K$ . Если же в.ф. ядра-мишени заданы численно в какой-нибудь модели, тогда удобно выполнить сначала интегрирование по  $K$  в (3.14), где вместо  $g_{AB}(K)$  подставить  $\int_{L_i}(K z_i)$ , а затем численно взять оставшийся интеграл по  $z_i$ . Таким образом, использование представления в.ф. ядер  ${}^6Li$  и  ${}^6He$  в виде суперпозиции гауссианов и фурье-разложения для потенциалов взаимодействия позволяет проводить вычисление формфактора реакции аналитически до конца либо свести расчет к однократному численному интегрированию.

#### 4. Пример расчета для реакции ${}^{14}C({}^6Li, {}^6He){}^{14}N$

В рассматриваемом примере доминируют переходы в основное  $1^+$ -состояние и возбужденное  $1^+$ -состояние (с энергией возбуждения 3,95 МэВ) ядра  ${}^{14}N$ . В.ф. ядер  ${}^{14}C$  и  ${}^{14}N$  будем описывать как двухдырочные состояния замкнутых оболочек ядра  ${}^{16}O$ . Мы пренебрегаем эффектами центра масс (в системах  ${}^{14}C$  и  ${}^{14}N$ ), и корреляции, обусловленные остаточными силами, рассмотрим в ограниченном конфигурационном пространстве  $p$ -орбит. Используя  $LS$ -схему связи, в.ф. ядер  ${}^{14}C$  и  ${}^{14}N$  можно представить в виде <sup>[23]</sup>:

$$|{}^{14}C_{g.s.}\rangle = C_{00}|00\rangle + C_{11}|11\rangle,$$

$$|{}^{14}N\rangle = C_{01}|01\rangle + C_{10}|10\rangle + C_{21}|21\rangle,$$

тогда для переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$  радиальная часть переходной плотности равна <sup>[14]</sup>:

$$g_{AB}^{L_i, l_i, 1}(z_i) = \frac{b_{AB}^{L_i, l_i, 1}}{\sqrt{3}} R_{AB}^{L_i}(z_i), \quad (4.1)$$

где коэффициенты  $b_{AB}^{L_i, l_i, 1}$  вычислены в работе <sup>[14]</sup>, а  $R_{AB}^{L_i}(z_i)$  - произведение радиальных частей  $p$ -орбитальных одночастичных в.ф. ядер  ${}^{14}C$  и  ${}^{14}N$ . Они вычисляются в потенциале Саксона - Вудса в  $WDP$ -приближении. Множитель  $(3)^{-1/2}$  появился из-за изоспиновых коэффициентов.

В нашем примере при вычислении формфакторов удобнее сначала аналитически проинтегрировать по  $K$ . Тогда в (3.13) мы приходим к сумме однократных интегралов по  $z_i$  с переходной плотностью  $g_{AB}(z_i)$  в виде (4.1). Рассматривались два случая. В первом - взаимодействие  $g(S)$  взято в виде потенциала Гаусса с параметрами такими же, как в работе <sup>[14]</sup> ( $G_{11} = -18,5$  МэВ). Во втором случае взята суперпозиция потенциалов Юкавы с дополнительным  $\delta$ -функциональным членом, моделирующим обменные эффекты. Соответствующие параметры брались из работы <sup>[24]</sup>, где они использовались для описания реакций на ядрах Ca. Параметры оптического потенциала взяты из работы <sup>[25]</sup>.

На рис.2 представлены вычисленные дифференциальные сечения реакции  ${}^{14}C({}^6Li, {}^6He){}^{14}N$  при энергии  $E_{c.m.} = 62$  МэВ, которые сравниваются с экспериментальными данными <sup>[26]</sup>. В обоих случаях взаимодействия  $g(S)$  получено хорошее согласие формы угловых распределений как для основного, так и для возбужденного  $1^+$ -состояний ядра  ${}^{14}N$ . Это, по нашему мнению, подтверждает, что предполагаемый прямой одноступенчатый механизм реакции здесь доминирует. В первом случае (потенциал Гаусса) получено неплохое описание абсолютных значений сечений. При этом подчеркнем, что для переходов как в основное, так и возбужденное состояния использовался один и тот же набор параметров потенциала взаимодействия. Этого не удалось достигнуть в работе <sup>[14]</sup>, где в.ф.  ${}^6Li$  и  ${}^6He$  описывались в рамках модели оболочек и сечение перехода в возбужденное состояние оказалось в  $\sim 1,5$  раза больше экспериментального сечения. Во втором случае (потенциал Юкавы) абсолютные значения вычисленных сечений получаются в  $\sim 5$  раз меньше экспериментальных, что связано, как указано в <sup>[24]</sup>, с неопределенностью параметров эффективных нуклон-нуклонных сил.

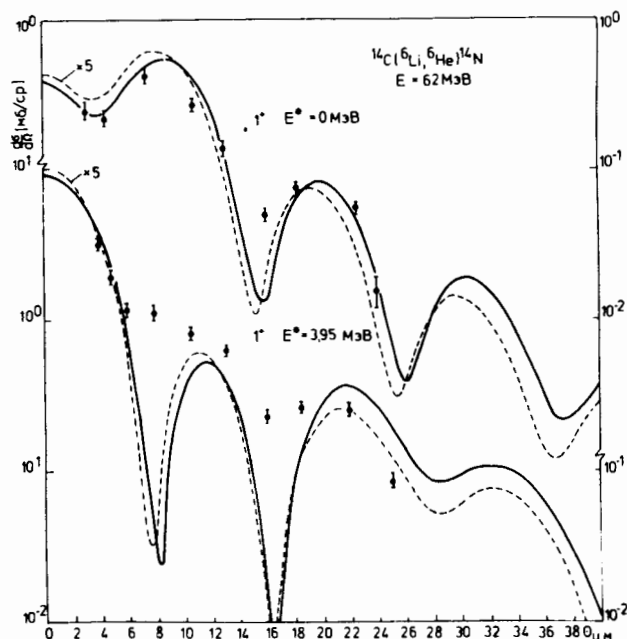


Рис.2. Сечение реакции  $^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})^{14}\text{N}$ ,  $E_{\text{Li}} = 62 \text{ МэВ}$ :

— эффективные силы в виде потенциала Гаусса;  
 --- эффективные силы в виде суперпозиции потенциалов Джави с параметрами из работ [24].

### 5. Заключение

Нами представлен подход для описания реакций перезарядки с переворотом спина типа  $A({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})B$ , в котором учитываются трехтельные кластерные эффекты и эффекты отдачи в волновых функциях ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ . Результаты расчетов на примере реакции  $^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})^{14}\text{N}$  при энергии 62 МэВ показали, что учет этих эффектов улучшает описание сечений. Так, в случае гауссовской формы отвечающего за реакцию взаимодействия удается с одним набором параметров одновременно описать абсолютные сечения переходов в основное и возбужденное  $1^+$ -состояния ядра  $^{14}\text{N}$ . И это прямое следствие более точного учета структуры ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ .

Отметим еще раз, что использование для волновых функций ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  представления в виде суперпозиции гауссианов, а также фурье-разложения для потенциалов взаимодействия позволяет существенно сократить трудоемкость и объем вычислений фазфакторов рассматриваемых реакций.

Авторы признательны В.И.Кукулину, В.М.Краснопольскому и В.Т.Ворончеву за предоставление волновых функций  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$  и полезные обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

- Ikeda K. Prog.Theor.Phys., 1964, 31, p.434.
- Гапонов Д.В., Лютостанский Д.С. Ядерная физика, 1974, 19, 62; ЭЧАЯ, 1981, 12, 1324 и ссылки в ней.
- Gabrakov S.I., Kuliev A.A., Ryatov N.I. Phys.Lett., 1971, 36B, 275; Иванова С.П., Кулиев А.А., Саламов Д.И. Ядерная физика, 1976, 24, 278.
- Fayans S.A., Ryatov N.I. In:Proc. of the 4th International Conference on Nuclei Far From Stability, Helsinki, 1981, ed. by L.O.Skolen (Geneva, 1981), p.287.
- Gaarde C. et al. ibid. p.281 и ссылки в ней.
- Keward S., Osterfeld F., Speth J., Brown G.E. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, 103.
- Gaarde C., Kamhuri T., Osterfeld F. Nucl.Phys., 1974, A222, p.579.
- Chuev V.I. et al. Phys.Lett., 1970, 31B, p.624.
- Galonaky A. et al. Phys.Rev., 1976, A257, p.15.
- Heren D.J. et al. Phys.Lett., 1980, 95B, p.27.
- Taddeucci T.N. et al. Phys.Rev., 1982, C25, p.1094.
- Kim B.T. et al. Phys.Rev., 1979, C20, p.1396.
- Duhm H.H. et al. Phys.Lett., 1974, 48B, p.1; Kube K.I., Nucl. Phys., 1975, A246, p.246.
- Cunsolo A. et al. Nucl.Phys., 1981, A355, p.261.
- Bang J., Gareev F.A. Nucl.Phys., 1974, A232, p.45.
- Bang J., Gignoux C. Nucl.Phys., 1979, A313, p.119.
- Кукулин В.И., Краснопольский В.М., Миселки М.А., Ворончев В.Т. Ядерная физика, 1981, 34, с.21.
- Wildermuth K., Tang Y.C. A Unified Theory of the Nucleus. Vieweg, Braunschweig, 1977.



19. Банг Е., Гареев Ф.А., Иванова С.П. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.286.  
 20. Wackman P.H., Austern N. Nucl.Phys., 1962, 30, p.529.  
 21. Petrovich F., Stanley D. Nucl.Phys., 1977, A275, p.487.  
 22. Wharton W.R., Debevec P.T. Phys.Rev., 1975, C11, p.1963;  
 Wharton W.R., Goodman C.D., Hensley D.C. Phys.Rev., 1980, C22, p.1138.  
 23. Visscher W.M., Ferrell R.A. Phys.Rev., 1957, 107, p.781.  
 24. Williams-Norton M.E. Nucl.Phys., 1979, A313, p.477.  
 25. Poling J.E. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.648.  
 26. Goodman C.D. et al. Phys.Lett., 1974, B48, p.1.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электроне. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1979	2 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 июня 1982 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Гареев Ф.А. и др.  
Исследование реакций перезарядки ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ )

P4-82-437

Представлен подход для описания реакций перезарядки с переворотом спина ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ), в котором учитываются трехтельные кластерные эффекты и эффекты отдачи в волновых функциях ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{He}$ . Результаты расчетов на примере реакции  ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$  при энергии 62 МэВ с переходом в основное и возбужденное  $1^+$ -состояния показали, что учет указанных эффектов улучшает описание экспериментальных данных.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Gareev F.A. et al. The Study of ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ) Charge Exchange Reactions

P4-82-437

The approach to the description of spin-flip charge exchange reactions ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ) is presented in which three-body cluster effects and recoil ones in wave functions of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^6\text{He}$  nuclei are taken into account. The calculation results for the  ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$  reaction at 62 MeV energy with the transition into the ground and excited  $1^+$ -states indicated that the allowance for the above effects improves the description of experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.