

# ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

## КВАЗИУПРУГОЕ ВЫБИВАНИЕ ПРОТОНОВ ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, Ч.З. Кабытаев, А.А. Уразалин  
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, г. Алматы

Представлен формализм описания процесса квазиупругого выбивания протонов ( $e, e'p$ ) из ядра  ${}^7\text{Li}$  в рамках потенциальной кластерной теории. Обсуждается приближение факторизации в РВА расчетах, спектроскопические и динамические характеристики, извлекаемые из эксперимента.

В настоящее время одним из самых разработанных методов исследования структуры ядер являются процессы выбивания протонов электронами  $A(e, e'p)A-1$ . Долговременные экспериментальные программы осуществляются сегодня на базе таких международных коллабораций, как NIKHEF (Голландия), MAMI (Германия), Джефферсоновская лаборатория – JLab (США), Bates (США) и ряд других [1,2]. В Японии в стадии запуска ускорители электронов нового поколения [3].

Основанием для такой активной деятельности послужили интенсивные теоретические исследования свойств атомных ядер и ядерной материи самого широкого спектра в электромагнитных процессах, которые развивались на опережение эксперимента и достигли значительного прогресса [1,4].

Перечислим только самые значимые направления исследований, которые имеют отношение к настоящей работе, т.е. ограничимся обсуждением области небольших переданных (“недостающих” – missing) импульсов  $p_m \sim 300-400$  МэВ/с. В этом случае из данных по сечениям процессов  $A(e, e'p)A-1$  извлекается информация по спектроскопическим факторам и импульсным распределениям протонов [5]. Кроме этого, при достигнутом уровне эксперимента разрешение по энергии  $\Delta E \sim 100$  кэВ позволяет идентифицировать переходы, как на низко, так и высоко лежащие возбужденные состояния ядер-остатков, например, [1,6-8].

В настоящее время также все более широко привлекаются к обсуждению специфические кинематические возможности постановки экспериментов по ( $e, e'p$ ) процессам. Как, известно, в случае трех частиц в конечном канале невозможно ввести понятие “плоскость реакции”, в отличие от двухчастичных процессов. Однако, в частном случае, такое понятие можно ввести.

До последнего времени эксклюзивные данные были получены для *параллельной* кинематики, когда импульс регистрируемого протона  $\vec{p}_p$  параллелен (или антипараллелен) импульсу отдачи  $\vec{p}_B$ , или, что то же самое, импульсу  $\vec{p}_m = -\vec{p}_B$ . Новые, не менее точные, измерения соответствуют *перпендикулярной* кинематике, т.е.  $\vec{p}_p \perp \vec{p}_m$ . Комбинация продольных и поперечных сечений позволяет извлекать информацию о таких эффектах как тензорные корреляции, обменные мезонные токи (ОМТ), несферические малые компоненты в волновых функциях (ВФ), взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) и др. [1,5].

Цель настоящей работы – выяснить возможность использования экспериментальных данных по процессу  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  [6,7] для объяснения механизма выбивания протона из ядра  ${}^7\text{Li}$  в рамках динамической потенциальной кластерной модели (ПКМ), предложенной в [9,10]. Особенность нашего модельного подхода состоит в том, что исходная кластерная конфигурация отличается от кластеризации конечного канала и формально соответствует

процессу  ${}^7\text{Li}\{\alpha t\}+e \rightarrow {}^6\text{He}\{\alpha nn\}+p+e'$ . Детали построения радиальных ВФ относительного движения в канале фрагментации  ${}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow {}^6\text{He}\{\alpha nn\}+p$  изложены в [11,12].

### 1. Координатное представление ВФ в канале ${}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow {}^6\text{He}\{\alpha nn\}+p$

Для того, чтобы получить функции относительного движения ядра  ${}^6\text{He}$  и  $p$ , необходимо построить интеграл перекрытия функций этих частиц и ядра  ${}^7\text{Li}$ .

Ядро  ${}^7\text{Li}$  в основном состоянии характеризуется полным моментом  $J_i$ , четностью  $\pi$  и изоспином  $T_i - J_i^\pi, T_i = 3/2^-, 1/2$ . Кластерная ВФ ядра  ${}^7\text{Li}$  конструируется следующим образом:

$$\Psi_i = \Phi_\alpha \cdot \Phi_t \cdot \sum_{M, m_i} C_{1M1/2m_i}^{J_i M_i} \cdot \Phi_{\alpha t}(\vec{R}_{\alpha t}) \cdot \chi_{1/2, m_i}^{(\sigma)}(5, 6, 7) \chi_{1/2, -1/2}^{(\tau)}(5, 6, 7). \quad (1)$$

Здесь  $\Phi_\alpha$  и  $\Phi_t$  – внутренние волновые функции  $\alpha$ -частицы и трития,  $\chi^{(\sigma)}$ ,  $\chi^{(\tau)}$  – спиновые и изоспиновые функции соответственно.

Функция относительного  $\alpha t$  движения строится в виде разложения по гауссовскому базису [13]

$$\Phi_{\alpha t}(\vec{R}_{\alpha t}) = \sum_k A_k e^{-\gamma_k R_{\alpha t}^2} \cdot Y_{1M}(\vec{R}_{\alpha t}), \quad (2)$$

где  $Y_{LM}(\vec{r}) = r^L \cdot Y_{LM}(\Omega_r)$  – векторная сферическая функция;  $A_k, \gamma_k$  – вариационные параметры, взятые из [13].

Для ядра  ${}^6\text{He}$  были использованы  $\alpha 2n$ -функции мультикластерной динамической модели с Паули-проектированием (МДМП) [14]:

$$\Psi_{{}^6\text{He}} = \Phi_\alpha \cdot \sum_{\lambda\mu, lm, LM_L, SM_S} C_{\lambda\mu lm}^{LM_L} C_{LM_L SM_S}^{jm_j} \chi_{SM_S} \chi_{TM_T} \cdot \sum_{ij} C_{ij}^\varepsilon e^{-\alpha_i x^2} Y_{\lambda\mu}(\vec{x}) e^{-\beta_j y^2} Y_{lm}(\vec{y}). \quad (3)$$

Здесь  $jm_j$  – полный момент и его проекция,  $\lambda$  и  $l$  – орбитальные моменты, сопряженные относительным координатам  $\vec{x}$  и  $\vec{y}$ ,  $\vec{L} = \vec{\lambda} + \vec{l}$  – суммарный угловой момент;  $\chi$  – соответствующие спиновые и изоспиновые функции  $nn$ -пары; вариационные параметры  $C_{ij}^\varepsilon, \alpha_i, \beta_j$  взяты из [14]. Каждая парциальная компонента в ВФ (3) характеризуется набором квантовых чисел  $\varepsilon = [\lambda l L, S]$  для заданного состояния  $j^\pi$ .

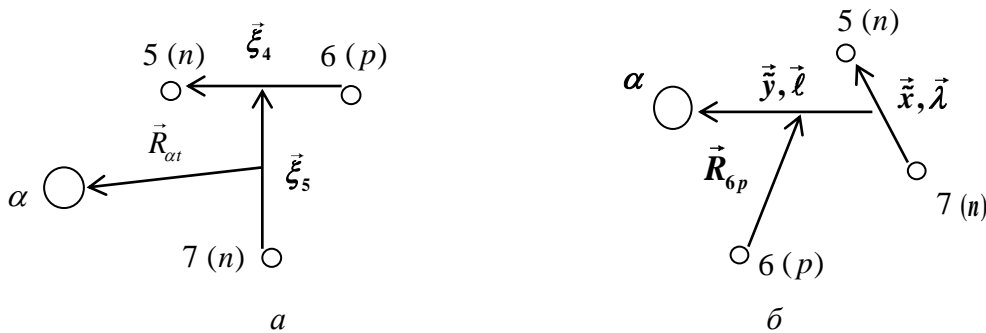


Рис. 1. Набор координат Якоби для ядра  ${}^7\text{Li}$ :  $a - \alpha + t$ ;  $b - {}^6\text{He} + p$

Наборы относительных стандартных координат Якоби приведены на рис. 1. Очевидно, что при проектировании ВФ ядра  ${}^7\text{Li}$  на  ${}^6\text{He}+p$  кластерный канал затрагивается внутренняя структура ядра  ${}^3\text{H}$ . Представим функцию трития в следующем формальном виде:

$$\Phi_t(\vec{\xi}_4, \vec{\xi}_5) = \sum_m B_m e^{-\delta_m \xi_4^2} Y_{00}(\Omega_4) \sum_n D_n e^{-\omega_n \xi_5^2} Y_{00}(\Omega_5). \quad (4)$$

В случае использования осцилляторных ВФ в выражении (4) легко перейти от разложения по гауссовскому базису к однокомпонентным ( $m=n=1$ ) функциям, сделав следующую подстановку:

$$B_1 = \sqrt{\frac{4}{\sqrt{\pi} \xi_{04}^3}}; \quad \delta_m = \frac{1}{2 \xi_{04}^2}; \quad \xi_{04} = r_0 \cdot \sqrt{2}; \quad D_1 = \sqrt{\frac{4}{\sqrt{\pi} \xi_{05}^3}}; \quad \omega_n = \frac{1}{2 \xi_{05}^2}; \quad \xi_{05} = r_0 \cdot \sqrt{3/2}. \quad (5)$$

Здесь  $r_0$  – осцилляторный параметр. Заметим, что его вариация позволяет моделировать асимптотику ВФ (4).

Согласно рис. 1, необходимо перейти от набора координат  $\{\vec{R}_{6p}, \vec{\xi}_4, \vec{\xi}_5\}$  к  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{R}_{6p}\}$ . Далее, интегрирование по переменным  $\vec{x}$  и  $\vec{y}$  приводит к соответствующей ВФ относительного движения по переменной  $\vec{R}_{6p}$ . Отметим, что представление волновых функций  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ,  $t$  в виде разложения по гауссовскому базису позволяет вычислить соответствующие радиальные интегралы аналитически. Техническая задача состоит в том, чтобы привести квадратичную форму

$$a_1 \cdot \vec{x}^2 + a_2 \cdot \vec{y}^2 + a_3 \cdot \vec{x} \cdot \vec{y} + a_4 \cdot \vec{R}_{6p} \cdot \vec{x} + a_5 \cdot \vec{R}_{6p} \cdot \vec{y} + a_6 \cdot \vec{R}_{6p}^2$$

к диагональному виду  $d_1 \vec{x}_3^2 + d_2 \vec{y}_3^2 + d_6 \vec{R}_{6p}^2$ . Это делается с помощью преобразования  $\hat{X} = Q \hat{X}_3$ ,

где матрица перехода имеет вид  $Q = \begin{bmatrix} 1 & \alpha & \xi \\ 0 & 1 & \gamma \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ .

Далее, введем определение для спина  $\vec{s}$  канала  ${}^6\text{He}+p$ :  $\vec{s} = \vec{j} + \frac{\vec{1}}{2}$ . Таким образом, интеграл перекрытия можно представить в следующем виде:

$$\langle {}^6\text{He}, p | {}^7\text{Li} \rangle = \sum_{\kappa m_\kappa, sm_s} C_{J_i M_i \kappa m_\kappa}^{sm_s} C_{1/2 m_p j m_j}^{sm_s} R_{j^s, s}^{(\kappa)}(R_{6p}) \cdot Y_{\kappa m_\kappa}^*(\Omega_{6p}), \quad (6)$$

где радиальная функция с орбитальным моментом  $\kappa$  имеет вид:

$$R_{j^s, s}^{(\kappa)}(R_{6p}) = \sum_{\lambda L, S} M^{(\sigma)} M^{(\tau)} (-1)^{2s} \begin{Bmatrix} S & 1/2 & 1/2 \\ s & L & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1/2 & J_i \\ s & \kappa & L \end{Bmatrix} \Pi_{2j_i L} A_{\lambda L, S}^\kappa. \quad (7)$$

В выражении (7) спиновый и изоспиновый матричные элементы имеют вид:

$$M^{(\sigma)} = \sum_S \Pi_{S, \tilde{S}} (-1)^{S+\tilde{S}+1} \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1/2 & S \\ 1/2 & 1/2 & \tilde{S} \end{matrix} \right\}; \quad M^{(\tau)} = (-1)^{\tilde{T}} \cdot C_{\frac{1}{2} \frac{111}{222}}^{\tilde{T}0} C_{\tilde{T}0 \frac{11}{22}}^{\frac{11}{22}}, \quad (8)$$

где  $\tilde{S}, \tilde{T}$  – спин и изоспин нуклон-нуклонной пары в тритии. В (7) и (8) используется обозначение  $\Pi_a = \sqrt{2a+1}$ .

Радиальная часть интеграла перекрытия (7) имеет следующий вид

$$A_{\lambda LL, S}^{\kappa} = I_{\lambda LL, S}^{(1)}(d_1, d_2, d_6) + I_{\lambda LL, S}^{(2)}(d_1, d_2, d_6), \quad (9)$$

$$I_{\lambda LL, S}^{(1)} = \sum_{\substack{\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda, \\ l_1 + l_2 = l}} C_{\lambda_1 0 l_1 0}^{l_0} C_{\lambda_2 0 l_2 0}^{\kappa 0} \Pi_{\lambda \lambda l l} \sqrt{\frac{(2\lambda)!}{(2\lambda_1)!(2\lambda_2)!}} \sqrt{\frac{(2l)!}{(2l_1)!(2l_2)!}} \left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & l_1 & 1 \\ \lambda_2 & l_2 & \kappa \\ \lambda & l & L \end{matrix} \right\} \times \\ \times \sum_{k, ij, m, n} A_k C_{ij} B_m D_n \frac{\sqrt{\pi}}{4d_1^{3/2}} \cdot e^{-d_6 \vec{R}_{6p}^2} \alpha^{\lambda_1} f_1 \xi^{\lambda_2} \gamma^{l_2} R_{6p}^{\lambda_2 + l_2} \int_0^{\infty} e^{-d_2 y_3^2} y_3^{\lambda_1 + l_1 + 3} dy_3, \quad (10)$$

$$I_{\lambda LL, S}^{(2)} = \sum_{\substack{\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda, \\ l_1 + l_2 = l, \\ \lambda_1 = l_1}} C_{\lambda_2 0 l_2 0}^{L0} C_{L0 l_1 0}^{\kappa 0} \Pi_{\lambda \lambda l l} \Pi_L^{-1} (-1)^{l_2 + \lambda_1 + l - L} \sqrt{\frac{(2\lambda)!(2l+1)!}{(2l_2)!(2\lambda_2)!}} \frac{1}{(2l_1+1)!} \left\{ \begin{matrix} l_1 & l_2 & l \\ L & \lambda & \lambda_2 \end{matrix} \right\} \times \\ \times \sum_{k, ij, m, n} A_k C_{ij} B_m D_n \frac{\sqrt{\pi}}{4d_1^{3/2}} \cdot e^{-d_6 \vec{R}_{6p}^2} \alpha^{\lambda_1} f_2 \xi^{\lambda_2} \gamma^{l_2} R_{6p}^{\lambda_2 + l_2 + 1} \int_0^{\infty} e^{-d_2 y_3^2} y_3^{2l_1 + 2} dy_3. \quad (11)$$

Здесь использованы стандартные обозначения для  $9j$ - и  $6j$ -символов;  $f_1 = 7/9$ ,  $f_2 = \gamma \cdot 7/9 + 1/3$ .

В основном состоянии ядра  ${}^6\text{He}_{g.s.}$  ( $j^\pi, T = 0^+, 1$ ) доминирует компонента  $[\lambda l L, S] = [000, 0]$  с весом  $P = 88,193$ . ВФ в канале  ${}^6\text{He}_{g.s.} + p$  соответствует компоненте  $P_{s=1/2}$ . В первом возбужденном состоянии  ${}^6\text{He}_{exc.}$  ( $j^\pi, T = 2^+, 1$ ) отличный от нуля вклад дает компонента  $[022, 0]$  с весом  $P = 46,007$ . При проектировании на канал  ${}^6\text{He}_{exc.} + p$  спину канала  $s = 3/2$  отвечают  $P_{s=3/2}$  и  $F_{s=3/2}$  компоненты, а спину канала  $s = 5/2$  –  $P_{s=5/2}$  и  $F_{s=5/2}$ . По нашим оценкам доминирует компонента  $P_{s=5/2}$ .

Используя амплитуду (6), легко получить выражение для протонного спектроскопического  $S_p$ -фактора: следует проинтегрировать квадрат амплитуды по переменной  $\vec{R}_{6p}$  и просуммировать по соответствующим проекциям

$$S_{j^\pi}^{(\kappa)s} = (2s+1) \int \{R_{j^\pi, s}^{(\kappa)}(r)\}^2 r^2 dr. \quad (12)$$

## 2. Импульсное представление ВФ в канале ${}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow {}^6\text{He}\{\alpha nn\} + p$

Как известно из квантовой механики, выбор представления не меняет средние значения динамических наблюдаемых. Переход от координатного представления к импульсному

$\rho(p_m)$  формально является Фурье-образом координатной функции относительного движения

$$\rho(\vec{p}_m) = \left| \int e^{i\vec{p}_m \vec{r}} \langle {}^6\text{He}, p | {}^7\text{Li} \rangle d\vec{r} \right|^2. \quad (13)$$

В экспериментах по квазиупругому выбиванию протонов дифференциальные сечения факторизуются следующим образом

$$\frac{d^6\sigma}{dE_e' d\Omega_e' dT_p d\Omega_p} = K\sigma_{ep} S(E_m, \vec{p}_m), \quad (14)$$

где величина  $K\sigma_{ep}$  представляет собой произведение кинематического фазового объема и элементарного сечения рассеяния электрона на виртуальном протоне.  $S(E_m, \vec{p}_m)$  – спектральная функция, которая определяет вероятность обнаружения протона в ядре с энергией  $E_m$  и импульсом  $\vec{p}_m$ .

Для того, чтобы представить уровень сложности современного эксперимента приведем некоторые кинематические характеристики процесса  $A(e, e'p)A-1$ , который схематически представлен на рис. 2.

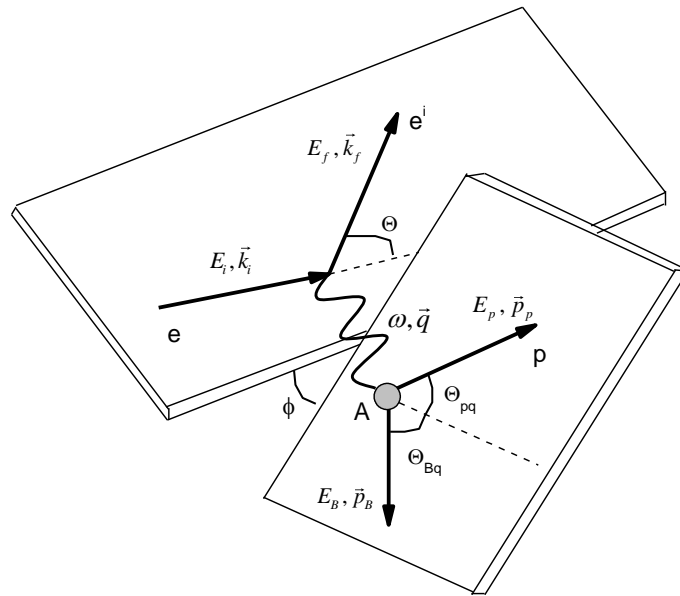


Рис. 2. Кинематика процесса  $A(e, e'p)A-1$

В  $(e, e'p)$  экспериментах фиксируются следующие величины: энергия  $E_i$  и импульс  $\vec{k}_i$  налетающего электрона, а также энергии и импульсы вторичного электрона, обозначенные на рис. 2  $E_f, \vec{k}_f$  и  $E_p, \vec{p}_p$  соответственно. Энергия и переданный импульс определены следующим образом:  $\omega = E_i - E_f$  и  $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ .  $E_B$  и  $\vec{p}_B$  – энергия и импульс ядра-отдачи. Из законов сохранения находим недостающие энергию  $E_m$  и импульс  $\vec{p}_m$

$$E_m = E_i - E_f - E_p - T_B = \omega - E_p - T_B,$$

$$\vec{p}_m = \vec{p}_p - (\vec{k}_i - \vec{k}_f) = \vec{p}_p - \vec{q} = -\vec{p}_B,$$

где  $T_B$  – кинетическая энергия ядра-остатка. В настоящее время проводятся эксперименты по измерению эксклюзивных б-ды дифференциальных сечений!

Представление сечения в виде (14) называется “приближением факторизации”. Оно справедливо только для случая плоских волн (PWA). Спектральная функция  $S(E_m, \vec{p}_m)$  и плотность вероятности импульсных распределений  $\rho(\vec{p}_m)$  связаны соотношением

$$S(E_m, \vec{p}_m) = \rho(\vec{p}_m) \delta(E_m - \varepsilon), \quad (15)$$

где  $\varepsilon$  в  $\delta$ -функции Дирака соответствует энергии связи в данном канале.

Очевидно, что извлечь спектральную функцию  $S(E_m, \vec{p}_m)$  непосредственно из экспериментальных сечений, как это определено в (14), не представляется возможным, т.к. в реальном процессе  $A(e, e'p)A-1$  возникают искажения в результате кулоновского взаимодействия электронов в начальном и конечном канале, а также протона с ядром-остатком.

Тем не менее, приближение факторизации считается эффективным, т.к. простое сравнение PWA расчетов с экспериментом позволяет определить насколько существенны искажения в начальном и конечном состояниях. Кроме этого, несомненно, даже на уровне плосковолнового приближения можно проводить сравнения различных модельных подходов. В частности, мы предлагаем использовать в качестве некоторого критерия для оценки рассчитанных импульсных распределений  $\rho(\vec{p}_m)$  такую характеристику как “ширина на полувысоте”  $\Gamma$ , которая, вообще говоря, не зависит от абсолютных значений. При этом, одновременно с величиной  $\Gamma$  следует обсуждать соответствующие спектроскопические факторы, которые также, как и в координатном представлении, равны интегралу от импульсных распределений  $\rho(\vec{p}_m)$ .

Для легких ядер с ярко выраженной  $\alpha$ -частичной кластеризацией мы предлагаем рассмотреть еще одну характеристику, которую можно извлечь из данных по  $(e, e'p)$  процессам. Если рассматривать ядро  $A$ , как конструкцию  $\alpha + b$ , то логично предположить, протон выбивается из виртуального кластера  $b$ , т.е. спектральную функцию можно факторизовать следующим образом:  $S_{A+e \rightarrow A-1+p+e}(E_m, \vec{p}_m) = S_{b+e \rightarrow e'+p+(b-1)} \cdot f(q)$ . Используя экспериментальные данные для  $S_{A+e \rightarrow A-1+p+e}(E_m, \vec{p}_m)$  и элементарного подпроцесса  $S_{b+e \rightarrow e'+p+(b-1)}$ , можно получить  $f(q)$ , т.е. более точную функцию относительного движения, чем  $\rho(\vec{p}_m)$ . В дальнейшем предполагается проверить эту гипотезу на примере реакций  $(e, e'p)$  и  $(e, e'd)$  на ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ .

## Литература

1. Gilad S. What do we learn from  $(e, e'p)$  experiments // 5-th Workshop on “e-m induced Two-Hadron Emission”, Lund, June 13-16. 2001. P. 77-86.
2. Grabmayr P. MAXLAB Annual Activity Report // A2 Report. SFB201-A2-IR03/04. - Lund, 2004. 352 p.

3. Fujiwara M. Photon nuclear science with backward Compton gamma rays // Proceedings of 10-th Workshop EMIN-2007. - Moscow, 2006. P. 153-165.
4. Arenhovel H., Carbonell J., Canton L. et al. The importance of Few-Nucleon Physics at Low Energy // arXiv:nucl-th. - 2004. Vol. 1. P. 0412039.
5. Ciofi C. degli Atti. Electron scattering by nuclei // Progr. Part. Nucl. Phys. 1980. Vol. 3. P. 163-328.
6. Lopicas L., Wesseling J., Wiringa R.B. Nuclear structure studies with the  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  reaction // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82, No. 22. P. 4404-4407.
7. Lopicas L., Wesseling J., Wiringa R.B. Correlations in the ground state wave function of  ${}^7\text{Li}$  // Nucl. Phys. A. 2000. V. 663&664. P. 377c-380c.
8. Kramer G.J., Blok H.P., Lopicas L. A consistent analysis of  $(e, e'p)$  and  $(d, {}^3\text{He})$  experiments // arXiv: nucl-ex/0007014v2. 2000. 24 p.
9. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 4. С. 801-868.
10. Burkova N.A., Zhaksybekova K.A., Zhusupov M.A. One-nucleon spectroscopy of light nuclei // Phys. of Part. and Nucl. 2009. Vol. 40, No. 2. P. 162-205.
11. Жаксыбекова К.А. Сравнительный анализ изобар-аналоговых  ${}^6\text{Li}+n$  и  ${}^6\text{He}+p$  конфигураций в  $\alpha t$ -модели ядра  ${}^7\text{Li}$  // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2005. №1(19). С. 156-162.
12. Жаксыбекова К.А. Модельное представление  ${}^6\text{He}+p$  кластерного канала ядра  ${}^7\text{Li}$  // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2005. № 3(241). С. 59-65.
13. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы, 2004. 247 с.
14. Kukuljin V.I. et al. Large space calculation for  $A=6$  nuclei with realistic nuclear forces // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 151-189.

### **ПОТЕНЦИАЛДЫҚ КЛАСТЕРЛІК МОДЕЛЬДЕГІ ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$ ПРОТОНДАРДЫҢ КВАЗИСЕРПІМДІ ЖҰЛЫНЫП АЛЫНУЫ**

**Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, Ч.З. Кабытаев, А.А. Уразалин**

Потенциалдық кластерлік теория негізінде  ${}^7\text{Li}$  ядросынан  $(e, e'p)$  протондарының квазисерпімді жұлынып алыну процесін сипаттау формализмі ұсынылған. PWA есептелулеріндегі факторизация жуықтауы, эксперименттен алынған спектрлік және динамикалық сипаттамалары талқыланды.

### **QUASI-ELASTIC PROTON KNOCKOUT PROCESS ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$ IN POTENTIAL CLUSTER MODEL**

**N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, Ch.Z. Kabytaev, A.A. Urazalin**

The description of the quasi-elastic proton knockout  $(e, e'p)$  process from  ${}^7\text{Li}$  nucleus within the cluster potential theory is reported. The factorization approximations in PWA calculations are under discussion as well as spectroscopic and dynamical characteristics obtained from experiment.