

ЗАВИСИМОСТЬ НАБЛЮДАЕМЫХ ВЕЛИЧИН В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРЕ ${}^6\text{He}$ ОТ ЕГО СТРУКТУРЫ

В. П. Михайлюк, Ю. А. Поздняков

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

В вариационных расчетах в рамках метода резонирующих групп с точным учетом принципа Паули получена наиболее вероятная геометрическая конфигурация основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ (динейтронная $\alpha - {}^2n$ и линейная трехкластерная $n - \alpha - n$). Для обеих конфигураций выполнен расчет наблюдаемых величин упругого рассеяния протонов с энергией $E_p = 721$ МэВ на ядре ${}^6\text{He}$. Как оказалось, имеющиеся экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов (сечение упругого рассеяния в области переданных импульсов $-t \leq 0,1$ (ГэВ/с)²) не позволяют сделать определенный вывод относительно предпочтительности той или иной геометрической конфигурации основного состояния ядра ${}^6\text{He}$, полученной в вариационных расчетах. Показано, что данные по поляризации и функции поворота спина в области переданного импульса $-t \geq 0,1$ (ГэВ/с)² позволят сделать более надежный вывод о наиболее вероятной геометрической конфигурации ядра ${}^6\text{He}$ в основном состоянии.

Введение

В настоящее время в связи с развитием техники радиоактивных пучков изучению взаимодействия частиц с ядрами, удаленными от линии стабильности, уделяется большое внимание (см., например, [1 - 3]). При расчете наблюдаемых величин рассеяния частиц нестабильными ядрами в области энергий $E \sim 1$ ГэВ обычно используется теория многократного дифракционного рассеяния (ТМДР) с феноменологическими одночастичными или многочастичными плотностями, получаемыми в различных моделях [4, 5]. В настоящей работе используются многочастичные плотности ядер. Для вычисления параметров таких многочастичных плотностей и дальнейших расчетов различных наблюдаемых в последнем подходе часто используется геометрическая модель (см., например, [6]) изучаемого ядра-мишени, в которой необходимо найти наиболее вероятные расстояния между кластерами в основном состоянии рассматриваемого ядра.

Для стабильных ядер-мишеней эти расстояния можно найти из данных по упругому рассеянию электронов на изучаемом ядре. Однако для радиоактивных ядер из-за отсутствия таких данных найти наиболее вероятные расстояния между кластерами не представляется возможным. Поэтому есть необходимость использования альтернативного метода определения наиболее вероятных расстояний между кластерами в основных состояниях ядер, удаленных от линии стабильности. В настоящей работе для этого предложено использовать вариационный подход в рамках метода резонирующих групп с точным учетом принципа Паули [7, 8]. Конкретно в работе рассматривается система $p + {}^6\text{He}$.

Расчет наиболее вероятной геометрической конфигурации основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ в вариационном подходе метода резонирующих групп

В настоящем разделе изложен метод расчета наиболее вероятной геометрической конфигурации ядра ${}^6\text{He}$ в основном состоянии. Он основан на вариационном подходе метода резонирующих групп в пространстве Фока - Баргманна [9 - 11].

Интеграл перекрытия и матричные элементы гамильтониана ядра ${}^6\text{He}$

Интеграл перекрытия и матричные элементы гамильтониана для ядра ${}^6\text{He}$ рассчитывались на производящих инвариантах Φ и $\tilde{\Phi}$, которые строятся на орбиталях Блоха - Бринка [12]. В работе [7] был подробно изложен метод получения выражений для интеграла перекрытия и матричных элементов гамильтониана ядра ${}^9\text{Li}$, которые легко обобщаются на любую трехкластерную систему при условии, что все кластеры (которые по предположению являются s-кластерами) находятся в основном состоянии. Поэтому в настоящей работе приведены окончательные выражения для соответствующих матричных элементов. Единственное отличие результатов настоящей работы от результатов, полученных в [7], состоит в том, что в настоящей работе, учтено кулоновское взаимодействие протонов в α -кластере.

Пусть \mathbf{R}_1 , \mathbf{R}_2 , и \mathbf{R}_3 - генераторные координаты α -кластера, нейтрона со спином вверх ($n\uparrow$) и нейтрона со спином вниз ($n\downarrow$) соответственно, а \mathbf{S}_1 , \mathbf{S}_2 и \mathbf{S}_3 - соответствующие сопряженные координаты. Тогда интеграл перекрытия ядра ${}^6\text{He}$ можно представить в виде [8]

$$\begin{aligned}
 \langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle = & \exp(4\mathbf{R}_1\mathbf{S}_1 + \mathbf{R}_2\mathbf{S}_2 + \mathbf{R}_3\mathbf{S}_3) - \\
 & - \exp[\mathbf{R}_1(3\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2) + \mathbf{R}_2\mathbf{S}_1 + \mathbf{R}_3\mathbf{S}_3] - \\
 & - \exp[\mathbf{R}_1(3\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_3) + \mathbf{R}_2\mathbf{S}_2 + \mathbf{R}_3\mathbf{S}_1] + \\
 & + \exp[\mathbf{R}_1(2\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3) + \mathbf{R}_2\mathbf{S}_1 + \mathbf{R}_3\mathbf{S}_1]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь и далее в этом разделе все величины, имеющие размерность длины, даются в единицах осцилляторной длины r_0 . Заметим, что второе и

третье слагаемые в формуле (1) отвечают перестановкам, в которых один из нейтронов α -кластера обменивается с валентным нейтроном, находящимся в том же спиновом состоянии, а последнее – одновременному обмену нейтронов α -кластера с валентными нейтронами. Таким образом, формула (1) учитывает все перестановки, допустимые принципом Паули.

Для выделения движения центра массы волновых пакетов введем координаты Якоби:

$$\begin{cases} \mathbf{P} = \frac{1}{\sqrt{6}}(4\mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_2 + \mathbf{R}_3), & \mathbf{Q} = \frac{1}{\sqrt{6}}(4\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3), \\ \mathbf{a} = \frac{2}{\sqrt{3}}(\mathbf{R}_1 - \frac{\mathbf{R}_2 + \mathbf{R}_3}{2}), & \tilde{\mathbf{a}} = \frac{2}{\sqrt{3}}(\mathbf{S}_1 - \frac{\mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3}{2}), \\ \mathbf{b} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_3), & \tilde{\mathbf{b}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_3). \end{cases} \quad (2)$$

Такой выбор координат Якоби удобен тем, что позволяет вычислить энергию отделения двух нейтронов S_{2n} из ядра ${}^6\text{He}$.

Переходя в формуле (1) к координатам (2), получим

$$\begin{aligned}
 \langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle = & \exp(\mathbf{PQ})[\exp(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}} + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}) - \\
 & - \exp(\frac{1}{4}\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}} + \frac{\sqrt{6}}{4}\mathbf{a}\tilde{\mathbf{b}} + \frac{\sqrt{6}}{4}\mathbf{b}\tilde{\mathbf{a}} + \frac{1}{2}\mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}) - \\
 & - \exp(\frac{1}{4}\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}} - \frac{\sqrt{6}}{4}\mathbf{a}\tilde{\mathbf{b}} - \frac{\sqrt{6}}{4}\mathbf{b}\tilde{\mathbf{a}} + \frac{1}{2}\mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}) + \\
 & + \exp(-\frac{1}{2}\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}})]. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Обозначая коэффициенты при экспонентах как β_i , а коэффициенты в аргументах экспонент при $\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}, \mathbf{a}\tilde{\mathbf{b}}, \mathbf{b}\tilde{\mathbf{a}}$ и $\mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}$ как $\alpha_{11}^{(i)}, \alpha_{12}^{(i)}, \alpha_{21}^{(i)}$ и $\alpha_{22}^{(i)}$ соответственно, перепишем интеграл перекрытия (3) в виде

$$\langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle = \exp(\mathbf{PQ}) \sum_{i=1}^4 \beta_i \exp(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}_i + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}_i), \quad (4)$$

где

$$\tilde{\mathbf{a}}_i = \alpha_{11}^{(i)}\tilde{\mathbf{a}} + \alpha_{12}^{(i)}\tilde{\mathbf{b}}, \quad \tilde{\mathbf{b}}_i = \alpha_{21}^{(i)}\tilde{\mathbf{a}} + \alpha_{22}^{(i)}\tilde{\mathbf{b}}. \quad (5)$$

Матричный элемент оператора кинетической энергии \hat{T} имеет вид

$$\langle \Phi | \hat{T} | \tilde{\Phi} \rangle = -\frac{\hbar^2}{4Mr_0^2} \exp(\mathbf{PQ}) \times \sum_{i=1}^4 \beta_i [(P-Q)^2 + a^2 + \tilde{a}^2 + b^2 + \tilde{b}^2 - 2(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}_i + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}_i) - 18] \exp(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}_i + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}_i), \quad (6)$$

где M - масса нуклона. Это выражение можно записать в виде суммы двух слагаемых: первое

$$\langle \Phi | \hat{T}_0 | \tilde{\Phi} \rangle = -\frac{\hbar^2}{4Mr_0^2} \exp[(P-Q)^2 - 3] \langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle \quad (7)$$

является матричным элементом оператора кинетической энергии движения центра массы системы; второе

$$\langle \Phi | \hat{T}' | \tilde{\Phi} \rangle = -\frac{\hbar^2}{4Mr_0^2} \exp(\mathbf{PQ}) \times \sum_{i=1}^4 \beta_i [a^2 + \tilde{a}^2 + b^2 + \tilde{b}^2 - 2(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}_i + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}_i) - 15] \exp(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}_i + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}_i) \quad (8)$$

- это матричный элемент оператора внутренней кинетической энергии ядра ${}^6\text{He}$.

Матричные элемент оператора потенциальной энергии

$$\hat{U}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_6) = \sum_{i < j=1}^6 \hat{V}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (9)$$

рассчитывались с центральным обменным нуклон-нуклонным потенциалом

$$\hat{V}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \sum_k V_0^{(k)}(\xi_i, \xi_j) \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{\mu_k^2}\right] [1 - m + m\hat{P}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)], \quad (10)$$

где $V_0^{(k)}(\xi_i, \xi_j)$ – интенсивность k -го компонента нуклон-нуклонного взаимодействия, зависящая от спин-изоспиновых состояний ξ_i и ξ_j взаимодействующих нуклонов; $\hat{P}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$ – оператор обмена пространственных координат нуклонов; m – параметр смешивания сил Вигнера и Майораны.

В рассматриваемом случае оператор (9) содержит четыре компонента

$$\hat{U} = \hat{U}_\alpha + \hat{U}_{an\uparrow} + \hat{U}_{an\downarrow} + \hat{U}_{n\uparrow n\downarrow}, \quad (11)$$

где \hat{U}_α – оператор внутренней потенциальной энергии α -кластера; $\hat{U}_{an\uparrow}$ – оператор энергии взаимодействия α -кластера с нейтроном со спином вверх; $\hat{U}_{an\downarrow}$ – оператор энергии взаимодействия α -кластера с нейтроном со спином вниз; $\hat{U}_{n\uparrow n\downarrow}$ – оператор энергии взаимодействия валентных нейтронов.

Структура матричных элементов всех компонентов оператора потенциальной энергии одинакова. Они могут быть представлены в виде

$$\langle \Phi | U_t | \tilde{\Phi} \rangle = \exp(\mathbf{PQ}) \sum_k z_k^{3/2} \sum_{i=1}^4 \beta_i f_{ki}^{(t)} \exp(\mathbf{a}\tilde{\mathbf{a}}_i + \mathbf{b}\tilde{\mathbf{b}}_i), \quad (12)$$

где $t = \alpha, an\uparrow, an\downarrow, n\uparrow n\downarrow$ и

$$z_k = \left(1 + \frac{2}{\mu_k^2}\right)^{-1}. \quad (13)$$

Величины $f_{ki}^{(t)}$ имеют громоздкий, хотя физически прозрачный вид, и могут быть получены по аналогии с результатами работ [7, 8].

Матричный элемент кулоновского взаимодействия протонов в α -кластере имеет вид

$$\left\langle \Phi \left| \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right| \tilde{\Phi} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2}{r_0} \langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle, \quad (14)$$

где e – заряд электрона, а \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – одночастичные координаты протонов α -кластера.

Расчет энергии основного состояния ${}^6\text{He}$

В вариационных расчетах энергия основного состояния ядра получается минимизацией его полной энергии

$$E = T' + U + V_C. \quad (15)$$

В последнем выражении T' – внутренняя кинетическая энергия в рассматриваемом ядре

$$T' = \frac{\langle \Phi | \hat{T}' | \tilde{\Phi} \rangle}{\langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle}, \quad (16)$$

U – полная потенциальная энергия ядра

$$U = \frac{\langle \Phi | \hat{U} | \tilde{\Phi} \rangle}{\langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle}, \quad (17)$$

V_C – кулоновская энергия взаимодействия протонов в ядре, которая в случае ${}^6\text{He}$ в соответствии с формулой (14) имеет вид

$$V_C = \frac{\left\langle \Phi \left| \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right| \tilde{\Phi} \right\rangle}{\langle \Phi | \tilde{\Phi} \rangle} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2}{r_0}. \quad (18)$$

В вариационных расчетах на сопряженные координаты накладываются условия

$$\mathbf{Q} = \mathbf{P}, \quad \tilde{\mathbf{a}} = \mathbf{a}, \quad \tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{b}. \quad (19)$$

Тогда для внутренней кинетической энергии системы T' получается выражение

$$T' = \frac{\hbar^2}{Mr_0^2} \left\{ \frac{15}{4} - \frac{1}{2} \left[a^2 + b^2 - \frac{\sum_{i=1}^4 \beta_i x_i \exp(x_i)}{\sum_{i=1}^4 \beta_i \exp(x_i)} \right] \right\}, \quad (20)$$

в котором

$$x_i = \alpha_{11}^{(i)} a^2 + [\alpha_{12}^{(i)} + \alpha_{21}^{(i)}] \mathbf{a}\mathbf{b} + \alpha_{22}^{(i)} b^2. \quad (21)$$

К сожалению, формула (20) приводит к неверному результату в асимптотической по координатам \mathbf{a} и \mathbf{b} области, где она должна давать сумму кинетических энергий нулевых колебаний в кластерах, составляющих ядро ${}^6\text{He}$. Действительно, согласно

формуле (20) при a и $b \rightarrow \infty T' \rightarrow 15\hbar^2/4Mr_0^2$, в то время как непосредственный расчет T' в этом случае дает величину $9\hbar^2/4Mr_0^2$. Разница $6\hbar^2/4Mr_0^2$ является суммой кинетических энергий нулевых колебаний кластеров, связанных с их относительным движением. В соответствии с этим формулу (20) необходимо модифицировать следующим образом:

$$T' = \frac{\hbar^2}{Mr_0^2} \left\{ \frac{9}{4} - \frac{5}{4} \left[a^2 + b^2 - \frac{\sum_{i=1}^4 \beta_i x_i \exp(x_i)}{\sum_{i=1}^4 \beta_i \exp(x_i)} \right] \right\}. \quad (22)$$

По той же причине необходима, отличная от формулы (22), модификация формулы (20) для бинарной конфигурации $\alpha - ^2n$. В этом случае имеем

$$T' = \frac{\hbar^2}{Mr_0^2} \left\{ \frac{12}{4} - \frac{7}{8} \left[a^2 - \frac{\sum_{i=1}^4 \beta_i x_i \exp(x_i)}{\sum_{i=1}^4 \beta_i \exp(x_i)} \right] \right\} \quad (23)$$

с $b = 0$ в выражении (21). Заметим, что хотя формулы (20), (22) и (23) дают разные асимптотические пределы, они приводят к одному и тому же оболочечному пределу $19\hbar^2/4Mr_0^2$.

Из-за громоздкости мы не приводим выражение для полной потенциальной энергии U ядра ^6He . Заметим только, что с учетом условий (19) U , так же как и T' , зависит от модулей векторов \mathbf{a} , \mathbf{b} и угла θ между ними. Вариацией именно этих переменных находилась минимум

энергии основного состояния и соответствующая наиболее вероятная геометрическая конфигурация ^6He .

В представленных в настоящей работе расчетах использовался нуклон-нуклонный потенциал Волкова (второй набор) [13]. Осцилляторная длина r_0 выбиралась так, чтобы воспроизвести энергию связи свободной α -частицы. При таком выборе r_0 динейтрон, если таковой образуется, на асимптотике имеет избыток внутренней кинетической энергии примерно 2 - 2,5 МэВ. Этот избыток вычитался из внутренней кинетической энергии динейтрона, так чтобы согласовать полную внутреннюю энергию E_{2n} свободного динейтрона с экспериментальным значением резонанса 0,07 МэВ [14], и включался в кинетическую энергию относительного движения кластеров.

Поскольку в предлагаемом подходе внутренняя кинетическая энергия ^6He T' для бинарной и трехкластерной конфигураций вычисляется по разным формулам, был введен некоторый радиус $r_{эф}$, который можно рассматривать как эффективный радиус динейтрона, полагая, что при $b \leq r_{эф}$ в ^6He имеется динейтрон, а при $b \geq r_{эф}$ - два некоррелированных нейтрона. Этот радиус выбирался так, чтобы полная энергия ядра ^6He не имела заметного скачка при переходе от формулы (22) к формуле (23). Как оказалось, такое условие начинает выполняться (при движении со стороны малых $r_{эф}$) с $r_{эф} \approx (2.3 \div 2.5)r_0$.

Результаты расчетов для ядра ^6He в основном состоянии

Конфигурация	r_0 , ФМ	E_{α} , МэВ	E_{2n} , МэВ	S_{2n} , МэВ	$E_{мин}$, МэВ	$r_{\alpha-2n}$, ФМ	r_{n-n} , ФМ	$E_{мин}^{(0)}$, МэВ
$\alpha - ^2n$	1,38	-28,0	0,07	0,98	-28,9	3,37	-	-11,7
$n - \alpha - n$	1,38	-28,0	-	0,56	-28,5	-	4,61	-11,7

Численные расчеты показали, что при любом приемлемом значении входящего в потенциал Волкова параметра смешивания m (см. формулу (10)) абсолютный минимум полной энергии ^6He достигается для бинарной конфигурации $\alpha - ^2n$. Окончательная минимизация выполнялась с $m = 0,624$, для которого воспроизводится экспериментальное значение энергии отделения двух нейтронов $S_{2n} = 0,975 \pm 0,040$ МэВ [14]. Результаты расчетов для бинарной configura-

ции ^6He приведены в верхней строке таблицы.

В таблице помимо уже упоминавшихся величин приведены также оболочечный предел полной энергии ^6He $E_{мин}^{(0)}$ и наиболее вероятное расстояние между α -кластером и динейтроном $r_{\alpha-2n}$.

С приведенным выше значением m была выполнена также минимизация линейной трехкластерной конфигурации $n - \alpha - n$ (α -кластер расположен в центре массы двух нейтронов).

Полная энергия такой конфигурации на 0,35 МэВ превышает полную энергию бинарной конфигурации, а энергия отделения двух нейтронов уменьшена до 0,56 МэВ

Результаты расчетов для трехкластерной конфигурации приведены в нижней строке таблицы, где r_{n-n} – наиболее вероятное расстояние между нейтронами. Отметим, что r_{n-n} заметно превышает $r_{эф} \approx 3,2 \div 3,4$ Фм.

Сравнение $E_{мин}$ и $E_{мин}^{(0)}$ показывает, что в обоих случаях кластерная конфигурация является более предпочтительной по сравнению с оболочечной. Существование двух минимумов, более глубокого для конфигурации $\alpha - ^2n$ и менее глубокого для конфигурации $n - \alpha - n$, можно рассматривать как указание на то, что бинарная конфигурация $\alpha - ^2n$ для основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ является более вероятной. Отметим, что сравнение полученных в настоящей работе наиболее вероятных расстояний между кластерами с максимумами корреляционной плотности материи, полученными в работах [15 - 19], показывает их близость.

Упругое рассеяние протонов промежуточных энергий ядрами ${}^6\text{He}$

В настоящем разделе изложен метод расчета дифференциальных сечений и поляризационных наблюдаемых упругого рассеяния протонов промежуточных энергий ядрами ${}^6\text{He}$. Проведенные расчеты основываются на ТМДР и α -кластерной модели с дисперсией [20 - 22].

Формализм

Согласно ТМДР амплитуду упругого p - ${}^6\text{He}$ рассеяния можно представить в виде

$$F(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2l d^3a d^3b \rho_{\Delta}^{(6\text{He})}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{l}} \Omega(\mathbf{l}, \mathbf{r}_j), \quad (24)$$

$$\Omega(\mathbf{l}, \mathbf{r}_j) = \left[1 - \prod_{j=1}^3 \left(1 - \frac{1}{2\pi ik} \int d^2q \exp[-i\mathbf{q}(\mathbf{l} - \mathbf{r}_j)] f'_j(\mathbf{q}) \right) \right], \quad (25)$$

где \mathbf{k} - волновой вектор налетающего нуклона; \mathbf{q} и \mathbf{l} - переданный импульс и прицельный параметр соответственно, лежащие в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{k} ; \mathbf{r}_j - проекция радиус-вектора j -го рассеивателя на плоскость, перпендикулярную направлению падающего

пучка; $f'_j(\mathbf{q})$ - амплитуды упругого p - ${}^4\text{He}$ или p - N рассеяния; $\rho_{\Delta}^{(6\text{He})}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ – плотность основного состояния ядра ${}^6\text{He}$.

Плотность основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ можно определить по аналогии с моделью "бу-меранга" для ядра ${}^9\text{Be}$ [23, 24]. В этой модели ядро ${}^6\text{He}$ можно рассматривать состоящим из α -кластера и двух нейтронов, с наибольшей вероятностью расположенных в вершинах равнобедренного треугольника. В таком подходе плотность основного состояния этого ядра определяется соотношениями

$$\rho_{\Delta}^{(6\text{He})}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \int d^3a' d^3b' \rho_0^{(6\text{He})}(\mathbf{a}', \mathbf{b}') \Phi_{\Delta}(\mathbf{a} - \mathbf{a}', \mathbf{b} - \mathbf{b}'), \quad (26)$$

где $\rho_{\Delta}^{(6\text{He})}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ - плотность основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ в модели трех точечных кластеров, фиксированных в вершинах равнобедренного треугольника, а $\Phi_{\Delta}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ - размывающая функция. Эти функции определяются следующими выражениями соответственно:

$$\rho_0^{(6\text{He})}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{1}{8\pi^2 d_1 d_2} \delta(a - d_1) \delta(b - d_2) \delta(\mathbf{a}\mathbf{b}), \quad (27)$$

$$\Phi_{\Delta}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{1}{(2\pi\Delta_1\Delta_2)^3} \exp\left(\frac{a^2}{2\Delta_1^2} - \frac{b^2}{2\Delta_2^2}\right). \quad (28)$$

В последних формулах параметр d_1 - расстояние между α -кластером и центром массы двух нейтронов, параметр d_2 - расстояние между двумя нейтронами, а параметры Δ_1 и Δ_2 – наиболее вероятные величины смещения кластеров, образующих ядро ${}^6\text{He}$.

Входящие в формулу (25) амплитуды упругого p - ${}^4\text{He}$ рассеяния $f_{p\alpha}(\mathbf{q})$ и p - N рассеяния $f_{pn}(\mathbf{q})$ представим в виде

$$f_{p\alpha}(q) = k \sum_{i=1}^2 G_{ci} \exp(-\beta_{ci} q^2) + \quad (29)$$

$$+ kq \sum_{i=1}^2 G_{si} \exp(-\beta_{si} q^2) (\sigma\mathbf{n}),$$

$$f_{pn}(q) = \frac{i}{2\pi} k g_c \exp(-a_c q^2) + \quad (30)$$

$$+ \frac{i}{2\pi} k g_s q \exp(-a_s q^2) (\sigma\mathbf{n}),$$

где $\mathbf{n} = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{k}']}{|[\mathbf{k}, \mathbf{k}']|}$; \mathbf{k}, \mathbf{k}' - волновые векторы налетающего и рассеянного протона; σ - оператор спина налетающего протона.

В этих формулах комплексные параметры $G_{c1}, G_{s1}, \beta_{c1}, \beta_{s1}$ можно определить путем подгонки дифференциальных сечений и поляризационных наблюдаемых для протонов, упруго рассеянных ядрами ${}^4\text{He}$, а связь между параметрами $G_{c1}, G_{s1}, \beta_{c1}, \beta_{s1}$ и $G_{c2}, G_{s2}, \beta_{c2}, \beta_{s2}$ определяется соотношениями [21, 22]

$$G_{c2} = \frac{3iG_{c1}^2}{32\beta_{c1}}, \quad G_{s2} = \frac{3i\beta_{c1}G_{c1}G_{s1}}{8(\beta_{c1} + \beta_{s1})^2},$$

$$\beta_{c2} = \frac{1}{2}\beta_{c1}, \quad \beta_{s2} = \frac{\beta_{c1}\beta_{s1}}{\beta_{c1} + \beta_{s1}}. \quad (31)$$

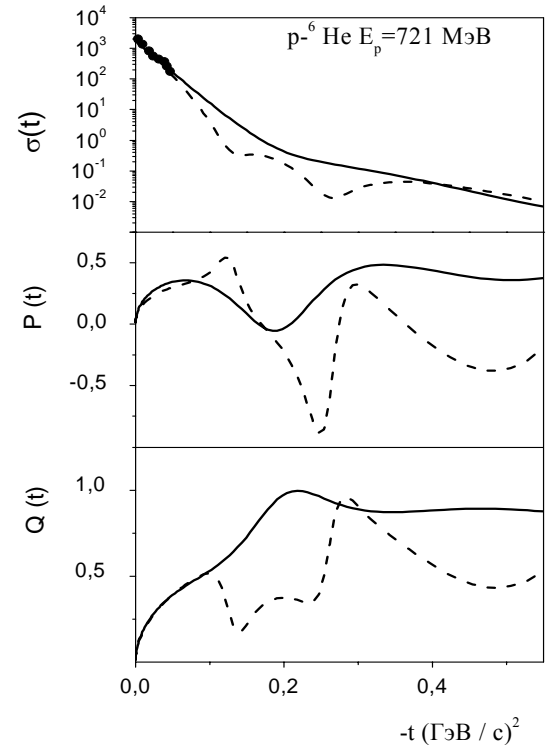
Заметим, что используемая здесь модель основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ позволяет в результате предельного перехода получить как линейную трехкластерную $n - \alpha - n$ конфигурацию, так и динейтронную $\alpha - {}^2n$ конфигурацию. Действительно, устремляя расстояние между центром массы двух нейтронов и α -кластером к нулю ($d_1 \rightarrow 0$), получаем аналог $n - \alpha - n$ конфигурации, а устремляя к конечному значению расстояние между двумя нейтронами ($d_2 \rightarrow 1,5 \text{ фм} \leq \leq r_{эф}$) - аналог $\alpha - {}^2n$ конфигурации. В данной работе параметры Δ_1 и Δ_2 определялись из наилучшего согласия между рассчитанным и измеренным дифференциальными сечениями упругого p - ${}^6\text{He}$ рассеяния. Для них были получены следующие значения: $\Delta_1 = 0,8 \text{ Фм}$ для конфигурации $\alpha - {}^2n$, $\Delta_1 = 0 \text{ Фм}$ для конфигурации $n - \alpha - n$ и $\Delta_2 = 0 \text{ Фм}$ для обеих конфигураций.

Наблюдаемые характеристики упругого p - ${}^6\text{He}$ рассеяния при энергии 721 МэВ

На основе представленного подхода были рассчитаны дифференциальное сечение $\sigma(t) \equiv d\sigma/dt$ поляризация $P(t)$ и функция поворота спина $Q(t)$ для упругого рассеяния протонов ядрами ${}^6\text{He}$ при энергии налетающих протонов 721 МэВ. Результаты проведенных расчетов представлены на рисунке.

Сплошные кривые на рисунке рассчитаны в трехкластерной $n - \alpha - n$ конфигурации, а пунктирные кривые - в динейтронной $\alpha - {}^2n$ модели ядра ${}^6\text{He}$.

Как видно из рисунка, рассчитанные в описанном выше методе дифференциальные сечения согласуются с имеющимися экспериментальными данными, а поляризационные наблю-



Дифференциальное сечение $\sigma(t)$ (мбн/(ГэВ/с)²), поляризация $P(t)$ и функция поворота спина $Q(t)$ для упругого p - ${}^6\text{He}$ рассеяния при энергии 721 МэВ. Экспериментальные данные взяты из работ [3, 4].

даемые заметно отличаются в области переданных импульсов $-t \geq 0,1 \text{ (ГэВ/с)}^2$. При этом качественное поведение рассчитанных поляризации и функции поворота спина совпадает с теми же наблюдаемыми характеристиками, рассчитанными для упругого рассеяния протонов промежуточных энергий другими легкими ядрами (${}^4\text{He}, {}^9\text{Be}, {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}, {}^{20}\text{Ne}$) [21 - 23, 25 - 28]. В частности, для функции поворота спина в области небольших переданных импульсов наблюдается систематический подъем. Однако следует заметить, что в связи с отсутствием экспериментальных данных в настоящее время трудно судить о поведении поляризационных наблюдаемых в упругом рассеянии частиц промежуточных энергий нейтронно-избыточными ядрами.

Проведенные расчеты показывают, что на основе имеющихся экспериментальных данных нельзя сделать надежный вывод о предпочтительности той или иной геометрической конфигурации ядра ${}^6\text{He}$ в его основном состоянии. Действительно, имеющиеся экспериментальные данные удается описать как в случае использования $n - \alpha - n$ конфигурации (см. рисунок, сплошные кривые), так и в динейтронной $\alpha - {}^2n$ модели ядра ${}^6\text{He}$ (см. рисунок, пунктирные кривые).

Заметим, что описанию полученных в работах [3, 4] экспериментальных данных, которыми мы воспользовались, посвящено большое количество работ. Так, например, в [3] был предложен подход, который позволил рассчитать на основе ТМДР полную амплитуду p - ${}^6\text{He}$ рассеяния с использованием базиса коррелирующих гауссовых функций. В [29] для описания дифференциального сечения упругого p - ${}^6\text{He}$ рассеяния использовалась ТМДР с различными параметризациями плотности основного состояния ядра ${}^6\text{He}$. Сечение реакций и дифференциальное сечение упругого p - ${}^6\text{He}$ рассеяния в [30] были рассчитаны в рамках оптического предела ТМДР. При этом в данной работе интегралы, входящие в уравнения ТМДР, рассчитывались с использованием численных методов Монте-Карло.

В работе [31] для изучения влияния нуклонной кластеризации на поведение наблюдаемых в упругом рассеянии протонов промежуточных энергий легкими ядрами с избытком нейтронов для ядра ${}^{11}\text{Li}$ использовалась бинарная ${}^9\text{Li} - {}^2n$ кластерная модель. При этом эффективный радиус динейтрона выбирался равным 2 Фм. Однако в этой работе, как и во многих других работах этих авторов, при определении нуклон-нуклонной амплитуды рассеяния использовались слагаемые, которые отвечают лишь за центральное взаимодействие, и при этом рассчитывалось только дифференциальное сечение упругого рассеяния.

Из рисунка видно, что дифференциальное сечение, особенно в области небольших переданных импульсов, слабо зависит от выбора модельной плотности ядра-мишени, а также от параметров нуклон-нуклонной амплитуды рассеяния. Поэтому сравнить результаты проведенных в данной работе расчетов и расчетов, выполненных в [3, 29 - 31], можно только качественно.

В поведении рассчитанных в [3, 29, 30], дифференциальных сечений заметно проявляется первый дифракционный минимум. Так, например, в [30] такой минимум наблюдается в области переданных импульсов, близких к $-t \approx 0,2$ (ГэВ/с) 2 , а в [29] - в области $-t \approx 0,15$ (ГэВ/с) 2 . Из рисунка видно, что дифференциальное сечение p - ${}^6\text{He}$ рассеяния, рассчитанное в рамках $\alpha - {}^2n$ приближения (пунктирные кривые), не имеет минимумов в этой области переданных импульсов. Первый минимум наблюдается при $-t \approx 0,1$ (ГэВ/с) 2 , а второй при $-t \approx 0,25$ (ГэВ/с) 2 . При этом дифференциальное сечение, рассчитанное на основе трехкластерного $n - \alpha - n$ приближения, не имеет ярко выраженных минимумов. В области имеющихся экспериментальных данных

поведение изучаемых дифференциальных сечений мало различается.

Следует также отметить, что в ряде работ (см., например, [32]) высказывается сомнение в возможности использования наблюдаемых в упругом рассеянии протонов промежуточных энергий легкими ядрами для оценки структурных особенностей этих ядер. В частности, в работе [32] такой вывод был сделан после проведения расчетов дифференциальных сечений, поляризаций и функций поворота спина для упругого рассеяния протонов с энергией $E \approx 70$ МэВ ядрами ${}^{6,8}\text{He}$. Расчеты выполнялись на основе оптической модели с использованием четырех различных параметризаций плотности указанных ядер. Рассчитанные в этой работе дифференциальные сечения согласовались с имеющимися экспериментальными данными для всех использованных параметризаций плотности, а поведение поляризационных наблюдаемых мало отличалось друг от друга. В то же время если качественное поведение рассчитанных в [32] дифференциальных сечений и поляризаций согласовалось с этими же величинами, рассчитанными и измеренными для соседних легких ядер, то поведение функций поворота, по-видимому, качественно является не совсем правильным даже с учетом разницы в энергиях налетающей частицы. Действительно, при рассеянии адронов (протоны, антипротоны) промежуточных энергий легкими ядрами в поведении рассчитанных и измеренных функций поворота спина на малых углах наблюдается систематический рост, в то время как рассчитанные в данной работе функции поворота спина систематически убывают.

Хорошо известно, что поляризационные характеристики рассеяния более чувствительны к модельной плотности ядра. Учитывая то, что экспериментальные данные для поляризационных наблюдаемых в упругом рассеянии протонов промежуточных энергий легкими нейтронно-избыточными ядрами в настоящее время отсутствуют, сделанные в [32] выводы требуют дополнительного обсуждения.

Кроме того, проведенные в настоящей работе расчеты, а также расчеты, выполненные другими авторами, показывают, что измерения различных поляризационных наблюдаемых характеристик рассеяния, а также измерения дифференциального сечения в возможно более широком интервале энергий и углов рассеяния позволят дать более надежный ответ на вопрос о наиболее вероятной геометрической конфигурации ядра ${}^6\text{He}$ в основном состоянии.

Заключение

В работе на основе трехкластерного приближения метода резонирующих групп выполнен микроскопический с точным учетом принципа Паули вариационный расчет энергии основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ и получена его наиболее вероятная пространственная конфигурация.

Показано, что при корректном выборе параметров нуклон-нуклонного взаимодействия бинарная конфигурация $\alpha - {}^2n$ является наиболее вероятной, поскольку именно ей отвечает абсолютный минимум полной энергии ядра ${}^6\text{He}$. Существование второго, менее глубокого минимума, отвечающего линейной трехкластерной конфигурации $n - \alpha - n$, указывает на возможность

примеси такой конфигурации в основном состоянии ${}^6\text{He}$. Что же касается конфигурации, отвечающей оболочечной модели, то результаты работы показывают, что ее примесь в основном состоянии ядра ${}^6\text{He}$ пренебрежимо мала.

В работе выполнены расчеты дифференциального сечения и поляризаационных наблюдаемых для упругого рассеяния протонов с энергией 721 МэВ ядрами ${}^6\text{He}$. Расчеты проводились на основе теории многократного дифракционного рассеяния и α -кластерной модели с дисперсией.

Показано, что имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные не позволяют сделать вывод о предпочтительности той или иной конфигурации в ядре ${}^6\text{He}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhukov M.V., Danilin B.V., Fedorov D.V. et al. Bound state properties of borromean halo nuclei: ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$ // Phys. Rep. - 1993. - Vol. 231. - P. 151 - 199.
2. Alkharov G.D., Andronenko M.N., Dobrovolsky A.V. et al. Nuclear Matter Distributions in ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ from Small Angle p-He Scattering in Inverse Kinematics at Intermediate Energy // Phys. Rev. Lett. - 1997. - Vol. 78. - P. 2313 - 2316.
3. Suzuki Y., Takahashi M., Lovas R.G., Varga K. Cluster correlations, clustering and halo structure // Nucl. Phys. A. - 2002. - Vol. 706. - P. 123 - 139.
4. Neumaier S.R., Alkharov G.D., Andronenko M.N. et al. Small-angle proton elastic scattering from the neutron-rich ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$, and from ${}^4\text{He}$, at 0.7 GeV in inverse kinematics // Nucl. Phys. A. - 2002. - Vol. 712. - P. 247 - 261.
5. Abu-Ibrahim B., Fujimura K., Suzuki Y. Calculation of the complete Glauber amplitude for p - ${}^6\text{He}$ scattering // Nucl. Phys. A. - 1999. - Vol. 657. - P. 391 - 409.
6. Greiner W., Park J., Scheid W. Nuclear Molecules. - World Scientific, 1995. - 456 p.
7. Филипов Г.Ф., Вербицкий В.П., Поздняков Ю.А. Трехкластерное приближение алгебраической версии метода резонирующих групп. Основное состояние ядра ${}^9\text{Li}$ // ЯФ. - 1995. - Т. 58. - С. 1204 - 1221.
8. Вербицкий В.П., Поздняков Ю.А., Теренецкий К.О. Вариационный расчет энергии основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ в трехкластерном приближении метода резонирующих групп // Изв. РАН. Сер. физ. - 1996. - Т. 60. - С. 52 - 57.
9. Fock Von V. Verallgemeinerung und losung der Diracschen statistischen gleichung // Z. Phys. - 1928. - Vol. 49. - P. 339 - 357.
10. Bargmann V. On the representations of the rotation group // Rev. Mod. Phys. - 1962. - Vol. 34. - P. 829 - 845.
11. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения - М.: Наука, 1987. - 268 с.
12. Brink D.M. The alpha-particle model of light nuclei // International School of Physics "E. Fermi". L. - N. Y.: Acad. Press, 1965. - Course 37. - 247 p.
13. Volkov A.B. Equilibrium deformation calculations of the ground state energies of 1p shell nuclei // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 74. - P. 33 - 58.
14. Ajzenberg-Selov F. Energy levels of light nuclei. A = 5 - 10 // Nucl. Phys. A. - 1979. - Vol. 320. - P. 1 - 224.
15. Kukulin V.I., Krasnopol'sky V.M., Voronchev V.T., Sazonov P.B. Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model. (II) The spectrum of low-lying states of nuclei with A = 6 // Nucl. Phys. A. - 1986. - Vol. 453. - P. 365 - 388.
16. Danilin B.V., Zhukov M.V., Ershov S.N. et al. Dynamical multicluster model for electroweak and charge-exchange reactions // Phys. Rev. - Vol. 43. - P. 2835 - 2843.
17. Zhukov M.V., Chulkov L.V., Danilin B.V., Korsheninikov A.A. Specific structure of the ${}^6\text{He}$ nucleus and fragmentation experiments // Nucl. Phys. A. - 1991. - Vol. 533. - P. 428 - 440.
18. Zhukov M.V., Danilin B.V., Fedorov D.V. et al. Bound state properties of borromean halo nuclei: ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$ // Phys. Rep. - 1993. - Vol. 231. - P. 151 - 199.
19. Funada S., Kameyama H., Sakuragi Y. // Halo structure and soft dipole mode of the ${}^6\text{He}$ nucleus in the $\alpha + n + n$ cluster model // Nucl. Phys. A. - 1994. - Vol. 575. - P. 93 - 117.
20. Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V., Khomenko G.A. Polarization in proton-carbon elastic scattering and the α -particle model with dispersion // J. Phys. G. - 1984. - Vol. 10. - P. 63 - 74.
21. Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P., Pilipenko V.V. Elastic and inelastic intermediate-energy proton multiple scattering on ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ nuclei // J. Phys. G. - 1992. - Vol. 18. - P. 85 - 97.
22. Бережной Ю.А., Михайлюк В.П., Пилипенко В.В. Упругое и неупругое рассеяние протонов промежуточных энергий ядрами углерода и кислорода //

- ЯФ. - 1992. - Т. 55. - С. 1885 - 1895.
23. Бережной Ю.А., Михайлюк В.П. Упругое рассеяние протонов промежуточных энергий ядрами ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -модели // ЯФ. - 2004. - Т. 67. - С. 1474 - 1479.
24. Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P. 1-GeV proton elastic scattering on ${}^9\text{Be}$ nuclei in the α -cluster model with dispersion // Eur. Phys. J. - 2004. - Vol. 22. - P. 443 - 447.
25. Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P. Elastic scattering of intermediate energy particles on ${}^{20}\text{Ne}$ nuclei // Int. J. Mod. Phys. E. - 1999. - Vol. 8. - P. 485 - 492.
26. Бережной Ю.А., Михайлюк В.П. Упругое рассеяние протонов с энергией 800 МэВ ядрами ${}^{20}\text{Ne}$ // ЯФ. - 2000. - Т. 63. - С. 783 - 786.
27. Бережной Ю.А., Михайлюк В.П. Упругое рассеяние протонов ядрами ${}^{20}\text{Ne}$ и α -кластерная модель с дисперсией // Изв. РАН. Сер. физ. - 2001. - Т. 65. - С. 721 - 723.
28. Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P. Polarization observables in elastic scattering of protons on ${}^9\text{Be}$ nuclei // J. Phys. G. - 2004. - Vol. 8. - P. 55 - 59.
29. Alkhasov G.D., Dobrovolsky A.V., Egelhof P. et al. Nuclear matter distribution in the ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ nuclei from differential cross sections for small-angle proton elastic scattering at intermediate energy // Nucl. Phys. A. - 2002. - Vol. 712. - P. 269 - 299.
30. Varga K., Pieper S.C., Suzuki Y., Wiringa R.B. Monte Carlo integration in Glauber model analysis of reactions of halo nuclei // Phys. Rev. C. - 2002. - Vol. 66. - P. 034611-1 - 034611-8.
31. Алхазов Г.Д., Лободенко А.А. Упругое рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ${}^{11}\text{Li}$ // ЯФ. - 1993. - Т. 53. - С. 89 - 99.
32. Weppner S.P., Garcia O., Elster Ch. Sensitivity of the proton-nucleus elastic scattering observables of ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ at intermediate energies // Phys. Rev. C. - 2000. - Vol. 61. - P. 044601-1 - 044601-8.

ЗАЛЕЖНІСТЬ СПОСТЕРЕЖУВАНИХ ВЕЛИЧИН У ПРУЖНОМУ РОЗСІЯННІ ПРОТОНІВ ПРОМІЖНИХ ЕНЕРГІЙ НА ЯДРІ ${}^6\text{He}$ ВІД ЙОГО СТРУКТУРИ

В. П. Михайлюк, Ю. А. Поздняков

У варіаційних розрахунках у рамках методу резонуючих груп із точним урахуванням принципу Паулі отримано найбільш імовірну геометричну конфігурацію основного стану ядра ${}^6\text{He}$ (динейтронну $\alpha - {}^2n$ та лінійну трикластерну $n - \alpha - n$). Для цих конфігурацій виконано розрахунок характеристик пружного розсіяння протонів з енергією $E_p = 721$ МеВ на ядрі ${}^6\text{He}$. Як виявилось, наявні експериментальні дані по пружному розсіянню протонів (переріз пружного розсіяння в області переданих імпульсів $-t \leq 0,1$ (Гев/с) 2) не дозволяє зробити обґрунтований висновок щодо переваги тієї чи іншої геометричної конфігурації основного стану ядра ${}^6\text{He}$, отриманої у варіаційних розрахунках. Показано, що дані по поляризації та функції повороту спіну в області переданого імпульсу $-t \geq 0,1$ (Гев/с) 2 дозволяють зробити більш надійний висновок щодо найбільш імовірної геометричної конфігурації ядра ${}^6\text{He}$ в основному стані.

DEPENDENCE OF OBSERVABLES IN ELASTIC SCATTERING OF INTERMEDIATE ENERGY PROTONS BY ${}^6\text{He}$ FROM ITS STRUCTURE

V. P. Mikhailyuk, Yu. A. Pozdnyakov

In the framework of variation calculations on the basis of resonating group method with exact consideration of the Pauli principle the most probable geometric configuration of the ground state ${}^6\text{He}$ nucleus (two-neutron $\alpha - {}^2n$ and linear three-cluster $n - \alpha - n$) is obtained. For both configurations the calculation of observables in the elastic 721-MeV protons on ${}^6\text{He}$ nucleus were carried out. As occurred, existing experimental data on elastic proton scattering (elastic scattering differential cross-section at $-t \leq 0,1$ (GeV/c) 2 transferred momenta) do not allow to draw a reliable conclusion as for the preference of a ground state ${}^6\text{He}$ geometric configuration obtained in the variation calculations. It is shown that experimental data for polarization and spin rotation function in the region of $-t \geq 0,1$ (GeV/c) 2 transferred momenta will allow to acquire more reliable conclusion, as for the most probable geometric configuration of the ground state ${}^6\text{He}$ nucleus.

Поступила в редакцію 06.03.07,
после доработки – 03.07.07.