МАТЕМАТИКА, ФИЗИКА, ХИМИЯ, ИНФОРМАТИКА

УДК 539.17

М.А. Жусупов, Ш.Ш. Сагиндыков, С.К. Сахиев
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы
Е.Т. Ибраева, А. Ю. Зайкин
Институт ядерной физики НЯЦ Республики Казахстан, г. Курчатов

СТРУКТУРА НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ^{8}LI И ^{9}LI. РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО p^{8}LI И p^{9}LI РАССЕЯНИЯ В РАМКАХ ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ

Проведен расчет волновых функций экзотических нейтроноизбыточных ядер ^{8}Li и ^{9}Li в рамках 2- и 3-частичных α-t-n, α-t-2n и ^{7}Li-n-n-моделей, что позволило рассчитать дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на этих ядрах при E = 700 и 60 МэВ/нуклон. Расчет сечений проведен в рамках дифракционной теории Глаубера. Сравнение с имеющимися экспериментальными данными позволило сделать выводы о качестве волновых функций и потенциалов, в которых они рассчитаны.

Протон-ядерное рассеяние, являясь проверенным методом изучения плотности ядерной материи стабильных ядер, в настоящее время применяется и для экзотических нестабильных ядер. Эксперименты выполняются в инверсной кинематике, когда на покоящуюся водородную мишень направляется пучок радиоактивных ядер, полученный в ускорителе в результате ядерных реакций и их вторичного ускорения. В этих экспериментах был получен самый значительный результат ядерной физики последних десятилетий: открыт качественно новый тип ядерной структуры − гало [1]. Однако не все нейтроноизбыточные ядра имеют галоструктуру. Некоторые (и к ним принадлежат ^{8}Li, ^{9}Li), не обладая протяженным нейтронным распределением (и вследствие этого аномально большим радиусом), имеют лишь избыток нейтронов в поверхностной области; такая структура получила название «шубы». Самые последние экспериментальные данные по измерению дифференциальных сечений (ДС) p^{8}Li, p^{9}Li упругого рассеяния, проведенные в лаборатории GSI в Darmstatt [2] при энергии 703 МэВ/нуклон, и выполненные ранее в ускорительной лаборатории RIKEN (Япония) [3] при энергии 60 МэВ/нуклон (для p^{9}Li), подтверждают наличие такой структуры. Из анализа полученных данных в рамках дифракционной глауберовской теории извлечена информация о распределении ядерной материи. Для этих ядер материальные распределения оказались подобны друг другу, а сравнение с ядром ^{6}Li показало, что радиусы всех трех ядер в пределах ошибок совпадают, что приводит к выводу о более плотной упаковке нуклонов в ^{8}Li и особенно в ^{9}Li. Привлечение данных о зарядовом (протонном) радиусе, полученных из независимых лазерно-спектроскопических экспериментов [4], позволило определить как нейтронный радиус, так и толщину нейтронной «шубы» $\delta_{np} = R_n - R_p$, которая оказалась равной 0,52 фм для ^{8}Li и 0,49 фм – для ^{9}Li и близкой к рассчитанной другими методами: стохастическим вариационным [5] и Монте Карло [6]. Однако, как отмечено в [7], изучение радиальной структуры из экспериментальных ДС несколько ограничено недостаточностью знаний полного механизма и динамики реакций. Поэтому в настоящей работе мы постарались связать механизм взаимодействия, описываемый глауберовским оператором многократного рассеяния, со структурными особенностями изучаемых ядер (представленными различными модельными волновыми функциями ядер) и показать вклад тех и других в формирование ДС.

Рассмотрим структуру ядер ^{8}Li, ^{9}Li в трехчастичных моделях.

Волновые функции (ВФ) ядер ^{8}Li и ^{9}Li рассчитаны в α-t-n- (^{8}Li), α-t-2n- и ^{7}Li-n-n-моделях (^{9}Li). В трехчастичных моделях полная ВФ выражается в виде произведения внутренних ВФ кластеров ψ_1, ψ_2, ψ_3 (которые полагаются такими же, как ВФ свободных частиц: α, t, n, 2n, ^{7}Li в соответствующих моделях) на ВФ их относительного движения Ψ^{JM_J}:

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_1\Psi_2\Psi_3\Psi^{JM_J}(\vec{r},\vec{R}). \tag{1}$$

ВФ относительного движения зависит от координат Якоби $\vec{r}$ и $\vec{R}$. Координата $\vec{r}$ описывает относительное α-t- (в α-t-n- и α-t-2n-моделях) и относительное n-n- (в ^{7}Li-n-n-модели) движение, ей сопряжен орбитальный момент λ; координата $\vec{R}$ описывает относительное движение между центрами масс α-t- (в α-t-n- и α-t-2n-моделях) и n-n- (в ^{7}Li-n-n-модели) и оставшимся кластером (n, 2n, ^{7}Li), ей сопряжен орбитальный момент l. ВФ относительного движения удобно разложить в ряд по парциальным волнам

$$\Psi^{JM_J}(\vec{r},\vec{R}) = \sum_{\lambda lLS}\Psi_{\lambda lLS}^{JM_J}(\vec{r},\vec{R}). \tag{2}$$

Каждая парциальная функция факторизуется на радиальную и спин-угловую:

$$\psi_{\lambda lLS}^{JM_J}(\vec{r},\vec{R}) = \Phi_{\lambda l}(r,R)F_{\lambda lLS}^{JM_J}(\hat{r},\hat{R}), \tag{3}$$

где

$$F_{\lambda lLS}^{JM_J}\left(\hat{r},\hat{R}\right) = \sum_{M_L M_S \mu m}\langle\lambda\mu lm|LM_L\rangle\langle s_1 m_{1t} s_2 m_2|SM_S\rangle\langle LM_L SM_S|JM_J\rangle Y_{\lambda\mu}(\hat{r})_{lm}(\hat{R})\chi_{SM_S}, \tag{4}$$

коэффициенты Клебша-Гордана определяют схему сложения моментов. $\Phi_{\lambda l}(r,R)$ является решением радиального уравнения Шредингера с соответствующими парными потенциалами межкластерных взаимодействий, которая затем для удобства вычислений разлагается в ряд по гауссову базису

$$\Phi_{\lambda l}(r,R) = r^{\lambda}R^{l}\sum_{ij}C_{ij}^{\lambda l}\exp\left(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2\right). \tag{5}$$

ВФ относительного движения ядра ^{8}Li рассчитана в двух моделях, отличающихся только выбором αt-потенциала, тогда как αn- и tn-потенциалы для обеих моделей выбирались одинаковыми: гауссовскими, расщепленными по четности орбитального момента и хорошо воспроизводящими низкоэнергетические s-, p- и d- фазы [10]. Потенциал $V_{\alpha-t}$ в модели 1 выбран в форме Бака, с суперсимметричной отталкивающей частью на малых расстояниях, в модели 2 − в стандартной Вудс-Саксоновской форме. Оба потенциала воспроизводят энергию связи и спектроскопические характеристики ядра ^{7}Li. ВФ, описывающая относительное движение α-частицы и тритона (по координате $\vec{r}$), имеет один узел (R_{3p}), ВФ относительного движения центра масс αt и n (по координате $\vec{R}$) − безузловая (R_{1p}). Обе ВФ неплохо воспроизводят низкоэнергетический спектр состояний и статические характеристики ядра ^{8}Li [11]. Относительные веса конфигураций приведены в табл.1, из которой видно, что основной вклад в обеих моделях дает одна конфигурация с единичными орбитальными моментами и спином.

Радиальная часть ВФ основного состояния ^{9}Li рассчитана в α-t-2n- и ^{7}Li-n-n-моделях. Для α-t-2n-модели выбраны следующие потенциалы межкластерных взаимодействий: $V_{\alpha-t}$ – тот же, что для ^{8}Li в модели 1, $V_{\alpha-2n}$, V_{t-2n} – потенциалы с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов, построенные на основе $V_{\alpha-n}$, V_{t-n} потенциалов. Для ^{7}Li-n-n-модели: $V_{^7\text{Li}-n}$ – глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака, V_{n-n} – потенциал Афнана-Тана с отталкивающим кором, описывающий $^3S_1$ и $^1S_0$ фазы рассеяния от нуля до 300 МэВ.

Таблица 1

Веса разных конфигураций волновой функции ^{8}Li

λ	*l*	L	S	P
α-t-n- модель 1				
1	1	1	1	0,964
α-t-n- модель 2				
1	1	1	1	0,956

Относительные веса конфигураций ядра ^{9}Li приведены в таблицах 2 и 3. Из них видно, что в α-t-2n-модели максимальный вклад дают три компоненты, а в ^{7}Li-n-n-модели доминирует компонента с нулевыми квантовыми числами, однако и следующие две конфигурации мы будем учитывать, т.к. их введение позволило правильно воспроизвести квадрупольный момент ядра ^{9}Li ($Q_{\text{теор.}}$= - 27,93 мб). Заметим, что в старой ^{7}Li-n-n-модели, которая использовалась в нашей предыдущей работе [9], и которая также приведена в табл.3, в ВФ доминировала одна компонента, которая давала квадрупольный момент $Q_{\text{теор.}}$= - 40 мб, далекий от экспериментального $Q_{\text{экспер.}}$= - 27,4 мб.

Таблица 2

Веса разных конфигураций волновой функции ^{9}Li в α-t-2n- модели

λ	*l*	L	S	P
2	1	2	1/2	0.555
1	2	2	1/2	0.201
3	2	2	1/2	0.200

Таблица 3

Веса разных конфигураций волновой функции ^{9}Li в ^{7}Li-n-n-модели

«Старая»				
0	0	0	3/2	0.984
1	1	1	1/2	0.001
2	2	0	3/2	0.015
«Новая»				
0	0	0	3/2	0.654
1	1	1	3/2	0.167

1	1	1	1/2	0.167

Вычислим дифференциальное сечение. Матричный элемент рассеяния в дифракционной теории записывается следующим образом:

$$M_{if}(\vec{q}_\perp) = \sum_{M_J M_J'} \frac{ik}{2\pi}\int d\vec{\rho}_\perp d\vec{R}_A \exp(i\vec{q}_\perp\vec{\rho}_\perp)\delta(\vec{R}_A)\left\langle \Psi_i^{JM_J}\left|\Omega\right|\Psi_f^{JM_J'}\right\rangle, \tag{6}$$

где индексом «$\perp$» обозначены двумерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка; $\Psi_i^{JM_J}, \Psi_f^{JM_J}$ – ВФ начального и конечного состояний ядра-мишени, в случае упругого рассеяния $\Psi_i^{JM_J} = \Psi_f^{JM_J}$; $R_A = \frac{1}{A}\sum_{n=1}^{A} r_n$ – координата центра масс ядра; $\vec{\rho}$ – прицельный параметр, лежащий в плоскости, перпендикулярной налетающему пучку; $\vec{k}$ – импульс налетающих частиц в с.ц.м.; $q = 2k\sin\frac{\theta}{2}$ – переданный в реакции импульс; θ – угол рассеяния.

Оператор Ω в глауберовской теории записывается в виде ряда многократного рассеяния:

$$\Omega = 1 - \prod_{\nu=1}^{A}\left(1-\omega_\nu\left(\vec{\rho}_\perp - \vec{\rho}_{\perp\nu}\right)\right) = \sum_{\nu=1}^{A}\omega_\nu - \sum_{\nu<\mu}\omega_\nu\omega_\mu + \sum_{\nu<\mu<\eta}\omega_\nu\omega_\mu\omega_\eta + ...(-1)^{A-1}\omega_1\omega_2...\omega_A, \tag{7}$$

где A − число нуклонов в мишени (или в пучке, в случае инверсной кинематики), ω_ν – профильные функции, которые, в свою очередь, выражаются через амплитуду протон-нуклонного рассеяния $f_{pN}(q)$:

$$\omega_\nu(\vec{\rho}_\perp - \vec{\rho}_{\perp\nu}) = \frac{1}{2\pi ik}\int d\vec{q}_\perp \exp\left(-i\vec{q}_\perp\left(\vec{\rho}_\perp - \vec{\rho}_{\perp\nu}\right)\right) f_{pN}(q). \tag{8}$$

Учитывая строение ядер ^{8}Li и ^{9}Li, представленных в трехчастичных моделях, перепишем оператор (7) в альтернативном виде, полагая, что рассеяние происходит не на отдельных нуклонах ядер-мишеней, а на составляющих их кластерах:

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 - \Omega_1\Omega_2 - \Omega_1\Omega_3 - \Omega_2\Omega_3 + \Omega_1\Omega_2\Omega_3, \tag{9}$$

где индексом 1 обозначена α-частица (в α-t-n- и α-t-2n- моделях) и n (в ^{7}Li-n-n-модели), индексом 2 – t (в α-t-n- и α-t-2n- моделях) и n (в ^{7}Li-n-n-модели), индексом 3 – n (в α-t-n-модели), 2n (в α-t-2n- модели) и ^{7}Li (в ^{7}Li-n-n-модели).

Техника вычисления матричного элемента (7), с ВФ (1-5) и оператором (9), с точным учетом всех членов, описывающих многократное рассеяние, подробно рассмотрена в наших предыдущих работах [12, 13]. Это достаточно сложная задача, и решить ее аналитически (до определенного момента) удается только благодаря записи ВФ и операторов в виде разложения по гауссоидам. Так как задача сопряжена с вычислением многократных интегралов, то при аналитическом интегрировании мы не теряем точности, что неизбежно при численном счете. Расчет окончательных выражений ввиду их громоздкости проводился на компьютере.

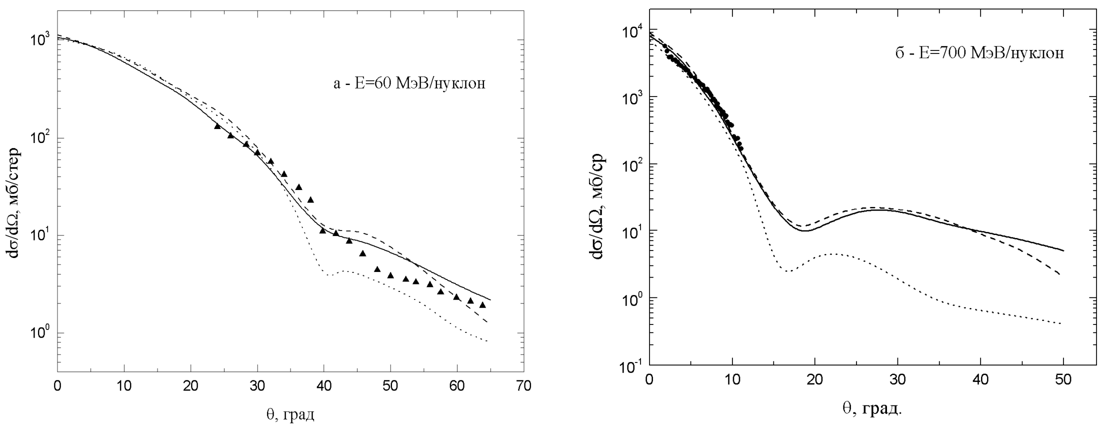
Дифференциальное сечение рассеяния, измеряемое в эксперименте, есть квадрат модуля матричного элемента:

ISSN 1561-4212. ВЕСТНИК ВКГТУ, 2007, № 3

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1}\left|M_{if}(\vec{q}_{\perp})\right|^2 . \qquad (10)$$

Экспериментальные данные p^9Li-рассеяния в инверсной кинематике измерены при двух энергиях: E= 703 [2] и 60 МэВ/нуклон [3], p^8Li-рассеяния – при 698 МэВ/нуклон [2]. На рисунках, где проводится сравнение эксперимента и теории, эти данные представлены так: черные треугольники – при 60 МэВ/нуклон, светлые кружки – при 703 и 698 МэВ/нуклон.

На рис.1 приведены ДС, рассчитанные со «старой» (штриховая) и «новой» (сплошная кривая) ВФ ядра ^9Li в ^7Li-n-n-модели и с ВФ в α-t-2n-модели (точечная кривая) при E=60 (рис. 1, а), при E=700 МэВ/нуклон (рис. 1, б). «Старая» и «новая» ВФ отличаются количеством учитываемых компонент. Из табл.3 видно, что в «старой» ВФ доминирует компонента с нулевыми квантовыми числами и весом 0,984, в «новой» ВФ имеются три компоненты со сравнимыми весами и все они учтены в нашем расчете. Напомним, что введение компонент с ненулевыми квантовыми числами позволило правильно описать квадрупольный момент ядра ^9Li. При малых углах рассеяния все три кривые примерно одинаково описывают сечение, различие начинает проявляться в области средних углов рассеяния. Сравнение сплошной и штриховой кривых показывает, что ДС хотя и чувствительно к ВФ, рассчитанным в одной модели с разными потенциалами межкластерных взаимодействий, что особенно заметно в области средних углов рассеяния $\theta > 40^o$, но по абсолютной величине сечения близки друг к другу. Точечная кривая гораздо сильнее отличается от сплошной и штриховой (начиная с $\theta > 35^o$ для E =60 МэВ/нуклон и с $\theta > 12^o$ для E =700 МэВ/нуклон) и по абсолютной величине, и более глубоким минимумом. То, что отличие проявляется при средних и больших углах рассеяния, т.е при достаточно больших переданных импульсах, говорит об особенно резком различии двух моделей (^7Li-n-n и α-t-2n) во внутренней области, там, где перекрывание ВФ различных кластеров велико. Почему при этих (больших) импульсах быстрее убывает сечение, рассчитанное с α-t-2n-функцией? Возможно потому, что подавлена высокомпульсная компонента 2n-ВФ. Из сравнения с экспериментальными данными видно, что лучшее описание эксперимента достигнуто с ВФ в ^7Li-n-n-модели.

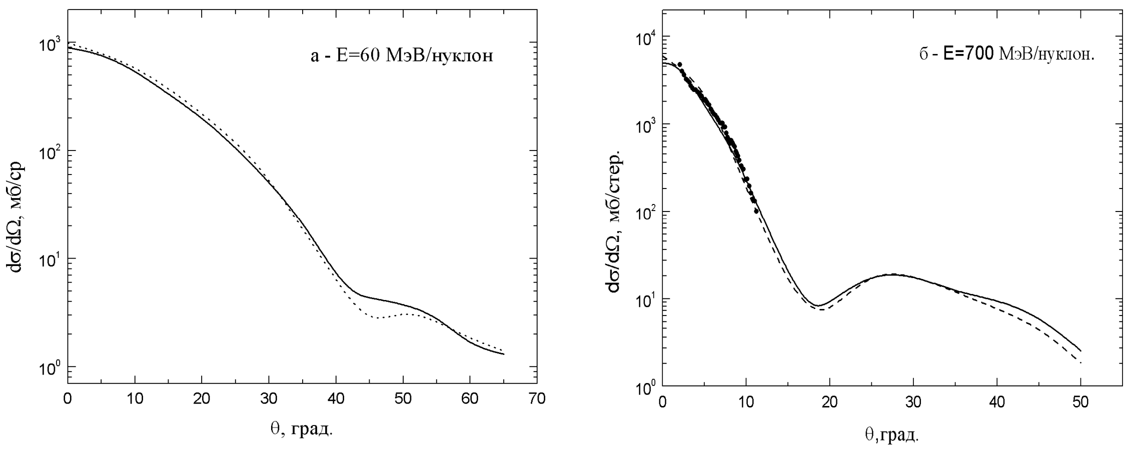


а б

Рисунок 1 – Зависимость дифференциального сечения p^9Li-рассеяния от разных модельных ВФ

^{9}Li. Сплошная и штриховая кривые – расчет со «старой» и «новой» ВФ ядра ^{9}Li в ^{7}Li-n-n-модели, точечная кривая – расчет ВФ в α-t-2n-модели: а) E= 60 МэВ/нуклон, экспериментальные данные из [3], б) E= 700 МэВ/нуклон, экспериментальные данные из [2]

При E=60 (рис. 2,а), при E=700 МэВ/нуклон (рис. 2,б) представлен расчет ДС на ядре ^{8}Li с двумя ВФ в α-t-n-модели. Из рисунка видно, что обе кривые (сплошная – модель 1, штриховая – модель 2) абсолютно одинаково описывают сечение (так же как и статические характеристики, рассчитанные с этими ВФ в [11]), что указывает на близость самих ВФ, полученных в одной модели, но с разными потенциалами межкластерных взаимодействий, о которых говорилось выше. Сравнение с экспериментом [2] проведено только для E=700 МэВ/нуклон, и расчет с обеими ВФ прекрасно с ним согласуется. Аналогичная картина наблюдалась на рис.1: ДС с ВФ в модели ^{7}Li-n-n, но с разными потенциалами межкластерных взаимодействий, близки друг к другу, тогда как ДС с ВФ в α-t-2n-модели достаточно сильно отличается от первых двух. Очевидно, это означает, что правильно выбранная структура для описания как статических, так и динамических характеристик важнее, чем тот или иной вид межкластерных потенциалов. Что касается самой структуры, то в чем основное отличие двух моделей ^{7}Li-n-n и α-t-2n? В том, что в первой модели имеют место два некоррелированных нейтрона, а во второй – коррелированных. Если первая модель лучше описывает характеристики самого ядра и рассеяния, то вероятность присутствия в ядре некоррелированной пары выше, чем коррелированной. Это не противоречит работе [13], в которой изучается механизм независимой передачи нейтронов в упругом α^{6}He-рассеянии, и показано, что ДС обмена динейтроном (для передних углов рассеяния $\theta < 40^o$) на порядок меньше сечения двухступенчатого процесса (на двух некоррелированных нейтронах).



а б

Рисунок 2 – Зависимость дифференциального сечения p^{8}Li –рассеяния от разных модельных ВФ ^{8}Li. Сплошная и штриховая кривые – расчет с ВФ в модели 1 и 2:
а) E= 60 МэВ/нуклон, б) E= 700 МэВ/нуклон, экспериментальные данные из [2].

В заключение сравним ДС на ядрах ^{8}Li и ^{9}Li, представленные на рис.3. Для ^{9}Li сплошная кривая – расчет с ВФ в ^{7}Li-n-n-модели. Для ^{8}Li штриховая – расчет с ВФ в α-t-n-модели. Сечения подобны при малых углах рассеяния (хотя абсолютное значение сечения на ядре ^{8}Li несколько меньше, чем на ядре ^{9}Li), отличия начинают проявляться при больших углах рассеяния θ > 40°, там, где существенна внутренняя область ядра.

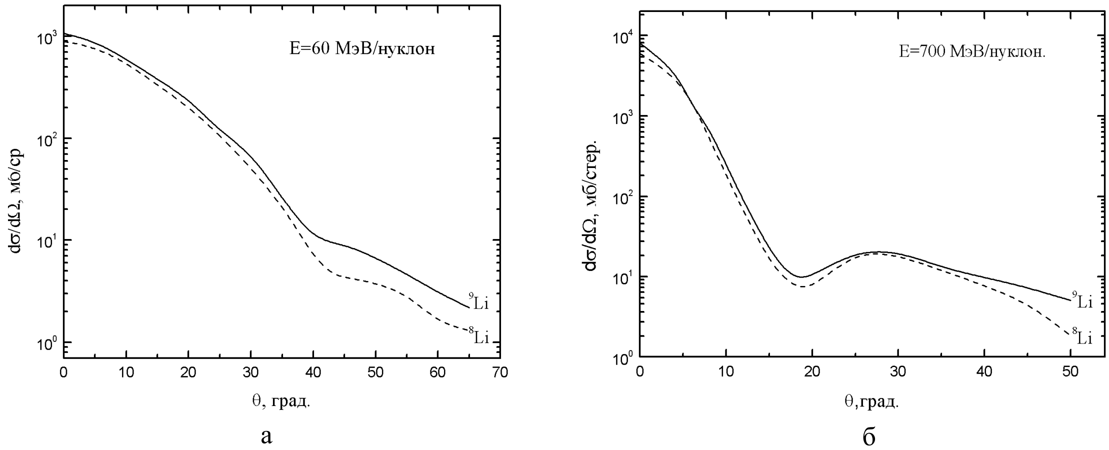


Рисунок 3 – Дифференциальное сечение p^{9}Li (сплошная кривая) и p^{8}Li (штриховая):
а) E= 60 МэВ/нуклон,
б) E= 700 МэВ/нуклон

В заключение можно сделать следующие выводы.

В рамках дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера изучено упругое рассеяние протонов в инверсной кинематике на ядрах ^{8}Li, ^{9}Li, структура которых представлена в трехчастичных α-t-n-, α-t-2n-, ^{7}Li-n-n-моделях. Разложение ВФ по гауссовскому базису и запись оператора многократного рассеяния в виде альтернативного ряда рассеяния и перерассеяния на кластерах, входящих в состав ядер, позволило рассчитать амплитуду рассеяния аналитически, без потери точности, неизбежной при численном расчете многомерных интегралов.

Показано, что ДС мало чувствительно к ВФ, представленным в одних и тех же моделях, но с разными потенциалами межкластерных взаимодействий, например для ^{8}Li с ВФ в α-t-n-модели. Разница же в расчетах ДС с ВФ, сконструированными в разных моделях, существенно больше. Так, для ядра ^{9}Li ВФ в α-t-2n-модели хуже, чем в ^{7}Li-n-n-модели, описывает ДС при всех энергиях, что является следствием неадекватного кластерного разбиения. Слишком быстрое по сравнению с экспериментальным убывание ДС с ВФ в α-t-2n-модели при больших переданных импульсах свидетельствует о дефиците высокоимпульсных компонент в ВФ динейтрона.

Список литературы

1. Tanihata I. et al. // Phys.Lett. B. - 1985. - V. 160. - P. 380; Phys. Rev. Lett. - 1985.- V. 55. - P.2676.
2. Dobrovolsky A.V. et al. // Nucl. Phys. A. - 2006. - V. 766. - P.1.
3. Moon C.B. et al. // Phys. Lett. B. - 1992. - V. 297. - P. 39.
4. Evald G. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2005. - V. 94. 039901.
5. Susuki Y. et al. // Progr. Theor. Phys. Suppl. - 2002. - V.146. - P.413.
6. Pieper S.C. et al. // Phys. Rev. C. - 2002. - V. 66. 044310.
7. Egelhof P. et al. // Eur. Phys. J. A. - 2002. - V. 15. - P. 27.
8. Жусупов М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. - 2003. - Т.67. - N11. - С.1532.
9. Жусупов М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. - 2007. - Т. 71. - С.804.
10. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. - Алматы: Данекер, 2004.
11. Жусупов М.А., Сагиндыков Ш.Ш., Сахиев С.Б. // Изв.РАН. Сер.Физ. - 2001. - Т. 65. - №5. - С.714; Изв РАН. Сер.Физ. - 2006. - Т. 70. - №2. - С.240.
12. Жусупов М.А., Ибраева Е.Т. // ЭЧАЯ. - 2000. - Т. 31. - С. 1427.

13. Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ. - 2007. - Т.70. - №2. - С. 308.
14. Алхазов Г.Д., Лободенко А.А. // ЯФ. - 2007. - Т.70. - №1. - С.98.

Получено 12.09.07