

УДК 539.17

РАСЧЕТ АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ ^{15}C , ^{15}N В ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ

© 2012 г. Е. Т. Ибраева¹, Н. Т. Буртебаев¹, М. А. Жусупов², О. Имамбеков^{1,2}

E-mail: ibr@inp.kz

В рамках дифракционной теории Глаубера рассчитана векторная анализирующая способность в упругом рассеянии протонов на ядрах ^{15}C , ^{15}N при энергиях $E = 0.2, 0.6$ и 1.0 ГэВ. Используются волновые функции, полученные в модели оболочек. В разложении многократного рассеяния учтены одно- и двукратные соударения. Показано, что с увеличением энергии возрастает число осцилляций анализирующей способности в одном и том же угловом диапазоне и увеличивается ее амплитуда.

Известно, что поляризационные наблюдаемые являются чувствительным зондом ядерной структуры и механизма взаимодействия. Учет спиновой компоненты в pN -взаимодействии дает возможность рассчитать такие характеристики рассеяния, как поляризация, анализирующая способность, функция поворота спина и др., зависящие от взаимной ориентации спинов соударяющихся частиц.

В настоящее время спин-орбитальное взаимодействие в протон-ядерном рассеянии количественно установлено в многочисленных экспериментах, использующих поляризованные протонные пучки на стабильных мишенях. Анализирующие способности поляризованных протонов при $E = 0.2$ ГэВ на ядрах ^6Li и ^7Li измерены на циклотроне Индианского университета [1, 2], на ядре ^9Be при $E = 0.99$ ГэВ на синхроциклотроне ЛИЯФ [3] и при $E = 0.22$ ГэВ в Ванкувере (TRIUMF) [4], на ядре ^4He при $E = 0.297$ ГэВ в RCNP (Осака, Япония) [5].

Интересно использовать измерения спиновой асимметрии для изучения нестабильных ядер. Ядра, расположенные вблизи границы нейтронной стабильности, имеют протяженную структуру, такую как гало или скин (избыточное количество нейтронов на поверхности ядра). Поскольку спин-орбитальная связь в ядре — это поверхностное явление и избыточное распределение нейтронов наблюдается у поверхности ядра, интересно выяснить, как гало (или скин) влияет на спиновую асимметрию (т.е. векторную анализирующую способность A_y) в упругом рассеянии протонов.

Первые достоверные результаты измерения векторной анализирующей способности в упругом $p^6\text{He}$ -рассеянии при 71 МэВ/нуклон получе-

ны недавно на ускорителе в RIKEN [6, 7]. Основная трудность состояла в создании твердой поляризованной протонной мишени, которая могла бы работать в слабом магнитном поле. Был найден способ создания такой мишени, основанный на новом принципе, который не зависит от силы магнитного поля. Протоны в мишени поляризуются поляризованными электронами, переносимыми в фотовозбужденных триплетных состояниях из молекул пентацена (pentacene). Величина электронной поляризации составляет 73% и не зависит ни от силы магнитного поля, ни от температуры материала. Такая мишень может работать в слабом магнитном поле (~ 0.1 Тл) и при высокой температуре (~ 100 К). Создание твердой поляризованной протонной мишени дает надежду на получение новых экспериментальных данных о поляризационных характеристиках нестабильных ядер, и, таким образом, открывает новые возможности в исследовании их природы.

Хотя до недавнего времени не было экспериментов по измерению поляризационных характеристик на радиоактивных ядрах, однако имеются теоретические предсказания этих характеристик (в частности, анализирующей способности) на изотопах He, Li, Be, C и др. [8–12]. Так, в [8] рассчитаны ДС и A_y для $p^9\text{Li}$ -упругого рассеяния при $E = 60$ МэВ/нуклон в оптической модели с двумя эффективными взаимодействиями: JLM (Jeukenne–Lejeune–Mahaux) и с Парижско-Гамбургским нелокальным потенциалом. Предсказанные A_y , вычисленные с разными потенциалами взаимодействия, очень сильно отличаются друг от друга, вплоть до того, что при некоторых углах находятся в противофазе и имеют большие положительные значения, достигающие единицы. Показано, что даже при сравнительно небольших вариациях расчета поляризационные характеристики могут кардинально отличаться друг от друга.

¹ Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алма-Ата, Казахстан.

² Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан.

В [9] рассчитаны (и сравниваются с экспериментальными данными) дифференциальные сечения (ДС) и A_y упругого рассеяния протонов с энергией 65 МэВ на ядрах от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{238}\text{U}$. Расчет проведен в оптической модели с нелокальными потенциалами, полученными из свертки комплексного эффективного потенциала взаимодействия с одночастичными матрицами плотности для каждой мишени. Для легких ядер использовалась оболочечная модель большого базиса. Эффективное взаимодействие получено из решения уравнений Липпмана–Швингера и Брукнера–Бете–Голдстоуна с Парижским потенциалом. Сравнились вычисления с двумя плотностями: одна – с учетом, другая – без учета эффектов ядерной среды. Различия при описании ДС с обеими плотностями незначительны, тогда как A_y существенно различаются во всем угловом диапазоне от 0° до 80° . Только для стабильного изотопа ${}^{12}\text{C}$ обе рассчитанные характеристики хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В [10] рассчитаны ДС и A_y для $p^8\text{He}$ -упругого рассеяния при $E = 72$ и 200 МэВ/нуклон в импульсном приближении однократного рассеяния в разложении многократного рассеяния оптического потенциала в формулировке КМТ (Kerman–McManus–Thaler). В более поздней работе [12] в этом же приближении вычислены ДС и A_y $p\text{He}$ -рассеяния при 297 МэВ. Структура ${}^6\text{He}$ представлена трехчастичной α - n - n - и осцилляторной волновыми функциями (ВФ). При малых углах поведение A_y с обеими ВФ совпадает, несмотря на то что распределение материальной плотности валентных нейтронов разное. Этот факт указывает на то, что спин-орбитальный вклад от валентных нейтронов гало очень мал, что объясняется короткой областью действия распределения их материальной плотности, когда она сворачивается со спин-орбитальной компонентой амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния (которая близка к нулю при малых переданных импульсах), что и дает незначительный вклад в полную спин-орбитальную силу.

В [11] для $p^{6,8}\text{He}$ -рассеяния представлено предсказание A_y в полной t -фолдинг-модели оптического потенциала. В этой модели амплитуда протон-ядерного рассеяния сконструирована с помощью фолдинг-амплитуд свободного нуклон-нуклонного рассеяния (t -матрицы) с немассовыми матрицами плотности.

Однако ни один из проведенных ранее расчетов не описывает полученные в [6, 7] экспериментальные данные. Так, в [11] теория предсказывает большие положительные величины анализирующей способности (до 0.8 при $\theta = 56^\circ$), что явно не согласуется с экспериментальными

данными, в которых максимальное положительное значение 0.25 достигается при $\theta = 36^\circ$, минимальное -0.25 – при $\theta = 74^\circ$ [6, 7]. Расчеты анализирующей способности, представленные в [6] в оптической модели с ВФ, вычисленные в потенциале Вудса–Саксона и в потенциале гармонического осциллятора, показали, что приближительное согласие с экспериментом (до $\theta < 52^\circ$) имеет место только для ВФ ${}^6\text{He}$ в потенциале Вудса–Саксона с гало-структурой. Вычисления, проведенные в g -матричной фолдинг-модели, хорошо воспроизводят данные ДС во всем угловом диапазоне ($90^\circ > \theta > 20^\circ$) только в случае, когда ${}^6\text{He}$ имеет выраженный α -кор, тогда как A_y согласуется с экспериментом лишь до $\theta < 55^\circ$. Более полно детали эксперимента и расчет ДС и A_y представлены в [7]. Экспериментальные данные не воспроизводятся нуклонным фолдинг-расчетом (с ВФ ${}^6\text{He}$ в модели оболочек с большим базисом с полной антисимметризацией), тогда как расчеты с α pp-кластерным фолдингом (ВФ ${}^6\text{He}$ в α - n - n -модели с эффективным pp -взаимодействием и реалистическим ra -потенциалом) дают более разумное согласие с измеренными данными. Также обнаружено, что спин-орбитальное взаимодействие валентных нуклонов оказывает незначительное влияние на ДС и A_y , что согласуется с предсказаниями, сделанными в [12]. Таким образом показано, что при описании $p^6\text{He}$ -рассеяния необходимо учитывать его α -кластеризацию и что чувствительность A_y к структуре ядра происходит не от непосредственного вклада валентных нейтронов, а от вклада α -кора.

То, что все модельные расчеты примерно одинаково воспроизводят данные для ДС, тогда как A_y сильно отличается даже при незначительных вариациях входных параметров, говорит о том, что векторная анализирующая способность может предоставить новую информацию о механизме реакции и о структуре ядра, в дополнение к той, что дает ДС упругого рассеяния.

В наших работах [13–15] по упругому $p^{8,9}\text{Li}$ - и $p^9\text{C}$ -рассеянию мы вычисляли A_y в рамках дифракционной глауберовской теории с трехчастичными ВФ ${}^8\text{Li}$ (в α - t - n -модели), ${}^9\text{Li}$ (в ${}^7\text{Li}$ - n - n - и α - t - $2n$ -моделях) и ${}^9\text{C}$ (в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели), которые адекватно описывают как статические характеристики ядер, так и динамические характеристики рассеяния и также показали большую, чем ДС, зависимость A_y от параметров расчета. В настоящей работе мы рассчитали анализирующую способность упругого рассеяния протонов на ядрах ${}^{15}\text{C}$ (в инверсной кинематике) и ${}^{15}\text{N}$ при промежуточных энергиях в рамках глауберовского формализма с оболочечными ВФ ${}^{15}\text{C}$ и ${}^{15}\text{N}$.

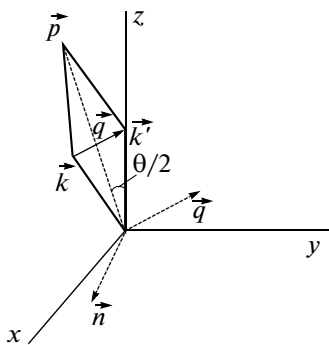


Рис. 1. Базисные векторы \vec{n} , \vec{p} , \vec{q} и их связь с импульсами налетающего и вылетающего протонов \vec{k} , \vec{k}' .

Запишем матричный элемент рассеяния с учетом спиновой зависимости в виде

$$M_{if}(\vec{q}) = M_{if}^c(\vec{q}) + M_{if}^s(\vec{q}), \quad (1)$$

$$M_{if}^s(\vec{q}) = \sum_{M_s M_s'} \left\langle \chi_{\frac{1}{2}M_s} \left| \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \right| \chi_{\frac{1}{2}M_s'} \right\rangle \sum_{M_f M_f'} \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{\rho} \exp(i\vec{q}\vec{\rho}) \delta(\vec{R}_9) \left\langle \Psi_f^{JM_f} \left| \Omega^s \right| \Psi_i^{JM_f'} \right\rangle, \quad (4)$$

где $\chi_{\frac{1}{2}M_s}$ – спиновая функция, $\vec{\rho}$ – прицельный параметр; $\Psi_i^{JM_f}$, $\Psi_f^{JM_f'}$ – ВФ в начальном и конечном состояниях, $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ – переданный в реакции импульс, \vec{k} , \vec{k}' – импульсы налетающего и вылетевшего протона. Оператор многократного рассеяния в общем виде записывается как знакопеременный ряд одно-, двух-, ..., A -кратных соударений налетающей частицы с нуклонами ядра:

$$\begin{aligned} \Omega^s &= 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \omega_j^s(\vec{\rho} - \vec{\rho}_j)) = \\ &= \sum_{j=1}^A \omega_j^s + \sum_{j(\mu)} \omega_j^s \omega_\mu^s - \sum_{j(\mu(\eta))} \omega_j^s \omega_\mu^s \omega_\eta^s + \dots (-1)^{A-1} \omega_1^s \omega_2^s \dots \omega_A^s, \end{aligned} \quad (5)$$

где ω_j^s – функция профиля, зависящая от элементарной $f_{pN}^s(q)$ -амплитуды:

$$\omega_j^s(\vec{\rho} - \vec{\rho}_j) = \frac{1}{2\pi ik} \int d^2\vec{q} \exp[-i\vec{q}(\vec{\rho} - \vec{\rho}_j)] f_{pN}^s(q). \quad (6)$$

Нуклон-нуклонная амплитуда параметризована следующим стандартным образом:

$$f_{pN}^s = \frac{k\sigma_{pN}^s}{4\pi} q D_s(i + \varepsilon_{pN}^s) \exp\left(-\frac{\beta_{pN}^s q^2}{2}\right). \quad (7)$$

Параметры амплитуд при разных энергиях приведены в [20]. Мы в расчете ограничимся первой и второй кратностями соударений в операторе Ω^s

где $M_{if}^c(\vec{q})$ – центральная, $M_{if}^s(\vec{q})$ – спин-орбитальная часть матричного элемента.

Дифференциальное сечение есть квадрат модуля матричного элемента:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left[|M_{if}^c(\vec{q})|^2 + |M_{if}^s(\vec{q})|^2 \right]. \quad (2)$$

Анализирующая способность, характеризующая зависимость рассеяния от направления спина налетающего протона, выражается через матричный элемент следующим образом:

$$A_y = \frac{2 \operatorname{Re} [M_{if}^c(\vec{q}) M_{if}^{s*}(\vec{q})]}{d\sigma/d\Omega}. \quad (3)$$

Вычисление центральной части матричного элемента в глауберовской теории приведено в наших работах [16–18], спиновой – в работах [19, 20], поэтому остановимся только на ключевых моментах вывода спинового матричного элемента, который запишется следующим образом:

(5), поскольку известно, что чем выше кратность соударения, тем меньше ее вклад в рассеяние [16].

При расчете спиновых матричных элементов нам понадобится система взаимно перпендикулярных базисных векторов \vec{n} , \vec{p} , \vec{q} . Они показаны на рис. 1 и связаны друг с другом и с импульсами \vec{k} и \vec{k}' следующими соотношениями:

$$\vec{n} = \vec{k} \times \vec{k}' = \vec{p} \times \vec{q}, \quad \vec{p} = \vec{k} + \vec{k}', \quad \vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'. \quad (8)$$

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{n} = \frac{\vec{q} \cdot \vec{k} \times \vec{\sigma}}{k^2 \sin \theta}, \quad (9)$$

где $\sin \theta \approx q/k$, θ – угол рассеяния. Спиновый матричный элемент можно вычислить через циклические компоненты единичного вектора $\vec{n}_{-\mu}$ [21]:

$$\left\langle \chi_{\frac{1}{2}M_s} \left| \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \right| \chi_{\frac{1}{2}M_s'} \right\rangle = \quad (10)$$

$$= (-1)^{1-\mu} \sqrt{3} \left\langle 1\mu \frac{1}{2} M_s' \left| \frac{1}{2} M_s \right\rangle \vec{n}_{-\mu},$$

$$\vec{n}_{-\mu} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{1-\mu}(\vec{n}),$$

$$Y_{1-\mu}(\vec{n}) = \begin{cases} Y_{11}(\theta_n \varphi_n) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \exp(i\varphi_n), \\ Y_{10}(\theta_n \varphi_n) = 0, \\ Y_{1-1}(\theta_n \varphi_n) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \exp(-i\varphi_n). \end{cases} \quad (11)$$

Последний результат (11) получается при $\theta_n = \frac{\pi}{2}$ в результате того, что \vec{n} перпендикулярен плоско-

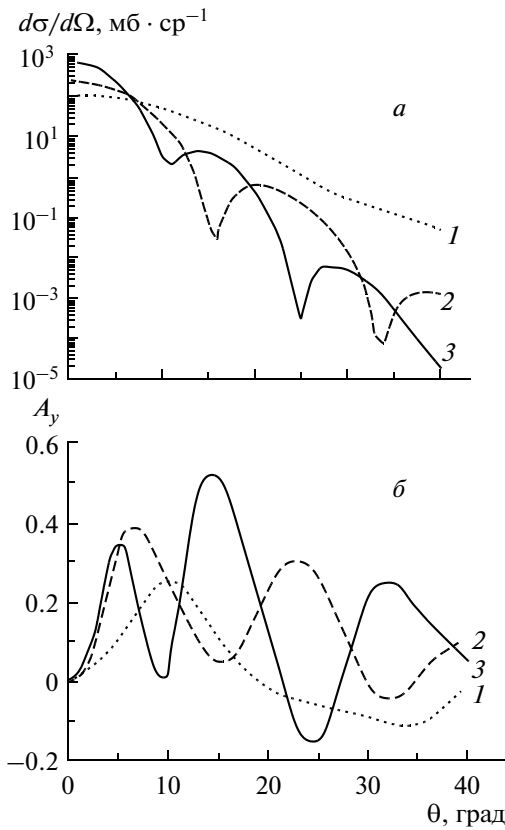


Рис. 2. Дифференциальное сечение (а) из [17] и анализирующая способность (б) $p^{15}\text{C}$ -рассеяния при разных энергиях. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $E = 0.2, 0.6$ и 1.0 ГэВ.

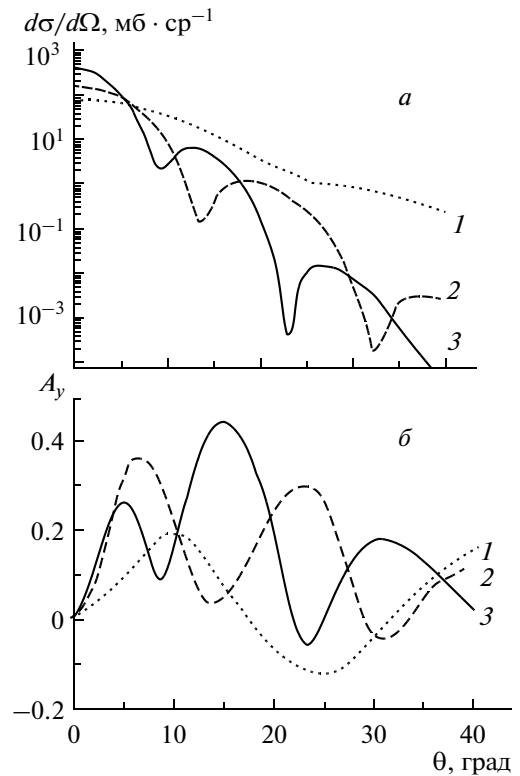


Рис. 3. Дифференциальное сечение (а) из [16, 18] и анализирующая способность (б) $p^{15}\text{N}$ -рассеяния при разных энергиях. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $E = 0.2, 0.6$ и 1.0 ГэВ.

сти векторов \vec{k} и \vec{k}' (рис. 1), и первого соотношения (8). Заметим, что спиновая часть амплитуды при упругом рассеянии не равна нулю только для переходов, меняющих проекцию спина; для переходов без изменения проекции спина матричные элементы будут равны нулю.

Перейдем к обсуждению результатов.

На рис. 2 показаны ДС (а) и A_y (б) $p^{15}\text{C}$ -рассеяния при энергиях $E = 0.2$ (кривая 1), 0.6 (кривая 2) и 1.0 (кривая 3) ГэВ. Если сопоставить ДС (рис. 2а) и анализирующие способности (рис. 2б) при одной и той же энергии, то видно, что минимумы кривых ДС и A_y коррелируют. Аналогичный вывод сделан в [22] при рассмотрении рассеяния d и t на ядре ^{12}C и α -частиц на более тяжелых ядрах ^{24}Mg и ^{28}Si . Рассмотрим более детально поведение этой характеристики. Так, A_y при 0.2 ГэВ (кривая 1) имеет только один максимум (0.25) и один минимум (-0.1) и близка к нулю в области $30^\circ > \theta > 20^\circ$. При энергии 0.6 ГэВ (кривая 2) имеются два максимума (0.35 и 0.26) и два минимума

(0.05 и -0.02), и при 1.0 ГэВ (кривая 3) число максимумов доходит до трех (0.34; 0.46; 0.18), минимумов остается два (0.03 и -0.15). Из рисунка видно, что с увеличением энергии амплитуда кривых (величина A_y) и число осцилляций (количество максимумов и минимумов) увеличиваются. Аналогичная картина наблюдается на рис. 3а, б для $p^{15}\text{N}$ -рассеяния.

Сравним теперь поведение анализирующей способности для разных ядер при одной энергии. На рис. 4а приведены анализирующие способности $p^{15}\text{C}$ - (кривая 1) и $p^{15}\text{N}$ - (кривая 2) рассеяния при энергии 0.2 ГэВ. При малых углах (до $\theta \sim 18^\circ$) обе кривые подобны друг другу (отличаясь незначительно только по величине), однако при $\theta > 18^\circ$ они существенно расходятся: минимум кривой 2 находится при $\theta = 25^\circ$, тогда как минимум кривой 1 сдвинут в область больших углов и расположен при $\theta = 36^\circ$. При $\theta = 40^\circ$ для кривой 1 $A_y = 0$, тогда как для кривой 2 $A_y = 0.15$.

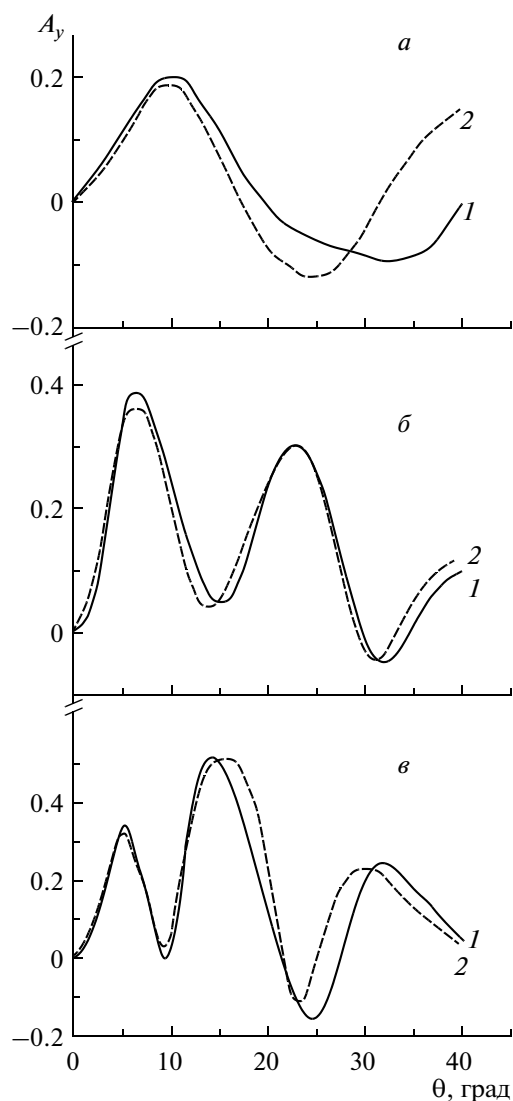


Рис. 4. Сравнение анализирующих способностей $p^{15}\text{C}$ - (кривая 1) и $p^{15}\text{N}$ - (кривая 2) рассеяния; а – $E = 0.2$ ГэВ, б – $E = 0.6$ ГэВ; в – $E = 1.0$ ГэВ.

На рис. 4б показаны A_y $p^{15}\text{C}$ - (кривая 1) и $p^{15}\text{N}$ -рассеяния (кривая 2) при энергии 0.6 ГэВ. Здесь картина другая. Обе кривые во всем угловом диапазоне подобны друг другу, их максимумы и минимумы почти совпадают, в первом максимуме амплитуда кривой 1 чуть выше, а при $\theta = 40^\circ$ – чуть ниже.

На рис. 4в – то же, что на двух предыдущих, при энергии 1.0 ГэВ. При малых углах рассеяния (до $\theta \sim 15^\circ$) кривые подобны, при $\theta > 15^\circ$ они незначительно различаются. Посмотрим, в чем отличие ВФ ядер ^{15}C и ^{15}N . Волновая функция основного состояния ^{15}C ($J^\pi = 1/2^+$) на 98% определяется s -волной $|(1s)^4(1p)^{10}(2s)^1\rangle$, еще несколько

процентов дает d -волна $|(1s)^4(1p)^{10}(1d)^1\rangle$ (которую мы не учитываем), остальные волны составляют лишь доли процента [23]. Волновая функция основного состояния ^{15}N ($J^\pi = 1/2^-$) определяется конфигурацией $|(1s)^4(1p)^{11}\rangle$. Различие между ВФ этих ядер состоит только в расположении последнего нуклона, $(1s)^4$ -кор и $(1p)^{10}$ -остов у них одинаковы. Из сопоставления кривых на рис. 4 видно, что положение валентного нуклона не играет существенной роли: основной вклад в характеристики вносит рассеяние на более плотной сердцевине ядра. Это согласуется с выводом, сделанным в [6, 7, 12] и в наших работах [16–18], где был рассчитан парциальный вклад в ДС от соударения с кором и с валентным нуклоном в $p^{15}\text{C}$ - и $p^{15}\text{N}$ -рассеянии.

В результате проведенных расчетов можно сделать следующие выводы.

Анализирующая способность зависит как от энергии рассеивающихся частиц, так и от переданного в результате взаимодействия импульса (или от угла рассеяния). С увеличением энергии абсолютное значение анализирующей способности возрастает как в максимумах, так и в минимумах так же, как число осцилляций: от одной при 0.2 ГэВ до трех при 1.0 ГэВ.

Основные состояния ядер ^{15}C и ^{15}N различаются только расположением последнего нуклона: он находится на $2s$ -оболочке в ^{15}C и на $1p$ -оболочке в ^{15}N . Сравнение A_y для двух ядер при одной и той же энергии позволяет заключить, что положение последнего нуклона мало влияет на эту характеристику, особенно при $E > 0.2$ ГэВ.

Сопоставление ДС и анализирующих способностей показывает, что имеют место корреляции между минимумами в ДС и в A_y .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glower C.W., Foster C.C., Schwandt P. et al. // Phys.Rev. C. 1990. V. 41. P. 2487.
2. Glower C.W., Foster C.C., Schwandt P. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P.1664.
3. Вовченко В.Г., Жданов А.А., Железняков В.М. и др. // ЯФ. 1972. Т. 16. С. 1145.
4. Roy G., Sherif H.S., Cooper E.D. et al. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 442. P. 686.
5. Yoshimura M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. 034618.
6. Uesaka T., Sakaguchi S., Iseri Y. et al. // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. 021602 (R).
7. Sakaguchi S., Iseri Y., Uesaka T. et al. // arXiv: 1106.3903v1 [nucl-ex].
8. Carr J.A. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 324.
9. Dortmans P.J., Amos K., Karataglidis S., Raynal J. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2249.

10. *Crespo R., Tostevin J.A., Johnson R.C.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 3283.
11. *Wepper S.P., Garcia O., Elster Ch.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. 044601.
12. *Crespo R., Moro A.M.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. 054607.
13. *Жусупов М.А., Ибраева Е. Т., Имамбеков О.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 134.
14. *Ибраева Е.Т., Жусупов М.А., Зайкин А.Ю., Сагиндыков Ш.Ш.* // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1777.
15. *Ибраева Е.Т., Жусупов М.А., Имамбеков О., Сахиев С.* // ЭЧАЯ. 2011. Т. 41. № 6. С. 1601.
16. *Ибраева Е.Т. и др.* // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1497.
17. *Ибраева Е.Т. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 6. С. 892.
18. *Ибраева Е.Т. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 4. С. 607.
19. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. № 11. С. 2276.
20. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т.* // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31. Вып. 6. С. 1427.
21. *Варшалович Д.А. и др.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
22. *Галанина Л.И. и др.* // ЯФ. 2012. Т. 75.
23. *Буркова Н.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 2. С. 284.