ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2022. Т. 53, вып. 2. С. 387–398

ОТНОШЕНИЕ pp/pn В РЕАКЦИИ КВАЗИУПРУГОГО ВЫБИВАНИЯ НУКЛОНА ИЗ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩЕЙ КОРРЕЛИРОВАННОЙ NN-ПАРЫ ^{12}C$(p, ppN)^{10}A$

Ю. Узиков [1,2,3,*], *А. Уваров* [1,**]

[1] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
[2] Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия
[3] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Реакция ^{12}C$(p, 2pN)^{10}A$ рассматривается в плосковолновом импульсном приближении в рамках полюсного механизма выбивания нуклона из короткодействующей коррелированной NN-пары. Спектроскопические факторы для отделения двух нуклонов в определенных состояниях спина S и изоспина T из ядра ^{12}C вычислены в трансляционно-инвариантной модели оболочек. Высокоимпульсная часть внутренней волновой функции NN-пары отождествляется с реалистической волновой функцией дейтрона ($ST = 10$) или синглетного $^1S_0$ дейтрона ($ST = 01$). Показано, что отношение pp/pn выхода pp-пар и pn-пар в этой реакции подавлено на порядок величины отношением спектроскопических факторов и примерно на столько же отношением внутренних импульсных распределений в парах.

The reaction ^{12}C$(p, 2pN)^{10}A$ is considered in the plane wave impulse approximation assuming pole mechanism of the nucleon knock-out from the short-range correlated NN pair. Spectroscopic factors for two nucleons in a definite spin S and isospin T states in the ^{12}C nucleus are calculated within the translationally invariant shell model. High-momentum part of the internal wave function of the NN pair is replaced by the realistic wave function of the deuteron ($ST = 10$) or singlet $^1S_0$ deuteron ($ST = 01$). Is is shown that the yields ratio for the knocked-out pp pairs to the pn pairs, pp/pn, is suppressed in this reaction by one order of magnitude due to the ratio of the spectroscopic factors and furthermore by the ratio of internal momentum distributions in these pairs.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

Свойства атомных ядер в области перекрывания нуклонов представляют значительный интерес как с точки зрения фундаментальных

* E-mail: uzikov@jinr.ru
** E-mail: tonyuwarov18@yandex.ru

вопросов теории сильных взаимодействий, так и свойств конкретных ядер, нейтронных звезд, задач рассеяния лептонов ядрами, в частности, физики нейтрино [1]. Высокоимпульсная нуклонная компонента ядерной волновой функции при импульсах нуклонов больше характерного ядерного импульса Ферми $p_F \sim 250$ МэВ/c обусловлена нуклон-нуклонным взаимодействием на малых NN-расстояниях r_{NN} в области отталкивательного ядерного кора ($r_{NN} < 0{,}5$ фм) или, эквивалентно, в области больших относительных импульсов между нуклонами $q_{\rm rel} > \hbar/r_{NN} = 400$ МэВ/c. Нуклонные пары в ядрах с большим относительным импульсом $q_{\rm rel}$ и близким к нулю импульсом центра масс пары называются короткодействующими коррелированными (КДК) парами. Наличие таких коррелированных пар в основных состояниях ядер надежно установлено экспериментально, и их свойства активно исследуются посредством измерения сечений эксклюзивных реакций жесткого развала, вызываемого электронами $A(e,e'pN)$ и протонами $A(p,2pN)$, с регистрацией тройных совпадений. При этом предполагается простейший механизм реакции, в котором частица налетающего пучка взаимодействует только с одним из нуклонов КДК-пары, а второй нуклон остается спектатором с импульсом, уравновешивающим импульс выбиваемого нуклона. Основные результаты этих исследований состоят в следующем: а) доля высокоимпульсной компоненты волновых функций ядер ($q > p_F$) составляет примерно 20 %; б) распределение $n(\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2)$ по импульсам $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$ КДК-пары факторизуется на произведение двух множителей $n(\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2) = C_A\, n_{\rm cm}(\mathbf{k}_{\rm cm}) n_{\rm rel}(\mathbf{q}_{\rm rel})$, где $n_{\rm cm}(\mathbf{k}_{\rm cm})$ — распределение по импульсу центра масс пары $\mathbf{k}_{\rm cm} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$, $n_{\rm rel}(\mathbf{q}_{\rm rel})$ — распределение по относительному импульсу $\mathbf{q}_{\rm rel}$, который в нерелятивистском приближении имеет вид $\mathbf{q}_{\rm rel} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2$, C_A — константа, зависящая от типа ядра A; распределение $\mathbf{q}_{\rm rel}$ является универсальной функцией, не зависящей от типа ядра, близкой к импульсному распределению нуклонов в дейтроне; в) относительная доля выхода pp-пар от выхода pn-пар в реакции $A(e,epN)$ составляет примерно 5 %. Это подавление pp-пар по сравнению с pn-парами связывают с вкладом тензорных сил в спин-триплетных pn-парах и отсутствием этих сил в спин-синглетных pp-парах. Обзор работ по исследованию КДК в ядрах дан в работе [2].

С точки зрения теоретического описания этих реакций имеет место аналогия с реакциями квазиупругого выбивания быстрых дейтронов протонами $A(p,pd)$ и $A(p,nd)$. Идея о флуктуациях ядерной плотности [3] появилась именно в результате первого измерения сечения такой реакции, выполненного в инклюзивной постановке. Теоретическая модель реакций квазиупругого выбивания нуклонов из КДК-пар ядер $1p$-оболочки протонами $A(p,2pN)B$ разработана в [4] и [5] на основе подхода [6], развитого ранее для описания реакций квазиупругого выбивания нуклонных кластеров $A(p,px)$. В настоящей работе мы анализируем отношение pp/pn в реакции $^{12}{\rm C}(p,2pN)^{10}A$ в модели [4, 5]. Экспериментально эта реакция исследуется в ОИЯИ на установке BM@N [7] в инверсной кинематике с использованием пучка ядер ^{12}C с энергией 4 ГэВ/нуклон, падающего на водородную мишень. Рассматривая это отношение, мы учитываем не только внутреннее распределение по относительному импульсу спин-триплетных и спин-синглетных КДК NN, но и вероятность образования этих пар в ядре в рамках спектроскопического подхода [6]. Прямое измерение отношения pp/pn для широкого класса ядер выполнено в работе [8] путем измерения сечения реакций $A(e, epN)B$.

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ПЕРЕХОДА

Рассмотрим реакцию типа $A + p \to B + p + p + N$. Полюсной фейнмановской диаграмме данной реакции соответствует матричный элемент [4, 5]

$$M_{fi} = M(A \to B + \langle NN \rangle) \frac{1}{p^2_{\langle NN \rangle} - m^2_{\langle NN \rangle} + i\varepsilon} M(p\langle NN \rangle \to pNN), \quad (1)$$

который включает три множителя: а) амплитуду виртуального распада ядра A на $\langle NN \rangle$-пару и ядро B в заданных внутренних состояниях и определенном состоянии относительного движения центра масс $M(A \to B + \langle NN \rangle)$, б) пропагатор $\langle NN \rangle$-пары $1/(p^2_{\langle NN \rangle} - m^2_{\langle NN \rangle} + i\varepsilon)$, в котором $p_{\langle NN \rangle}(m_{\langle NN \rangle})$ — 4-импульс (масса) $\langle NN \rangle$-пары, в) амплитуду элементарного процесса выбивания нуклона из $\langle NN \rangle$-пары внешним протоном $M(p\langle NN \rangle \to pNN)$. Амплитуда виртуального распада $A \to B + \langle NN \rangle$ может быть представлена в виде

$$M(A \to B + x) = -S^x_A(\varepsilon_A^{B+\langle NN \rangle} + \\ + p^2_B/2\mu)\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\mathbf{k}_{\rm cm})\sqrt{2m_A 2m_B 2m_{\langle NN \rangle}}, \quad (2)$$

где $S^x_A = \begin{pmatrix} A \\ x \end{pmatrix}^{1/2} \langle \psi_A | \psi_B \Phi_{\nu\Lambda}(\mathbf{R}_{A-x} - \mathbf{R}_x)\psi_x) \rangle$ — спектроскопический фактор кластера x в ядре A. Для расчета этого фактора мы используем трансляционно-инвариантную модель оболочек (ТИМО) [9]. В результате матричный элемент (1) принимает вид

$$M_{fi}(pA \to ppNB) = \begin{pmatrix} A \\ 2 \end{pmatrix}^{1/2} \sum_{M_{J_x}, \overline{J}, \overline{M}, M_\Lambda} \sum_{\alpha_i, \alpha_f, N, \Lambda, \mathcal{L}} \alpha_i^{AJ_iT_i} \alpha_f^{A-2J_fT_f} \times \\ \times \langle A\gamma_i | A - 2\gamma_f, N\Lambda; x\gamma_x \rangle (\Lambda M_\Lambda J_x M_x | \overline{JM})(J_f M_f \overline{JM} | J_i M_{J_i}) \times \\ \times (T_f M_{T_f} T_x M_{T_x} | T_i M_{T_i}) U(\Lambda L_x \overline{J} S_x; \mathcal{L} J_x) \begin{Bmatrix} L_f & S_f & J_f \\ \mathcal{L} & S_x & J \\ L_i & S_i & J_i \end{Bmatrix} \times \\ \times ((2L_i + 1)(2S_i + 1)(2J_f + 1)(2\overline{J} + 1))^{1/2} \Phi_{N\Lambda M_\Lambda}(\mathbf{k}_{\rm cm}) \times \\ \times \langle \mathbf{p}_1\sigma_1, \mathbf{p}_2\sigma_2, \mathbf{p}_r\sigma_r | \widehat{M}(p\langle NN \rangle \to p_1 p_2 p_r) | \mathbf{p}\sigma_p, -\mathbf{k}_{\rm cm}\sigma_x, \psi_{s,t} \rangle, \quad (3)$$

в котором использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша–Гордана, коэффициентов Рака и $9j$-символов группы вращений; $\langle A\gamma_i|A-2\gamma_f, N\Lambda; x\gamma_x\rangle$ — генеалогические коэффициенты (ГК) ТИМО, при этом γ_j — набор квантовых чисел ядра j $(j = A, B, x)$; $\alpha_i^{AJ_iT_i}$ и $\alpha_f^{A-2J_fT_f}$ — коэффициенты промежуточной связи начального и конечного ядер; L_j, S_j, J_j, T_j — орбитальный момент, спин, полный угловой момент и изоспин соответственно для ядра A $(j = A)$, B $(j = B)$ или кластера x $(j = x)$; $\Phi_{N\Lambda M_\Lambda}(\mathbf{k}_{\rm cm})$ — волновая функция относительного движения центров масс кластера и ядра-остатка в состоянии с числом осцилляторных квантов ν, орбитальным моментом Λ и его проекцией M_Λ. Последний множитель в (3) является матричным элементом процесса выбивания нуклона из NN-пары. В полюсном приближении он содержит волновую функцию внутреннего движения нуклонов в NN-паре в спин-триплетном t или синглетном s состоянии в импульсном представлении $\psi_{s,t}(q_{\rm rel})$.

Для спин-триплетного состояния коррелированной NN-пары в качестве внутренней волновой функции берем волновую функцию дейтрона, которая имеет две компоненты — S-волну $u(q)$ и D-волну w. Для CD Bonn потенциала NN-взаимодействия [10] аналитическая параметризация для обеих этих компонент в виде суммы юкавских членов имеется в работе [10].

Для спин-синглетной $pN(^1S_0)$-пары нет связанного состояния, есть только виртуальный уровень, которому соответствует полюс S-матрицы при отрицательной энергии $E_s = -0{,}45$ МэВ, находящийся на втором (нефизическом) листе римановой поверхности. В этом случае для волновой функции $\psi_s(q)$ внутреннего движения в $pN(^1S_0)$-паре, находящейся в ядре, используем волновую функцию состояния pN-рассеяния при нулевой энергии столкновения в $(^1S_0)$-состоянии. Основанием для этого приближения является известная связь между волновой функцией дейтрона как связанного состояния pn-пары и волновой функцией pn-рассеяния в $^3S_1$-состоянии [11, 12]. Связь эта обусловлена аналитической зависимостью решения уравнения Шредингера от энергии столкновения E и осуществляется путем перехода от положительных значений энергии E в точку полюса, находящуюся при энергии связанного состояния $E = -\varepsilon_d = -2{,}23$ МэВ. Поскольку энергия связи мала, то на малых расстояниях $r < 1$ фм (или больших относительных импульсах $q \sim \hbar/r$) волновая функция связанного состояния φ_d незначительно отличается от спин-триплетной волновой функции рассеяния $\psi_t^{(\pm)}$ при нулевой энергии.

Волновая функция спин-синглетной pN-пары в состоянии $^1S_0$ может быть выражена через матричный элемент T-матрицы pN-рассеяния наполовину вне энергетической поверхности $\langle\vec{q}|T(E = k^2/m_N)|\vec{k}\rangle$, где $T(E)$ есть T-оператор перехода в $^1S_0$-состоянии при энергии pN-пары в с. ц. м. $E = k^2/m_N$. Соответствующая волновая функция рассеяния в ${}^1S_0$-состоянии имеет вид

$$\psi_k^{(-)}(\vec{q}) = \frac{\langle\vec{q}|\widehat{T}(E-i\varepsilon)|\vec{k}\rangle}{E - i\varepsilon + \vec{q}^2/2\mu}, \tag{4}$$

где $\mu = m_N/2$, m_N — масса нуклона; положение виртуального уровня задается значением $E = E_s = -0{,}45$ МэВ [12]; мнимая добавка к энергии $i\varepsilon$ должна быть устремлена к нулю после взятия интеграла при решении интегрального уравнения для T-матрицы. В свою очередь матричный элемент T-матрицы $\langle\vec{q}|T(E = k^2/m_N)|\vec{k}\rangle$ может быть выражен через амплитуду $pn({}^1S_0)$-рассеяния наполовину вне энергетической поверхности

$$f(q,k;E) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\langle\vec{q}|T\left(E = \frac{k^2}{m_N}\right)|\vec{k}\rangle. \tag{5}$$

Используя сепарабелизованную форму NN-потенциала, как описано в работе [13], амплитуду рассеяния $f(q,k;E)$ можно представить в виде [14]

$$f\left(q,k;E = \frac{k^2}{m_N}\right) = \frac{2\pi^2 m_N g(q)g(k)}{1 - m_N\int d^3q\dfrac{g^2(q)}{q^2-k^2-i\varepsilon}}, \tag{6}$$

где $g(q)$ — формфактор для сепарабельного потенциала NN-взаимодействия. Для ${}^1S_0$-состояния этот формфактор в работе [14] задан в виде

$$g(q) = \sum_i \frac{c_i}{q^2+\beta_i^2}, \tag{7}$$

и в той же работе для CD Bonn NN-потенциала [10] найдены численные значения параметров c_i и β_i формфактора (7). Интеграл, входящий в знаменатель выражения (6) с формфактором (7), вычисляем с помощью теории вычетов аналитически:

$$I = \int d^3q\frac{g^2(q)}{q^2-k^2-i\varepsilon} = 4\pi\frac{\pi}{2}\sum_{i\neq j}^{n}\left\{\frac{1}{(\beta_i^2-\beta_j^2)}\left[\frac{\beta_j}{(\beta_j^2+k^2)} - \frac{\beta_i}{(\beta_i^2+k^2)}\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{ik}{(\beta_j^2+k^2)(\beta_i^2+k^2)}\right\}C_iC_j + 4\pi\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{n}\left\{\frac{ik+\beta_j}{(k^2+\beta_j^2)^2} - \frac{1}{2\beta_j(k^2+\beta_j^2)}\right\}C_j^2. \tag{8}$$

Исходя из (4) и формально используя предельное соотношение для перехода в точку полюса виртуального уровня $E \to E_s = -\varepsilon_s = \alpha_s^2/m_N$ [11, 12], для волновой функции «связанного» состояния

$pn(^1S_0)$-системы получаем выражение

$$\psi_s(q) = N\sqrt{\frac{|\alpha_s|(k^2+\alpha_s^2)}{2\pi}}\,\frac{\pi\hbar^2}{m_N}\,\frac{f\left(q,k;E=\dfrac{k^2}{m_N}=0\right)}{\varepsilon_s+q^2/2\mu}, \tag{9}$$

где амплитуда $f(q,k;E)$ берется при нулевой энергии $E=0$; $\varepsilon_s = \alpha_s^2/m_N = 0{,}45$ МэВ, $\alpha_s = -0{,}101$ фм [12]; N — безразмерный множитель, определяемый из условия нормировки $\int |\psi_s(q)|^2 (d^3q)/(2\pi)^3 = 1$. Полученная формула для $\{pn\}_s$ $(^1S_0)$-системы применима также для nn- и pp-синглетных пар. В случае pp-пар при больших значениях относительного импульса q $(q \gg k \sim 0)$ вкладом кулоновского взаимодействия можно пренебречь.

ОТНОШЕНИЕ pp/pn

Рассмотрим спектроскопическую амплитуду S_A^x, входящую в вершину виртуального распада $^{12}\mathrm{C} \to \langle NN\rangle + B$, даваемую формулой (2). Мы рассматриваем только невозбужденные (по числу осцилляторных квантов) внутренние состояния NN-кластеров с $N_x = L_x = 0$, так как только такие состояния допускают переход в КДК-конфигурацию. Кроме того, для оценки отношения pp/pn в данной работе мы учитываем только основную компоненту волновой функции ТИМО основного состояния ядра ^{12}C с квантовыми числами $[f_i]=[444]$, $L_i=S_i=T_i=J_i=0$.

В этом случае спектроскопическая амплитуда принимает простую форму

$$S_A^x = \binom{A}{2}^{1/2} \frac{\sqrt{2J_f+1}}{\sqrt{2T+1}} \langle A\gamma_i | A-2\gamma_f, \nu\Lambda; x, ST\rangle; \tag{10}$$

здесь $\binom{A}{2}$ — комбинаторный фактор; $\langle A\gamma_i | A-2\gamma_f, \nu\Lambda; x, ST\rangle$ — генеалогический коэффициент ТИМО для отделения NN-пары со спином S и изоспином T из основного состояния исходного ядра $|A\gamma_i\rangle$, когда остаточное ядро $B=A-2$ находится в состоянии $|A-2\gamma_f\rangle$, а относительное движение центров масс кластера и ядра-остатка описывается волновой функцией $|\nu\Lambda\rangle$. Множитель $\sqrt{2T+1}$ в знаменателе выражения (10) следует из сохранения изоспина в вершине $^{12}\mathrm{C} \to \langle NN\rangle + B$ и фактически является изоспиновым коэффициентом Клебша–Гордана $(T_f M_{T_f} T_x M_{T_x} | T_i = 0 M_{T_i} = 0)$. Расчет генеалогических коэффициентов ТИМО выполнен по методу работы [15], который связывает эти коэффициенты с ГК обычной (не обладающей трансляционной инвариантностью) модели оболочек. Результаты расчета приведены в таблице. Из таблицы видно, что для $N_x = L_x = 0$ и $[f_i]=[444]$, $L_i=0$, $S_i=0$, $T_i=0$, $J_i=0$ генеалогический коэффициент для отделения NN-пары с квантовыми числами $ST=01$ равен генеалогическому коэффициенту с $ST=10$. Это обстоятельство значительно упрощает расчет отношения pp/pn.

Генеалогические коэффициенты ТИМО для отделения двух нуклонов из основного состояния ядра ^{12}C: $\langle A\gamma_i|A-2\gamma_f, N\Lambda; x\gamma_x\rangle \equiv \langle A = 12 N_i = 8[444](04)L_i = 0 S_i = 0 T_i = 0|A-2 = 10 N_f[f_f](\lambda_f\mu_f)L_f S_f T_f; \nu\Lambda, x = 2 N_x[f_x])(\lambda_x\mu_x)L_x S_f T_f\{\mathcal{L}\}:000\rangle$

N_f	6							
$[f_f]$	[442]							
$(\lambda_f\mu_f)$	(22)							
$\nu\Lambda$	00				22			
$N_x L_x$	22				00			
$^{2T_f+1\,2S_f+1}L_f$	$^{13}D_{\mathrm{I}}$	$^{31}D_{\mathrm{I}}$	$^{13}D_{\mathrm{II}}$	$^{31}D_{\mathrm{II}}$	$^{13}D_{\mathrm{I}}$	$^{31}D_{\mathrm{I}}$	$^{13}D_{\mathrm{II}}$	$^{31}D_{\mathrm{II}}$
ГК	$\sqrt{\frac{1}{264}}$	$\sqrt{\frac{1}{264}}$	$-\sqrt{\frac{35}{792}}$	$\sqrt{\frac{35}{792}}$	$-\sqrt{\frac{3}{550}}$	$\sqrt{\frac{3}{550}}$	$-\sqrt{\frac{7}{110}}$	$\sqrt{\frac{7}{110}}$

N_f	6						7		8	
$[f_f]$	[442]				[433]		[442]		[442]	
$(\lambda_f\mu_f)$	(22)				(03)		(13)		(04)	
$\nu\Lambda$	00		20		11		11		00	
$N_x L_x$	20		00		11		00		00	
$^{2T_f+1\,2S_f+1}L_f$	^{13}S	^{31}S	^{13}S	^{31}S	^{11}P	^{33}P	^{13}P	^{31}P	^{13}S	^{31}S
ГК	$-\sqrt{\frac{2}{99}}$	$\sqrt{\frac{2}{99}}$	$-\sqrt{\frac{8}{275}}$	$\sqrt{\frac{8}{275}}$	$\sqrt{\frac{1}{55}}$	$\sqrt{\frac{9}{55}}$	$\sqrt{\frac{21}{275}}$	$\sqrt{\frac{21}{275}}$	$\sqrt{\frac{3}{110}}$	$-\sqrt{\frac{3}{110}}$

Усредненный по спинам квадрат матричного элемента реакции имеет вид

$$\overline{|M_{fi}(A(p,2pN)B)|^2} = \binom{A}{2}\frac{(2S+1)^2}{2T+1}n_{\mathrm{cm}}(\mathbf{k}_{\mathrm{cm}})\,n_{pN}(\mathbf{q}_{\mathrm{rel}})|M^{pN}|^2\times \\ \times\left(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}\tau_N|TM_T\right)^2\frac{2L_f+1}{2}\langle A\gamma_i|A-2\gamma_f,\nu\Lambda;x,ST\rangle^2, \quad (11)$$

где M^{pN} — амплитуда упругого pp-рассеяния, которая предполагается независящей от спинов нуклонов. Изоспиновый коэффициент Клебша–Гордана в $(1/2\,1/2\,1/2\tau_N|TM_T)$ в (11) учитывает сохранение изоспина в вершине $\langle pN\rangle \to p+N$. Квадрат этого коэффициента для pp-пары в два раза больше, чем для изоскалярной пары pn. В выражении (11) учтено, что $J_f = J_x = S$. Дополнительный множитель $2S+1$ по отношению к множителю $2J_f+1$ в (10) появляется в (11) за счет суммирования по проекциям спина остаточного ядра за знаком квадрата модуля амплитуды перехода.

Отношение $R = pp/pn$ определяется как отношение усредненных по спинам начальных частиц и просуммированных по спинам конечных частиц квадратов матричных элементов (11) для pp и pn КДК-пар. Мы берем отношение pp/pn при нулевом значении импульса $k_{\mathrm{cm}} = 0$, поскольку этому значению соответствует наибольшая экспериментальная плотность импульсного распределения по относительному движению центров масс ядра-остатка и NN-пары. При этом в нашем подходе вклад дают состояния относительного движения $B - \langle NN \rangle$ только с квантовыми числами $\nu\Lambda = 20$, 00. Как видно из таблицы генеалогических коэффициентов, при этом $L_f = 0$. С учетом этого, используя (11), находим искомое отношение в виде

$$R = \frac{pp}{pn} = \frac{pp}{(pn)_{S=0T=1} + (pn)_{S=1T=0}} = \frac{1}{14} R_{\rm rel}, \tag{12}$$

где $R_{\rm rel} \equiv R_{\rm rel}(q_{\min}, q_{\max})$ есть отношение интегралов от распределений по внутренним импульсам pN-пар

$$R_{\rm rel} = \frac{\int\limits_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq\, q^2 |\psi_s(q)|^2}{\int\limits_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq\, q^2 [u^2(q) + w^2(q)]}. \tag{13}$$

Внутренние импульсные распределения в дейтроне и в $pp(^1S_0)$-паре для CD Bonn NN-потенциала приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что распределение $pp(^1S_0)$ имеет узел при $q \approx 0{,}4$ ГэВ/c, обусловленный отталкивательным кором $NN(^1S_0)$-потенциала. S-волна дейтрона также имеет аналогичный узел, но вклад D-волны дейтрона, обусловленный

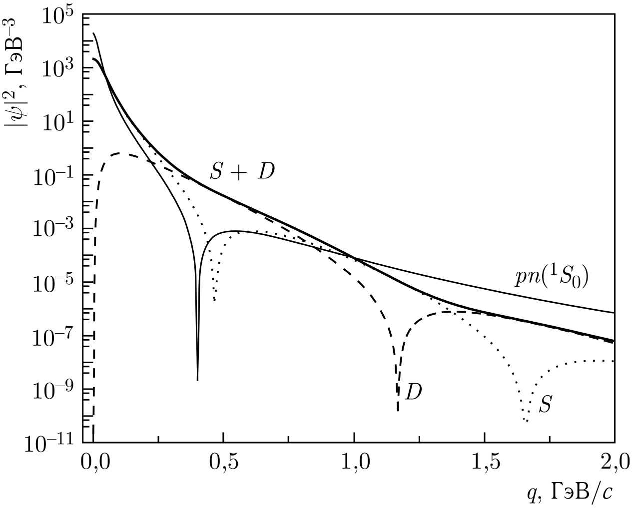

Рис. 1. Квадраты волновых функций дейтрона $u^2(q)$ (пунктирная), $w^2(q)$ (штриховая), $u^2(q) + w^2(q)$ (жирная сплошная) и синглетного дейтрона $pn(^1S_0)$ $\psi_s^2(q)$ (тонкая сплошная) для CD Bonn NN-потенциала [10] в зависимости от относительного импульса q

тензорными силами, заполняет S-волновой провал в импульсном распределении так, что суммарный вклад S- и D-волн $u^2(q) + w^2(q)$ в области $q \sim 0{,}4$ ГэВ/c существенно выше вклада $pp(^1S_0)$-пары. Однако при увеличении относительного импульса до значений $q \sim 1$ ГэВ/c соотношение между импульсными распределениями меняется так, что плотность импульсного распределения в $pp(^1S_0)$-паре становится выше, чем в дейтроне. Следует отметить, что импульсные распределения в рассматриваемых NN-парах при больших значениях q сильно зависят от вида NN-потенциала и фактически не контролируются теорией. Тем не менее мы приводим эти распределения, включая интервал $q = 1{-}2$ ГэВ/c, для иллюстрации конкретной феноменологической NN-модели.

Интервал интегрирования $[q_{\min}, q_{\max}]$ в (13) определяется условиями эксперимента. Экспериментальные данные [8] для отношения pp/pn были получены из реакции $A(e, epN)B$ при определенных ограничениях на модули импульсов нуклона отдачи ($p_r > 0{,}35$ ГэВ/c) и выбиваемого нуклона перед взаимодействием с внешним пробником ($0{,}4 < p_{\text{miss}} < 1{,}0$ ГэВ/c). Относительный импульс $\mathbf{q}_{\text{rel}}$ не был определен в эксперименте [8] в силу его зависимости от угла между векторами $\mathbf{p}_r$ и $\mathbf{p}_{\text{miss}}$. Поскольку неизвестно, какой интервал $[q_{\min}, q_{\max}]$ был фактически задействован в работе [8], мы не можем выполнить непосредственное сравнение вычисляемого здесь отношения pp/pn с экспериментальными данными из [8]. Вместо этого мы вычисляем отношение R_{rel} для разных значений $q_{\min}$ при $q_{\max} = 1{,}2$, 2,0 и 4 ГэВ/c, используя волновые функции дейтрона и синглетного дейтрона $pn(^1S_0)$ (9) при нулевой энергии возбуждения pn-системы. Результаты расчета показаны на рис. 2. Из этого

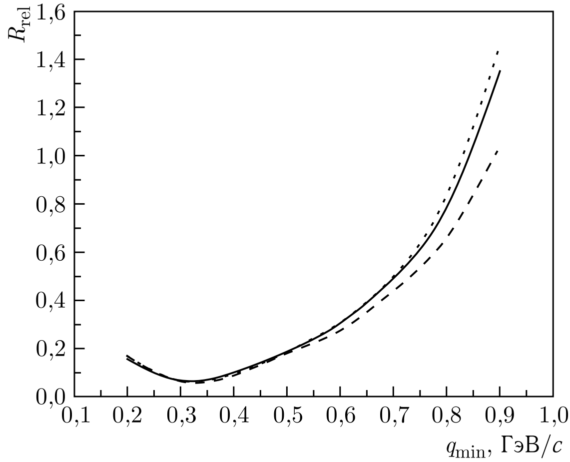

Рис. 2. Отношение R_{rel} (13) в зависимости от $q_{\min}$ при $q_{\max} = 4$ ГэВ/c (пунктирная кривая), 2 ГэВ/c (сплошная) и 1,2 ГэВ/c (штриховая) для CD Bonn NN-потенциала [10]

рисунка видно, что $R_{\rm rel}$ имеет минимум $\sim 0{,}06$ при $q_{\min} = 0{,}35$ ГэВ/c, что обусловлено узлом волновой функции pp-пары при $q_{\rm rel} \approx 0{,}4$ ГэВ/c. При более высоких значениях $q_{\min} = 0{,}7{-}0{,}9$ ГэВ/c $R_{\rm rel}$ возрастает до значений 0,5–1,5. Это обусловлено возрастающей ролью отталкивающего ядерного кора в центральном потенциале спин-синглетного $S = 0$ состояния по сравнению с тензорными силами, действующими в состоянии $S = 1$. Этот эффект относительного усиления плотности импульсного распределения в pp-системе виден на рис. 1. Экспериментальное указание на такое поведение КДК-пар получено в [16] и [17].

Для КДК-интервала $q_{\min} = 0{,}4$ ГэВ/c, $q_{\max} \leqslant 1{,}2$ ГэВ/c имеем $R_{\rm rel} \approx 0{,}1$. Отношение спектроскопических факторов дает для отношения pp/pn множитель $1/14$, который сам по себе находится в согласии с полученным в [8] отношением 5–7 %. Однако дополнительный множитель $R_{\rm rel}$ имеет тот же порядок малости величины. С другой стороны, нужно учесть эффект перезарядки в конечном состоянии реакции за счет подпроцесса $n + B_Z \to p + B_{Z-1}$. Как показано в [8], наблюдаемое там отношение $\sim 5\,\%$ с учетом перезарядки соответствует отношению 3 %, не искаженному взаимодействием в конечном состоянии. Следовательно, вероятность w превращения pn-пары в pp-пару в конечном состоянии реакции равна $w = 0{,}019$. Принимая это значение w, мы оцениваем дополнительный выход pp-пар за счет перезарядки равным $\Delta N_{pp} = wN_{pn}$, где N_{pn} — изначальный выход pn-пар. Используя это значение w, находим, что при начальном отношении $R = 0{,}01$ в выражении (12) наблюдаемое отношение pp/pn должно увеличиться за счет перезарядки до $\sim 0{,}03\,\%$.

Вероятность найти в ядре коррелированную NN-пару со спином S и изоспином T исследовалась в микроскопическом подходе к расчету свойств ядер из A нуклонов с реалистическими потенциалами NN-взаимодействия [18]. Аналогом рассматриваемого в настоящей работе спектроскопического фактора для (коррелированных) NN-пар в [18] является параметр C^s_{NN} (ядерный контактный член). Полученные в [18] для ядра ^{12}C значения $C^{s=1}_{pn} = 16{,}8 \pm 0{,}8$, $C^{s=0}_{pn} = 1{,}4 \pm 0{,}2$ дают отношение $C^{s=1}_{pn}/C^{s=0}_{pn} = 12$, что согласуется с экспериментом (см. детали в [18]). Полученное нами в работе отношение соответствующих квадратов матричных элементов (11) равно $27/2 = 13{,}5$, что вполне согласуется с приведенным выше результатом [18]. Важно подчеркнуть, что полученное нами отношение одинаково для всех изоскалярных ядер и его значение вполне согласуется с результатами микроскопических расчетов для ядер ^{4}He, ^{16}O, ^{40}Ca, дающих значения 17,8, 16,8 и 15,8 соответственно [18]. Сравнение по абсолютной величине с коэффициентами C^s_{NN} не удается провести, так как определение этих коэффициентов в [18] не является математически достаточно четким.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Близкая к теме данной работы проблема исследовалась в реакциях квазиупругого выбивания быстрых дейтронов протонами из ядер ^{6}Li и ^{7}Li. В работе [19] было измерено отношение сечений этих реакций $\mathcal{R} = d\sigma(p,nd)/d\sigma(p,pd)$ при энергии пучка протонов 670 МэВ, оказавшееся равным $\mathcal{R} \approx 0{,}1-0{,}2$ в зависимости от энергии возбуждения ядра-остатка. Элементарным процессом в реакции (p,nd) является взаимодействие с nn-парой, $p + \langle nn\rangle \to n + d$, а в реакции (p,pd) имеет место квазиупругое выбивание pn-пары в кинематике упругого pd-рассеяния назад. Анализ результатов этих измерений в рамках ТИМО [20] позволил объяснить наблюдаемое подавление вклада nn-пар по сравнению с pn-парами. При этом существенную роль играет механизм элементарного процесса выбивания $p + \langle pN\rangle \to p + d$, который при энергиях эксперимента [19] связан с возбуждением $\Delta(1232)$-изобары в промежуточном состоянии.

Отношение pp/pn, полученное в данной работе в рамках ТИМО для реакций $^{12}\mathrm{C}(p,ppN)^{10}A$, с учетом КДК NN-пар также опирается на предположение о конкретном (полюсном) механизме элементарного процесса $p + \langle NN\rangle \to N + N + N$ и находится в качественном согласии с имеющимися электронными данными. Доминирование pn-пар связано как со значительным различием спектроскопических множителей для pp- и pn-пар, так и с различным распределением по внутреннему импульсу в этих парах.

Работа Ю. Н. У. выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ № 18-02-40046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schmookler B. et al. (CLAS Collab.).* Modified Structure of Protons and Neutrons in Correlated Pairs // Nature. 2019. V. 566, No. 7744. P. 354–358; arXiv:2004.12065.
2. *Hen O., Miller G., Piasetzky E., Weinstein L.* Nucleon–Nucleon Correlations, Short-Lived Excitations, and the Quarks Within // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89, No. 4. P. 045002; arXiv:1611.09748.
3. *Блохинцев Д. И.* О флуктуациях ядерного вещества // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295–1299.
4. *Uzikov Y.* Probing Short-Range NN-Correlations in the Reaction $^{12}\mathrm{C} + p \to p + pN + {}^{10}A$ // Eur. Phys. J. Web Conf. 2019. V. 222. P. 03027.
5. *Uzikov Y. N.* Short-Range NN Correlations in the Reaction $^{12}\mathrm{C} + p \to {}^{10}A + pp + N$ // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84, No. 4. P. 455–460.
6. *Zhusupov M., Uzikov Y.* Quasielastic Cluster Knockout Reactions by Fast Protons and Structure of Nuclei // Part. Nucl. 1987. V. 18. P. 323–373.
7. *Patsyuk M., Kahlbow J., Laskaris G. et al.* Unperturbed Inverse Kinematics Nucleon Knockout Measurements with a Carbon Beam // Nat. Phys. 2021. V. 17. P. 693–699. http://doi.org/10.1038/s41567-021-01193-4.

8. *Duer M. et al. (CLAS Collab.).* Direct Observation of Proton–Neutron Short-Range Correlation Dominance in Heavy Nuclei // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122, No. 17. P. 172502; arXiv:1810.05343.
9. *Неудачин В. Г., Смирнов В. Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
10. *Machleidt R.* The High Precision, Charge Dependent Bonn Nucleon–Nucleon Potential (CD-Bonn) // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024001; arXiv:nucl-th/0006014.
11. *Boudard A., Faeldt G., Wilkin C.* Triplet np Final State Interactions at Large Momentum Transfers // Phys. Lett. B. 1996. V. 389. P. 440–444; arXiv:nucl-th/9609032.
12. *Faeldt G., Wilkin C.* Bound State and Continuum Production in Large Momentum Transfer Reactions // Phys. Lett. B. 1996. V. 382. P. 209–213.
13. *Haidenbauer J., Plessas W.* Separable Representation of the Paris Nucleon–Nucleon Potential // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 1822–1839.
14. *Lensky V., Baru V., Haidenbauer J., Hanhart C., Kudryavtsev A. E., Meissner U. G.* Precision Calculation of $\gamma d \to \pi^+ nn$ within Chiral Perturbation Theory // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 26. P. 107–123; arXiv:nucl-th/0505039.
15. *Smirnov Y., Tchuvil'sky Y.* Cluster Spectroscopic Factors for the p-Shell Nuclei // Phys. Rev. C. 1977. V. 15. P. 84–93.
16. *Schmidt A. et al. (CLAS Collab.).* Probing the Core of the Strong Nuclear Interaction // Nature. 2020. V. 578, No. 7796. P. 540–544; arXiv:2004.11221.
17. *Korover I. et al. (CLAS Collab.).* Tensor-to-Scalar Transition in the Nucleon–Nucleon Interaction Mapped by $^{12}\mathrm{C}(e, e'pn)$ Measurements. arXiv:2004.07304. 2020.
18. *Weiss R., Cruz-Torres R., Barnea N., Piasetzky E., Hen O.* The Nuclear Contacts and Short Range Correlations in Nuclei // Phys. Lett. B. 2018. V. 780. P. 211–215; arXiv:1612.00923.
19. *Albrecht D. et al.* Investigation of the (p, nd) Reaction on ^{6}Li and ^{7}Li at 670 MeV // Nucl. Phys. A. 1979. V. 322. P. 512–525.
20. *Имамбеков О., Узиков Ю.* Отношение сечений квазиупругого выбивания быстрых дейтронов в реакциях (p, nd) и (p, pd) и механизмы упругого pd-рассеяния на угол 180° // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 947–951.