

УДК 539.172,539.142

## КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ $NN$ -КОРРЕЛЯЦИИ В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^{10}\text{A} + pp + N$

© 2020 г. Ю. Н. Узиков<sup>1, 2, 3, \*</sup>

<sup>1</sup>Межгосударственная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области  
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

\*E-mail: uzikov@jinr.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

В плосковолновом приближении разработан формализм для расчета характеристик эксклюзивной реакции  $^{12}\text{C}(p, ppN)^{10}\text{A}$  с выбиванием нуклона из короткодействующей коррелированной нуклонной пары  $\langle NN \rangle$  из ядра  $^{12}\text{C}$  протоном с энергией несколько ГэВ. Спектроскопические факторы для пар  $\langle NN \rangle$  рассчитываются в трансляционно-инвариантной модели оболочек с промежуточной связью. Релятивистские эффекты в процессе  $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$  учитываются в динамике светового фронта.

DOI: 10.31857/S0367676520040365

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проводятся активные исследования короткодействующих нуклонных корреляций (КНК) в ядрах (см. обзор [1] и ссылки в нем). При этом под КНК понимается пара нуклонов с небольшим импульсом центра масс и большими (больше характерного импульса Ферми для тяжелых ядер  $p_F = 250 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ ) противоположно направленными импульсами входящих в пару нуклонов  $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$ . Экспериментальное исследование КНК-пар с использованием электронных и протонных пучков показало, что такие корреляции существуют в ядрах, причем вероятность найти в ядре коррелированную  $np$ -пару примерно в 20 раз выше, чем вероятность обнаружить  $pp$ - или  $nn$ -пару [2]. Это доминирование  $np$ -состояний в КНК-парах может быть связано с действием тензорных сил в спин-триплетной  $np$ -паре, отсутствующих в спин-синглетном  $^1S_0$ -состоянии  $pp$ - и  $nn$ -пар. Результаты измерений показывают (см. [3] и ссылки там), что при достаточно больших относительных импульсах в паре  $q_{rel} > p_F$  и небольших значениях импульса центра масс пары  $k_{cm}$  импульсное распределение КНК-пар в ядрах факторизуется в виде  $n(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \approx C_A n_{cm}(\vec{k}_{cm}) n_{rel}(\vec{q}_{rel})$ , где  $n_{cm}(\vec{k}_{cm})$  – распределение по импульсу центра масс  $\vec{k}_{cm}$ , а  $n_{rel}(\vec{q}_{rel})$  – распределение по внутренне-

му относительному импульсу в паре  $\vec{q}_{rel}$ . Для широкого класса ядер от  $^4\text{He}$  до  $^{208}\text{Pb}$  распределение  $n_{rel}(\vec{q}_{rel})$  при  $|\vec{q}_{rel}| \gg p_F$  и  $|\vec{k}_{cm}| < |\vec{q}_{rel}|$  является универсальной функцией короткодействующей части  $NN$ -взаимодействия, близкой к квадрату волновой функции дейтрона с реалистическим  $NN$ -потенциалом, а параметр  $C_A$  плавно зависит от массового числа  $A$ . Экспериментальные данные об импульсном распределении  $n_{cm}(\vec{k}_{cm})$ , хорошо аппроксимируются трехмерным симметричным гауссианом с параметром  $\sigma = 140\text{--}160 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  ([3]). Следует отметить, что, в отличие от реакций квазиупругого выбивания дейтронов ( $p, pd$ ) [4], разрешение по энергии возбуждения остаточного ядра  $E^*$  в этих экспериментах не позволяло отделить переходы на уровни с разрушенной и неразрушенной  $s$ -оболочкой, так как фактически энергия возбуждения находилась в интервале  $E^* = 0\text{--}30 \text{ МэВ}$ .

Новый эксперимент по исследованию КНК в ядре  $^{12}\text{C}$  выполнен на BM@N [5], и его результаты в настоящее время находятся в стадии обработки. Отличительной особенностью этого эксперимента является инверсная кинематика, в которой пучок ядер  $^{12}\text{C}$  с импульсом  $4 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  на нуклон падает на жидкую водородную мишень, что позволяет более надежно регистрировать ядерные фрагменты в конечном состоянии. Все три вылетающих нук-

лона в конечном состоянии этой реакции также регистрируются, при этом выбираются такие кинематические условия, когда выбиваемый из КНК-пары протон имеет достаточно большой начальный импульс в системе центра масс (СЦМ) пары  $>250 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ , который приблизительно равен импульсу нуклона отдачи с противоположным знаком. Кроме того, с целью подавления эффектов схода с массовой поверхности в  $pp$ -рассеянии выбирается большой угол рассеяния внешнего протона на протоне из КНК в системе центра масс  $pp$ -пары,  $\theta_{cm}^{pp} \sim 90^\circ \pm 30^\circ$ .

Цель данной статьи дать разработку математического формализма для анализа обсуждаемой реакции  $^{12}\text{C} + p \rightarrow p + p + N + ^{10}\text{A}$  в простейшей модели импульсного приближения, отвечающей полюсным диаграммам (рис. 1). Для расчета амплитуды вероятности нахождения в ядре  $A$   $NN$ -пары в заданном состоянии внутреннего движения при определенном внутреннем состоянии остаточного ядра  $A - 2$  и определенном состоянии относительного движения центров масс пары и ядра  $A - 2$  используется трансляционно-инвариантная модель оболочек (ТИМО) [6] с промежуточной связью [7]. Как известно [8], эта модель позволяет успешно описывать данные по реакциям квазиупругого выбивания кластеров и передачи кластеров. Учет короткодействующего характера корреляций в квазидейтронной  $NN$ -паре при больших значениях относительного импульса  $q_{rel}$  осуществляется путем замены оболочечной функции  $NN$ -пары на реалистическую волновую функцию дейтрона. Далее, если не оговорено особо, под  $\langle NN \rangle$ -кластером при больших внутренних импульсах  $q_{rel}$  понимается дейтрон. При больших значениях импульса  $p_r$  нуклона отдачи, что соответствует большим значениям  $q_{rel} \sim p_r$ , важен учет релятивистских эффектов. Для этого в данной работе при расчете матричного элемента процесса  $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$  используется динамика светового фронта. Поскольку выбивание нуклонных кластеров из внутренних оболочек подавлено взаимодействием в конечном состоянии, в данной работе мы ограничиваемся рассмотрением переходов на состояния ядра-остатка с неразрушенной  $s$ -оболочкой и, соответственно, с небольшими энергиями возбуждения этого ядра  $E^* \leq 5 \text{ МэВ}$ .

ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА

Матричный элемент перехода, соответствующий фейнмановской диаграмме (рис. 1а), включает произведение трех множителей,

$$M_{fi} = M(A \rightarrow B + \langle NN \rangle) \times \frac{1}{p_{\langle NN \rangle}^2 - m_{\langle NN \rangle}^2 + i\epsilon} M(p\langle NN \rangle \rightarrow pNN), \quad (1)$$

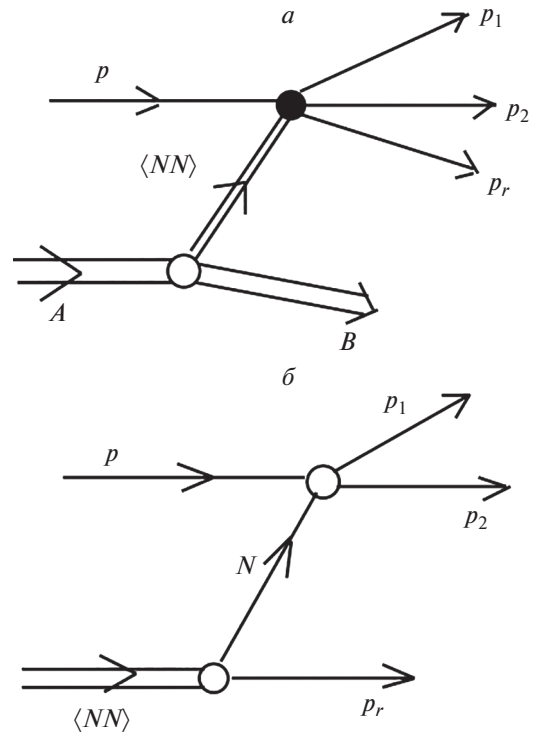


Рис. 1. Полюсные механизмы реакции  $p + A \rightarrow p + p + N + B$  (а) и процесса  $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$  (б).

каждый из которых является релятивистским инвариантом и поэтому может быть вычислен в любой системе отсчета; здесь  $M(A \rightarrow B + \langle NN \rangle)$  – амплитуда виртуального распада ядра  $A$  на  $\langle NN \rangle$ -пару и ядро  $B$  в заданных внутренних состояниях и определенном состоянии относительного движения их центров масс;  $(p_{\langle NN \rangle}^2 - m_{\langle NN \rangle}^2 + i\epsilon)^{-1}$  – пропагатор  $NN$ -пары;  $p_{\langle NN \rangle}$  ( $m_{\langle NN \rangle}$ ) – 4-импульс (масса)  $\langle NN \rangle$ -пары,  $M(p\langle NN \rangle \rightarrow pNN)$  – амплитуда процесса выбивания нуклона из  $NN$ -пары внешним протоном. Амплитуда  $M(A \rightarrow B + \langle NN \rangle)$  в системе покоя ядра  $A$  может быть представлена в виде

$$M(A \rightarrow B + x) = -S_A^x \left( \epsilon_A^{B+\langle NN \rangle} + p_B^2 / 2\mu \right) \times \Phi_{v\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_{cm}) \sqrt{2m_A 2m_B 2m_{\langle NN \rangle}}, \quad (2)$$

где  $S_A^x$  – спектроскопический фактор кластера  $x$  ( $x = \langle NN \rangle$ ) в ядре  $A$ ,

$$S_A^x = \left( \begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right)^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_B \Phi_{v\Lambda}(\vec{R}_{A-x} - \vec{R}_x) \Psi_x \rangle, \quad (3)$$

являющийся интегралом перекрытия полностью антисимметричной внутренней волновой функции ядра  $A$ ,  $\Psi_A$ , и произведения внутренних

волновых функций кластера  $x$ ,  $\Psi_x$ , ядра-остатка  $B$ ,  $\Psi_B$ , и волновой функции относительного движения центров масс кластера и ядра-остатка,  $\Phi_{v\Lambda}(\vec{R}_{A-x} - \vec{R}_x)$ . Комбинаторный фактор в выражении (3) учитывает тождественность нуклонов в формализме изоспина. В выражении (2)  $\Phi_{v\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_{cm})$  есть волновая функция относительного движения в канале  $B + \langle NN \rangle$  в импульсном представлении в состоянии с числом осцилляторных квантов  $v$ , орбитальным моментом  $\Lambda$  и его проекцией  $M_\Lambda$ ;

$\vec{k}_{cm}$  – относительный импульс,  $\epsilon_A^{B+\langle NN \rangle}$  – энергия связи,  $\mu$  – приведенная масса в канале  $B + \langle NN \rangle$ ;  $m_j$  – масса ядра (кластера)  $j$  ( $j = A, B, \langle NN \rangle$ ). Пропагатор  $NN$ -пары также вычисляется в системе покоя ядра  $A$ , при этом в выражении (1) он компенсируется с точностью до константы  $2m_{\langle NN \rangle}$  множителем  $\epsilon_A^{B+\langle NN \rangle} + p_B^2/2\mu$  из выражения (2).

Используя модель ТИМО [6] для ядерных волновых функций  $\Psi_A, \Psi_B, \Psi_x$ , получаем следующее выражение для амплитуды перехода (1):

$$\begin{aligned}
 M_{fi}(pA \rightarrow ppNB) &= \binom{A}{2}^{1/2} \sum_{M_{j_x}, J_x, \bar{M}, M_\Lambda} \sum_{\alpha_i, \alpha_f, N, \Lambda, L_0} \alpha_i^{A_j T_i} \alpha_f^{A-2j_f T_f} \times \\
 &\times \langle A\alpha_i | A - 2\alpha_f, N\Lambda; x \rangle (\Lambda M_\Lambda J_x M_x | \bar{J} \bar{M}) (J_f M_f \bar{J} \bar{M} | J_i M_i) \times \\
 &\times (T_f M_{T_f} T_x M_{T_x} | T_i M_{T_i}) U(\Lambda L_x \bar{J} S_x; L_0 J_x) \begin{Bmatrix} L_f & S_f & J_f \\ L_0 & S_x & J \\ L_i & S_i & J_i \end{Bmatrix} \times \\
 &\times [(2L_i + 1)(2S_i + 1)(2J_f + 1)(2\bar{J} + 1)]^{1/2} \Phi_{N\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_{cm}) \times \\
 &\times \langle \vec{p}_1 \sigma_1, \vec{p}_2 \sigma_2, \vec{p}_r \sigma_r | \hat{M}(p \langle NN \rangle \rightarrow p_1 p_2 p_r) | \vec{p} \sigma_p, -\vec{p}_B M_x \rangle.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша–Гордана, коэффициентов Рака и  $9j$ -символов группы вращений, а также генеалогические коэффициенты ТИМО  $\langle A\alpha_i | A - 2\alpha_f, N\Lambda; x \rangle$  и коэффициенты промежуточной связи для волновой функции начального ( $\alpha_i^{A_j T_i}$ ) и конечного ( $\alpha_f^{A-2j_f T_f}$ ) ядер;  $L_j, S_j, J_j, T_j$  – орбитальный момент, спин, полный угловой момент и изоспин ядра (кластера)  $j$  соответственно, ( $j = i$  для начального ядра  $A$ ,  $j = f$  для ядра-остатка  $B$ ,  $j = x$  для кластера  $x$ ). Схема векторной связи угловых моментов в генеалогических коэффициентах в (4) имеет вид

$$\begin{aligned}
 \bar{\Lambda} + \bar{L}_x &= \bar{L}_0, \quad \bar{L}_f + \bar{L}_0 = L_i, \quad \bar{S}_f + \bar{S}_x = \bar{S}_i, \\
 \bar{T}_f + \bar{T}_x &= \bar{T}_i.
 \end{aligned}$$

Коэффициенты Рака и  $9j$ -символы в выражении (4) осуществляют переход к схеме связи  $\bar{L}_f + \bar{S}_f = \bar{J}_f, \bar{L}_0 + \bar{S}_x = \bar{J}, \bar{L}_i + \bar{S}_i = \bar{J}_i, \bar{J}_f + \bar{J} = \bar{J}_i$ .

Матричный элемент перехода  $p \langle NN \rangle \rightarrow pNN$ , соответствующий фейнмановской диаграмме на рис. 1б, в системе бесконечного импульса  $NN$ -пары, что эквивалентно использованию динамики светового фронта, в бесспиновом приближении имеет вид [9]:

$$\begin{aligned}
 M_{fi}(p \langle NN \rangle \rightarrow ppN) &= \\
 &= \frac{\Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{k}_\perp, \xi)}{1 - \xi} M_{fi}(pN \rightarrow pN),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где переменные светового фронта  $\xi$  и  $\vec{k}_\perp$  определены через импульсы конечных частиц следующими соотношениями:

$$\xi = \frac{p_r^+}{p_r^+ + p_N^+}, \quad \vec{k}_\perp = \xi \vec{p}_{r\perp} - (1 - \xi) \vec{p}_{N\perp}, \tag{6}$$

при этом в вершине  $\langle NN \rangle \rightarrow p_r + p_N$  сохраняются “плюс”-компонента  $p_{\langle NN \rangle}^+ = p_N^+ + p_r^+$  и поперечная компонента  $\vec{p}_{\langle NN \rangle \perp} = \vec{p}_{N\perp} + \vec{p}_{r\perp}$  импульса, при этом ось  $OZ$  направлена по импульсу начального протона в системе покоя центра масс  $NN$ -пары [9]. Для дейтронного кластера  $\langle NN \rangle = d$  релятивистская волновая функция  $\Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{k}_\perp, \xi) \equiv \Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{q})$  связана с нерелятивистской функцией дейтрона  $\Phi_d^{nr}(\vec{q})$  соотношением  $\Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{q}) = \sqrt{\epsilon(\vec{q})} \Phi_d^{nr}(\vec{q})$ , где  $\epsilon(\vec{q}) = \sqrt{m_N^2 + \vec{q}^2}$ . Модуль внутреннего импульса  $\vec{q}$  определяется квадратом инвариантной массы  $pN$ -системы, образующейся при виртуальном распаде  $\langle NN \rangle \rightarrow N + p_r$ ,  $M_{pN}^2 = \frac{m_N^2 + \vec{p}_{N\perp}^2}{\xi(1 - \xi)}$ , и связан с ней условием  $M_{pN} = 2\epsilon(\vec{q})$ , что дает  $\vec{q}^2 = M_{pN}^2/4 - m_N^2$ .

Волновые функции  $\Phi_d^{nr}(\vec{q})$  и  $\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_B)$  нормированы условиями:

$$\int |\Phi_d^{nr}(\vec{q})|^2 \frac{d^3q}{(2\pi)^3} = 1, \quad \int |\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\vec{k})|^2 \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = 1. \quad (7)$$

Связь матричных элементов переходов  $M_{fi}$  в выражениях (1), (4, 5) с соответствующими инвариантными сечениями реакций  $a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$  дается выражением

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i - P_f) \frac{1}{4I} |M_{fi}|^2 \prod_j \frac{d^3p_j}{2E_j(2\pi)^3}, \quad (8)$$

где  $I = \sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}$  – потоковый фактор,  $p_j(m_j)$  – 4-импульс (масса) частицы  $j$ ; произведение по индексу  $j$  в правой части выражения (8) проводится по значениям  $j = 1, \dots, n$ . Распределение по импульсу ядра-остатка  $\vec{p}_B$  и нуклона отдачи  $\vec{p}_r$  может быть записано в виде

$$d\sigma = (2\pi)^{-8} \frac{1}{4I} |M_{fi}|^2 \frac{d^3p_r d^3p_B}{2E_r 2E_B} \frac{q_{12}}{4\sqrt{s_{12}}} d\Omega_{\vec{q}_{12}}, \quad (9)$$

где  $\vec{q}_{12}$  – относительный импульс пары нуклонов  $p_1$  и  $p_2$ ,  $s_{12} = (p_1 + p_2)^2$  – квадрат инвариантной массы этой пары,  $E_r(E_B)$  – энергия нуклона  $p_r$  (ядра-остатка  $B$ );  $d\Omega_{\vec{q}_{12}}$  – элемент телесного угла в направлении импульса  $\vec{q}_{12}$ .

### ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

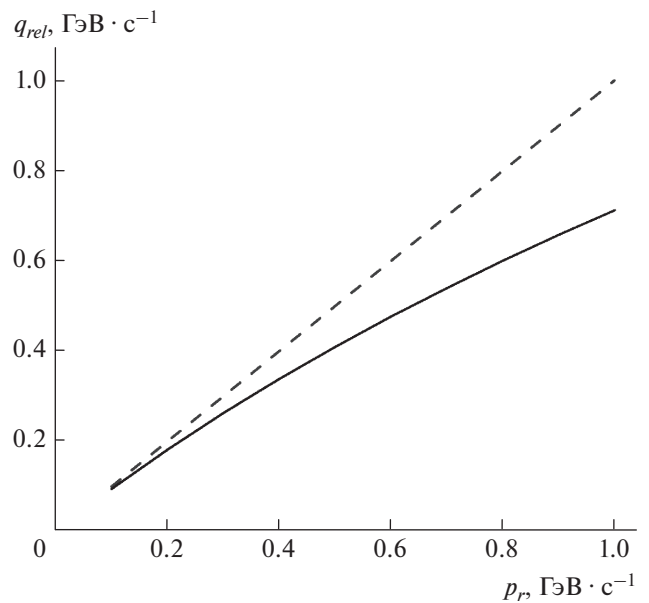
Численные оценки выполнены здесь для реакции  $^{12}\text{C}(p, ppn)^{10}\text{B}$  при энергии протона 4 ГэВ в системе покоя  $^{12}\text{C}$  с образованием ядра-остатка  $^{10}\text{B}$  в состояниях с небольшой энергией возбуждения  $E^* \leq 5$  МэВ, полным угловым моментом  $J_f$  и изоспином  $T_f$ . Рассмотрены переходы на состояния с  $T_f = 0$  и  $T_f = 1$ , приведенные в табл. 1. В волновую функцию основного состояния ядра  $^{12}\text{C}$  конфигурация  $^{11}\text{S}$  со схемой Юнга [444] входит с амплитудой  $\alpha_i^{T_i=0 J_i=0} = 0.840$ , а конфигурация  $^{13}\text{P}$  [444] – с амплитудой  $\alpha_i^{T_i=0 J_i=0} = 0.492$  [7]. Для приводимых здесь оценок мы используем только доминирующую конфигурацию  $^{11}\text{S}$  [444]. При малых значениях импульса ядра-остатка (в системе покоя начального ядра  $^{12}\text{C}$  имеем  $\vec{k}_{cm} = \vec{p}_B$ ) наибольшее сечение взаимодействия соответствует переходам на уровни  $E^* = 2.15$  и  $0.717$  МэВ с  $T_f = 0$ , допускающим значение орбитального момента  $\Lambda = 0$ , при этом переход на уровень  $1.74$  МэВ с  $T_f = 1$  подавлен примерно на порядок изоспиновым фактором. Переходы на остальные рассмотренные

**Таблица 1.** Нижняя часть спектра уровней ядра  $^{10}\text{B}$

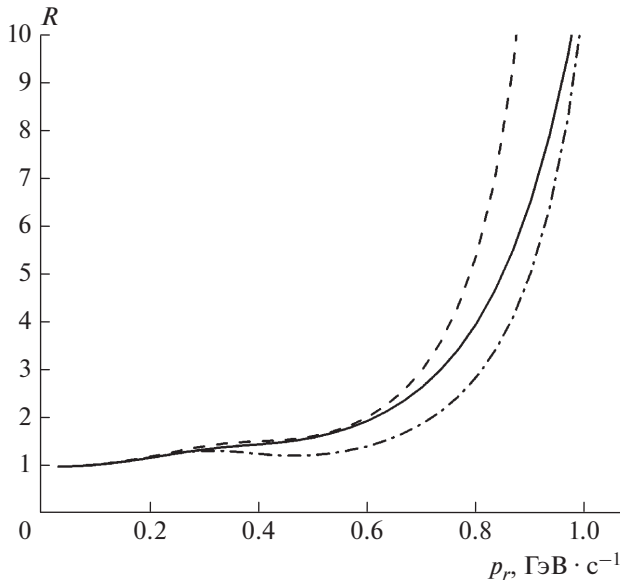
$E_B$ (МэВ)	$T_f$	$J_f$	$\Lambda$
0	0	3	2
0.717	0	1	0, 2
2.15	0	1	0, 2
3.58	0	2	2
5.92	0	2	2
1.74	1	0	0
5.17	1	2	2

уровни с  $\Lambda = 2$  подавлены на несколько порядков величины, но при увеличении импульса ядра-остатка вклады этих уровней увеличиваются и при импульсе  $p_B \sim 0.3$  ГэВ  $\cdot$  с $^{-1}$  становятся сравнимы с вкладами остальных уровней. Этот результат следует из того, что осцилляторные волновые функции относительного движения  $\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\vec{p}_B)$  для квантовых чисел  $\nu\Lambda = 22$  и  $20$  различаются поведением при малых  $p_B$ : состояние  $\nu\Lambda = 20$  имеет максимум, а состояние  $\nu\Lambda = 22$  подавлено как  $\sim p_B^2$ .

Влияние релятивистских эффектов в процессе выбивания протона из КНК-пары видно на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведен относительный импульс, вычисленный по нерелятивистским правилам ( $q_{nr}$ , штриховая кривая) и по правилам динамики светового фронта ( $q_{LFD}$ , сплошная линия) в зави-



**Рис. 2.** Нерелятивистский (штриховая линия) и релятивистский (сплошная) относительные импульсы  $q_{rel}$  в КНК-паре в зависимости от импульса нуклона отдачи в СЦМ пары  $p_r$ .

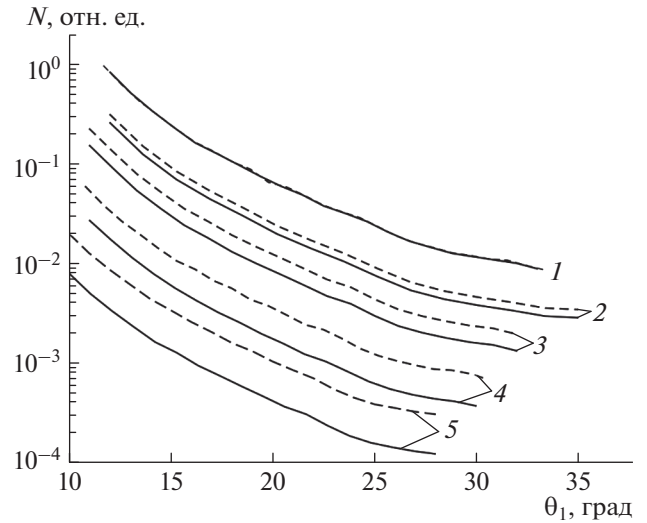


**Рис. 3.** Отношение  $R$  из выражения (10) для разных потенциалов  $NN$ -взаимодействия в зависимости от импульса нуклона отдачи в СЦМ пары  $p_r$ : парижский [10] (штриховая), боннский [11] (штрих-пунктир), CD Bonn [12] (сплошная).

симости от импульса нуклона-отдачи в лабораторной системе  $p_r$ . Видно, что при малых значениях импульса нуклона отдачи  $p_r \leq 0.2 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  разница между релятивистским и нерелятивистским расчетами пренебрежимо мала, но с ростом импульса  $p_r$  различие существенно возрастает. Так, при  $p_r \approx q_{nr} = 0.8 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  имеем  $q_{LFD} = 0.6 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $R = 2.8$ , а при  $p_r \approx q_{nr} = 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1} - q_{LFD} = 0.7 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $R \approx 10^2$ ; здесь  $R$  – отношение квадрата волновой функции дейтрона при  $q_{LFD}$  и  $q_{nr}$ , определенное следующим соотношением

$$R = \frac{u^2(q_{LFD}) + w^2(q_{LFD})}{u^2(q_{nr}) + w^2(q_{nr})}. \quad (10)$$

Здесь  $u$  ( $w$ ) –  $S$  ( $D$ )-компонента волновой функции дейтрона,  $\vec{q}_{nr} = (\vec{p}_N - \vec{p}_r)/2 = -\vec{p}_r - \vec{p}_B/2$  – нерелятивистский относительный импульс, где  $\vec{p}_k$  ( $k = r, N, B$ ) – 3-импульс нуклона (ядра) в системе покоя исходного ядра. Расчет величины  $R$  выполнен для волновых функций дейтрона с разными моделями для  $NN$ -потенциала – парижским [10], боннским [11] и CD Bonn [12] и приведен на рис. 3. Из рисунка следует, что при значениях импульса нуклона отдачи  $p_r$  меньше  $0.4 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  отношение  $R$  близко к единице, что указывает на незначительное влияние релятивистских эффектов в этой области, но при  $p_r > 0.5 - 1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$   $R$  быстро возрастает с ростом  $p_r$ , достигая на грани-



**Рис. 4.** Число событий в реакции (в относительных единицах) в зависимости от угла вылета рассеянного нуклона  $\theta_1$  для парижского [10] (штриховая линия) и CD Bonn [12] (сплошная) потенциалов  $NN$ -взаимодействия при разных значениях модуля импульса нуклона отдачи  $p_r$ : 1 – 0.4, 2 – 0.5, 3 – 0.6, 4 – 0.8, 5 – 1.0  $\text{ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ .

це этого интервала значений  $\sim 10 - 10^2$ , и существенно зависит от типа потенциала  $NN$ -взаимодействия.

На рис. 4 приведены результаты расчета числа событий  $N(p_r, \theta_1)$  (в относительных единицах) для перехода на уровень 0.717 МэВ в зависимости от угла вылета рассеянного нуклона  $\theta_1$  при разных значениях импульса нуклона-спектатора  $p_r = 0.5 - 1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  для парижского (штриховая линия) и CD Bonn (сплошная) потенциалов  $NN$ -взаимодействия. Углы вылета нуклона-спектатора  $p_r$  и ядра-остатка в системе покоя ядра-мишени равны  $\theta_r = 6^\circ$ ,  $\phi_r = 0$ ,  $\theta_B = 36^\circ$ ,  $\phi_B = 180^\circ$  соответственно; импульс ядра-остатка  $p_B$  положен равным  $1 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ . Переходу на этот уровень соответствует  $S$ -волновая функция относительного движения центров масс  $NN$ -пары и ядра-остатка с квантовыми числами  $\nu\Lambda = 20$ . Уменьшение скорости счета с ростом угла  $\theta_1$  связано с ростом угла рассеяния  $\theta_{cm}^{pp}$  в квазисвободном процессе  $pN \rightarrow pN$  в верхней вершине полюсной диаграммы на рис. 1а от  $\approx 30^\circ$  до  $\approx 90^\circ$  и, соответственно, с уменьшением сечения свободного  $pp$ -рассеяния, которое берется из экспериментальных данных [13]. Из рисунка видно, что при больших импульсах  $p_r > 0.7 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  результат существенно зависит от типа  $NN$ -потенциала, изменяясь примерно в 2 раза при переходе от парижского потенциала [10] к модели CD Bonn [11]. Кроме того, при больших импульсах

$p_r = 0.8-1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ , что эквивалентно большим значениям относительного импульса нуклонов в  $NN$ -паре  $q_{\text{LFD}} \sim 0.6-0.7 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ , величина сечения свободного  $pp$ -рассеяния существенно зависит от способа вывода амплитуды на массовую поверхность. А именно, угол  $pp$ -рассеяния  $\theta_{\text{cm}}^{pp}$  при заданной инвариантной массе  $\sqrt{s}$  можно вычислить либо по квадрату переданного 4-импульса  $t = (p - p_1)^2$ , либо по  $\bar{t} = (p_N - p_2)^2$ . Для рассеяния вне массовой поверхности эти значения различны, и различие тем больше, чем больше внутренний импульс  $q_{\text{LFD}}$ . При  $p_r = 0.8-1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  это приводит к различию в дифференциальном сечении  $pp$ -рассеяния с фактором  $\sim 2$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В приближении плоских волн в работе развит формализм для расчета сечения реакции  $^{12}\text{C} + p \rightarrow p + p + N + ^{10}\text{A}$  в предположении механизма квазиупругого выбивания нуклона протоном из коррелированной двухнуклонной пары. Развитый формализм может быть использован для описания реакций типа  $^{12}\text{C}(p, 3N)^{10}\text{A}$ . Численные оценки показывают, что релятивистские эффекты во внутреннем движении нуклонов в коррелированной  $NN$ -паре становятся существенными при импульсе нуклона-отдачи (нуклона-спектатора)  $p_r \geq 0.5 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ . При таких значениях импульса  $p_r$  становится существенной зависимость сечения процесса от типа потенциала  $NN$ -взаимодействия на малых расстояниях. При этом в расчет вероятности подпроцесса  $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$  при  $q_{\text{rel}} \geq 0.6 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  вносится неопределенность с фактором  $\sim 2$ , если квадрат амплитуды  $pN$ -рассеяния вне массовой поверхности заменяется в импульсном приближении дифференциальным сечением свободного упругого  $pN$ -рассеяния. Та-

ким образом, получение данных о распределении по внутреннему импульсу  $q_{\text{rel}}$  в КНК-парах при больших импульсах  $q_{\text{rel}} \geq 0.6 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$  является очень важной задачей, но представляет серьезную проблему даже в случае простейшего полюсного механизма реакции.

Автор признателен М. Пацюк и Э. Пиасецкому за обсуждение работы. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-40046).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hen O., Miller G.A., Piasetzky E., Weinstein L.B.* // *Rev. Mod. Phys.* 2017. V. 89. Art. № 045002.
2. *Duer M., Schmidt A., Pybus J.R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. Art. № 172502.
3. *Cohen E.O., Hen O., Piasetzky E. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. Art. № 092501.
4. *Ero J., Fodor Z., Koncz Z. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 372. P. 317.
5. [http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=proposal\\_bmn\\_dubna\\_final.pdf](http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=proposal_bmn_dubna_final.pdf).
6. *Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414 с.
7. *Бояркина А.Н.* Структура ядер 1р-оболочки. М.: МГУ, 1973. 62 с.
8. *Жусупов М.А., Узиков Ю.Н.* // *ЭЧАЯ.* 1987. Т. 18. № 2. С. 323; *Zhusupov M. A., Uzikov Yu.N.* // *Sov. J. Part. Nucl.* 1987. V. 18. № 2. P. 136.
9. *Узиков Ю.Н.* // *ЯФ.* 1992. Т. 55. № 9. С. 2374; *Uz-ikov Yu.N.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1992. V. 55. № 9. P. 1319.
10. *Lacombe M., Loiseau B., Mau R.V. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1980. V. 21. P. 861.
11. *Machleidt R., Holinde K., Elster C.* // *Phys. Rep.* 1987. V. 149. P. 1.
12. *Machleidt R.* // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. Art. № 024001.
13. *Kammerud R.C., Brabson B.B., Crittenden R.R. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1971. V. 4. № 5. P. 1309.