Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 8, с. 571 – 577

Универсальные импульсные распределения и короткодействующие корреляции нуклонов

О. А. Рубцова[1)], *В. Н. Померанцев*[1)]

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 августа 2024 г.
После переработки 5 сентября 2024 г.
Принята к публикации 7 сентября 2024 г.

Исследуется проблема построения универсальных двухнуклонных импульсных распределений для основных NN-конфигураций ${}^1S_0$ и ${}^3S_1$-${}^3D_1$, используемых при описании короткодействующих корреляций нуклонов в ядрах. Предложен новый метод вычисления таких распределений и изучены их свойства. В качестве иллюстраций приводятся расчеты для нескольких современных реалистических NN-потенциалов, включая взаимодействие, учитывающее ненуклонные степени свободы. Предложена новая характеристика, определяющая отношение долей высокоимпульсных компонент для спин-синглетных и спин-триплетных NN-распределений при низких энергиях, которая может быть полезна для сравнительной оценки изоспиновой зависимости короткодействующих корреляций при расчетах с различными потенциалами NN-взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0370274X24100131, EDN: RGICNJ

1. Введение. В последние годы проблема короткодействующих корреляций (КДК) в ядрах [1, 2] стала очень актуальной благодаря новым эксклюзивным экспериментам по электрорасщеплению ядер $(e, e'NN)$ в квазиупругой кинематике с регистрацией трех частиц на совпадение [3]. Продолжают уточняться и данные по инклюзивным и полуэксклюзивным реакциям [4, 5]. Также проблема КДК исследуется и в экспериментах $(p, 2pN)$, проводящихся на установке NICA [6, 7].

Сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями, полученными в результате точного решения задачи многих тел с различными нуклон-нуклонными (NN) взаимодействиями, позволило бы решить проблему КДК. Однако, ввиду сложности решения задачи рассеяния с участием A нуклонов, при анализе КДК в ядрах с $A > 3$ неизбежно используются аппроксимации. Простейшей из них является плоско-волновое импульсное приближение (Plane-Wave Impulse Approximation), при котором сечение квазиупругого выбивания $(e, e'NN)$ пропорционально спектральной функции нуклонов в ядре или, при дальнейшем упрощении, соответствующему двухнуклонному импульсному распределению ρ_{NN}. С точностью до такого приближения новые эксклюзивные эксперименты позволяют восстановить импульсные распределения нуклонов, а также исследовать изоспиновую зависимость КДК.

[1)]e-mail: rubtsova@nucl-th.sinp.msu.ru; pomeran@nucl-th.sinp.msu.ru

Двухнуклонное импульсное распределение в ядре ρ_{NN} зависит от относительного импульса нуклонов $\mathbf{k}$, импульса их центра масс $\mathbf{Q}$ и угла между этими векторами θ. Важным свойством таких распределений является их факторизация при высоких относительных импульсах k и малых импульсах центра масс Q, а также скейлинг для двухнуклонных (nn, pp и np) импульсных распределений в области высоких относительных импульсов. В серии работ К. Чиофи с соавт. (см., например, [8]) на основе микроскопических расчетов для систем A нуклонов показано, что импульсные распределения для ряда легких ядер (^{3}H, ^{3}He, ^{4}He, ^{12}C, ^{16}O, ^{40}Ca) при $Q < 1 - 1.5$ фм$^{-1}$ и $k > 1.5 - 2$ фм$^{-1}$ не зависят от угла θ и факторизуются следующим образом:

$$\rho^A_{NN}(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) = \rho^A_{NN}(k, Q, \theta) \approx C_A \rho_{NN}(k) \rho^A_{CM}(Q), \quad (1)$$

где C_A – константа, зависящая от ядра A (так называемый ядерный контакт), $\rho^A_{CM}(Q)$ – распределение по импульсу центра масс пары нуклонов, а функция $\rho_{NN}(k)$ не зависит от ядра, т.е. является универсальным NN распределением. В случае триплетных np-пар это универсальное распределение совпадает с распределением нуклонов в дейтроне $\rho_{np}(k) = \rho_d(k)$.

Очевидно, что свойство факторизации двухнуклонного импульсного распределения предполагает существование аналогичного универсального распределения для спин-синглетных пар, т.е. pp- и nn-пар, а также спин-синглетных np-пар. Поскольку пара нуклонов не образует связанного синглетного состояния, то возникает проблема получения такого универсального распределения для синглета в двухчастичном случае. Одно из возможных решений состоит в использовании волновой функции виртуального синглетного состояния, аппроксимацию которой можно построить в случае сепарабельного взаимодействия нуклонов [9]. Другой вариант, предлагаемый в рамках обобщенного контактного формализма (ОКФ) [10, 11], состоит в использовании функций рассеяния при нулевой энергии, нормированных интегралом по высокоимпульсной части, причем как в синглетном, так и в триплетном каналах. При этом в рамках ОКФ используются проинтегрированные по импульсу центра масс пары Q импульсные распределения (1) для ядер, которые также оказываются пропорциональными в высокимпульсной части построенным двухчастичным универсальным распределениям как для триплетного канала, так и для синглетного. Отметим, что ОКФ широко используется в настоящее время для вычисления различных характеристик КДК в ядрах, а также для параметризации сечений электрорасщепления [12].

Данная работа посвящена детальному исследованию свойств распределений по относительному импульсу в связанных и несвязанных парах нуклонов, взаимодействующих в вакууме, а также разработке альтернативного метода их расчета. В соответствии с терминологией, используемой в работах по ОКФ [10, 11], такие распределения в области больших импульсов мы будем называть универсальными импульсными распределениями (УИР). Ниже мы покажем, что для построения таких распределений нет необходимости в решении задачи рассеяния строго при нулевой энергии, и можно рассматривать функции рассеяния при небольших энергиях, что расширяет диапазон методов, которые можно использовать для их вычисления. Кроме того, мы рассматриваем влияние ядерной среды на импульсные распределения в модели бесконечной ядерной материи. Также в этой работе вводится величина, позволяющая количественно сравнить вклады от высокоимпульсных частей функций в дискретном и непрерывном спектре, которая будет полезна для оценок соотношений между pp- и np-кореляциями в ядрах для различных NN-взаимодействий.

В качестве техники для расчета универсальных функций мы используем метод пакетной дискретизации континуума (МПДК) [13, 14], подходящий для расчетов функций непрерывного спектра в свободном пространстве и в ядерной материи.

2. Метод построения универсальных импульсных распределений. Рассмотрим уравнение Липпмана–Швингера для волновой функции двухнуклонной системы в импульсном представлении для определенного спина пары σ (мы используем единицы, в которых $\hbar = 1$):

$$\psi_{\mathbf{p}}^{(+)\sigma}(\mathbf{k}) = \psi_{\mathbf{p}}^{0\sigma}(\mathbf{k}) + \int d\mathbf{k}' \frac{V^{\sigma}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\psi_{\mathbf{p}}^{(+)\sigma}(\mathbf{k}')}{\frac{p^2}{m} + i0 - \frac{k^2}{m}}, \quad (2)$$

где ψ^0 – функция свободного движения (плоская волна), V^{σ} – потенциал NN-взаимодействия, m – масса нуклона, и $p = \sqrt{mE}$ – относительный on-shell импульс, соответствующий энергии E. Ниже для удобства мы будем использовать индексы s и t для обозначения функций для синглетного $^1S_0$ и связанных триплетных каналов $^3S_1$-$^3D_1$ соответственно, а также опустим верхний индекс $(+)$ у волновой функции.

После разложения по парциальным волнам получим уравнения для парциальных компонент волновой функции. Для канала $^1S_0$ ($l = 0$ и $\sigma = 0$) такое уравнение имеет вид:

$$\psi_p^s(k) = \frac{\delta(k-p)}{k^2} + \int_0^{\infty} \frac{dk'(k')^2}{2\pi^2} \frac{V^s(k,k')\psi_p^s(k')}{\frac{p^2}{m} + i0 - \frac{k^2}{m}}. \quad (3)$$

Эти функции нормированы согласно условию: $\int_0^{\infty} dk k^2 \psi_p^{*s}(k)\psi_{p'}^s(k) = \frac{\delta(p-p')}{p^2}$, и имеют размерность, отличную от размерности функций дискретного спектра.

Определим высокоимпульсную часть интеграла от квадрата модуля такой волновой функции следующим образом:

$$a_2^s(p) = \int_{p_0}^{\infty} dk k^2 |\psi_p^s(k)|^2, \quad (4)$$

где p_0 определяет границу высокоимпульсной области. Отметим, что $a_2^s(p)$ – размерная величина и имеет размерность фм^3.

В рамках ОКФ [11] УИР для nn- и pp-пар определяется через квадрат модуля волновой функции, полученной из решения уравнения (3) при $p = 0$ и нормированной на 1 в высокоимпульсной области. Рассмотрим такие распределения и при ненулевых p. Их можно получить из функций непрерывного спектра путем перенормировки:

$$\rho_p^s(k) \equiv \frac{|\psi_p^s(k)|^2}{a_2^s(p)}. \quad (5)$$

Заметим, что поскольку импульсное распределение определяется как квадрат модуля волновой функции, то не имеет значения, какому граничному условию удовлетворяет волновая функция.

Для вычисления волновых функций удобно использовать метод пакетной дискретизации континуума [13]. Суть этого метода состоит в разбиении импульсного пространства (в каждой парциальной волне) на непересекающиеся интервалы $\{\mathfrak{d}_i = [k_{i-1}, k_i]\}_{i=1}^N$ и введении базисных функций (свободных волновых пакетов), радиальные части которых имеют следующий вид:

$$x_i(k) = \frac{\theta(k \in \mathfrak{d}_i)}{k\sqrt{d_i}}, \quad d_i = k_i - k_{i-1}, \quad i = 1, \ldots, N. \quad (6)$$

где θ-функция отлична от нуля и равна 1, если k принадлежит интервалу $\mathfrak{d}_i$.

В пакетном базисе волновая функция представляется в виде разложения $\psi_p^s(k) \approx \sum_{i=1}^N C_i x_i(k)$, а уравнение (3) сводится к системе алгебраических уравнений:

$$\sum_{i'=1}^N (\delta_{ii'} - g_{0i}(p) V_{ii'}) C_{i'} = \delta_{ii_0}, \quad i = 1, \ldots, N, \quad (7)$$

где $g_{0i}(p)$ – диагональные матричные элементы резольвенты свободного гамильтониана, $V_{ii'}$ – матричные элементы потенциала взаимодействия, а индекс i_0 определяет on-shell интервал, которому принадлежит p (см. детали в работе [13]). Таким образом, при проектировании в пакетный базис дельта-функция, входящая в неоднородный член уравнения (3), усредняется, а уравнение (7) в пакетном базисе не содержит сингулярностей.

3. Примеры импульсных NN-распределений для разных взаимодействий и их свойства. Рассмотрим импульсные NN-распределения (5), которые получаются из решения уравнения (7) при низких энергиях. В качестве границы высокоимпульсной области везде в этой работе будем использовать значение $p_0 = 1.4\,\text{фм}^{-1}$.

Такие распределения для канала $^1S_0$, найденные для наймегенского NN-потенциала (тип II) [15], показаны на рис. 1. Как видно из этого рисунка, все распределения отличаются только при малых импульсах, причем функции имеют характерные всплески вблизи on-shell импульса p, отвечающие усредненной дельта-функции, входящей в решение. Однако в высокоимпульсной части, при $k > p_0$, все распределения совпадают.

Это свойство волновых функций становится очевидным, если рассмотреть уравнение Шредингера в импульсном представлении:

$$\frac{k^2 - p^2}{m} \psi_p^s(k) + \int_0^\infty \frac{dk'(k')^2}{2\pi^2} V^s(k,k') \psi_p^s(k') = 0. \quad (8)$$

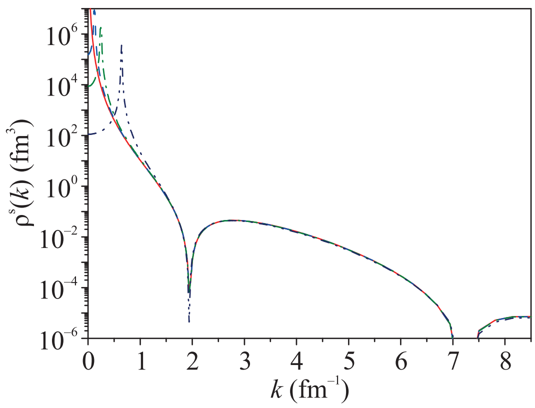

Рис. 1. (Цветной онлайн) Импульсные распределения в канале $^1S_0$ для наймегенского потенциала, построенные из функций континуума при разных энергиях: 0.0004 МэВ (сплошная кривая), 0.62 МэВ (штриховая кривая), 2.5 МэВ (штрих-пунктирная кривая), 17.15 МэВ (штрих-пунктир-пунктирная кривая)

Легко видеть, что решение этого уравнения в области $k \gg p$ практически не зависит от p. Поэтому при условии нормировки "на хвост" согласно (5), все функции с $p \ll p_0$ фактически совпадают друг с другом в высокоимпульсной области $k > p_0$. Это свойство можно записать в следующем виде:

$$|\psi_p^s(k)|^2 \approx a_2^s(p) \rho^s(k), \quad k \geq p_0, \quad p \ll p_0, \quad (9)$$

где высокоимпульсная часть распределения $\rho^s(k)$ не зависит от on-shell импульса p. Согласно свойству факторизации, двухнуклонные импульсные распределения в ядрах при больших импульсах k пропорциональны $\rho^s(k)$ [10].

Таким образом, для построения высокоимпульсных частей универсальных импульсных pp-распределений нет необходимости решать уравнение Липпмана–Швингера (или уравнение Шредингера) строго при нулевой энергии, достаточно выполнения условия $p \ll p_0$.

Вычислим УИР для четырех типов потенциалов: наймегенского (Nijm II) [15], боннского (CD Bonn) [16], а также двух вариантов дибарионной модели: Dib I [17] и Dib II [18]. В дибарионной модели предполагается возможность образования промежуточного шестикваркового состояния (дибариона) при сближении нуклонов. Это приводит к эффективному NN-взаимодействию, зависящему от энергии. Тем не менее, волновые функции для такой модели можно найти по той же схеме, что и для не зависящих от энергии потенциалов. Оба варианта модели, рассматриваемые в этой работе, позволяют воспроизвести амплитуды рассеяния для двух основных

NN-конфигураций, однако соответствующие волновые функции отличаются в области высоких импульсов.

На рисунке 2 приводятся импульсные распределения для NN-канала $^1S_0$, полученные в пакетном базисе для четырех рассмотренных потенциалов. Как видно из этого рисунка, различия рассматриваемых распределений в основном определяются положениями минимумов (т.е. нулей волновой функции). Первый минимум будет определять область минимума pp-корреляций в ядрах, т.е. область наблюдаемого доминирования np-корреляций над pp-корреляциями. Для самого “мягкого” боннского потенциала этот минимум смещен вправо, в то время как для дибарионной модели I он заметно смещен влево, в область более низких импульсов.

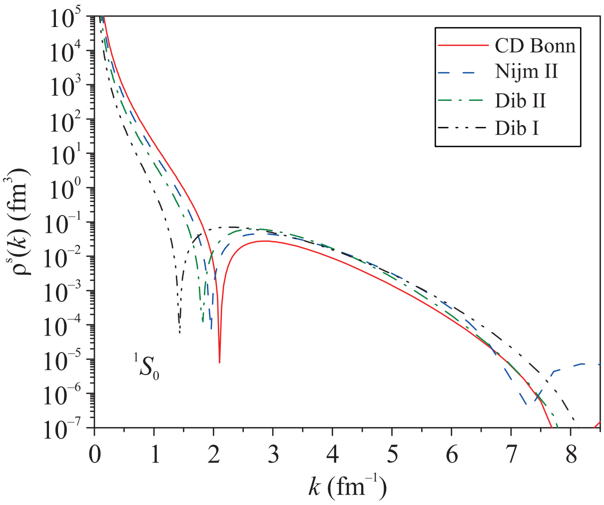

Рис. 2. (Цветной онлайн) Импульсные распределения в канале $^1S_0$ для разных NN-потенциалов

4. Импульсные распределения для спин-триплетного канала $^3S_1$-$^3D_1$. Следует отметить, что аналогичным свойством – совпадением высокоимпульсных частей при одинаковой нормировке функций – обладают и импульсные np-распределения для связанных каналов $^3S_1$-$^3D_1$. Здесь, однако, есть функция связанного состояния, для которой импульсное распределение вычисляется через квадрат модуля импульсной зависимости волновой функции дейтрона, $|\phi_d(k)|^2 \equiv |\phi_d^S(k)|^2 + |\phi_d^D(k)|^2$, следующим образом:

$$\rho^t(k) \equiv |\phi_d(k)|^2/a_2^d, \quad a_2^d = \int_{p_0}^{\infty} dk k^2 |\phi_d(k)|^2, \quad (10)$$

где a_2^d – безразмерная величина, определяющая вклад от высокоимпульсных компонент в импульсное распределение для дейтрона [19].

Построим также и УИР по функциям непрерывного спектра аналогично (5) с учетом вкладов S- и D-волновых компонент волновой функции. При этом функции a_2 будут определяться согласно:

$$a_2^{t,l}(p) \equiv \int_{p_0}^{\infty} dk k^2 |\psi_p^{t,l}(k)|^2, \quad l = 0, 2, \quad (11)$$

где квадрат модуля функции континуума состоит из суммы S- и D-компонент, а индекс l определяет канал с падающей волной[2)].

Соответствующие функции для наймегенского потенциала приводятся на рис. 3 в сравнении с импульсным распределением для дейтрона, нормированным согласно (10). Поскольку в высокоимпульсной части все функции одинаковые, в качестве универсального np-распределения удобно использовать именно дейтронное.

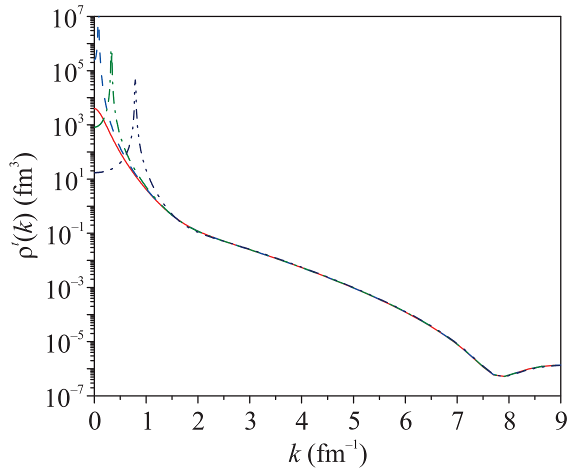

Рис. 3. (Цветной онлайн) Импульсные распределения в каналах $^3SD_1$ для наймегенского потенциала, построенные из функций при разных энергиях: −2.22 МэВ (сплошная кривая), 0.275 МэВ (штриховая кривая), 4.52 МэВ (штрих-пунктирная кривая), 25.96 МэВ (штрих-пунктир-пунктирная кривая)

На рисунке 4 приведены УИР для триплетных np-пар, т.е. для связанных каналов $^3S_1$-$^3D_1$, полученные из дейтронного импульсного распределения $|\phi_d(k)|^2$ для различных NN-потенциалов с условием нормировки (10).

Следует отметить, что в работах [20, 21] была доказана пропорциональность на малых расстояниях функций рассеяния (при низких энергиях) и функции связанного состояния в координатном пространстве для триплетного S-волнового взаимодействия на основе аналитического продолжения волновых

[2)] Напомним, что при каждом p здесь есть два линейно независимых решения.

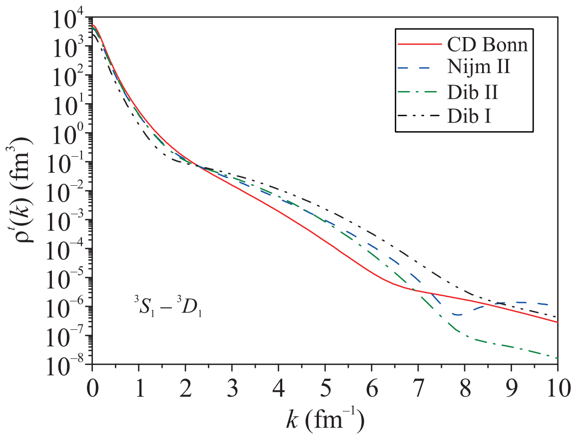

Рис. 4. (Цветной онлайн) Импульсные распределения в каналах $^3SD_1$ для разных NN-потенциалов

функций рассеяния в дейтронный полюс. По сути, это то же самое свойство, которое мы продемонстрировали в этой работе для высокоимпульсных частей импульсных распределений для триплетного канала, включающих S- и D-волновые компоненты для реалистических потенциалов NN-взаимодействия.

5. Сравнительные оценки высокоимпульсных вкладов. Величина a_2^d определяет долю высокоимпульсной части в полном импульсном распределении дейтрона. Значения этой величины заметно отличаются для разных моделей NN-взаимодействия [19]. Они равны: 0.032 – для боннского потенциала, 0.041 – для наймегенского потенциала, 0.039 – для дибарионного потенциала II, 0.068 для дибарионного потенциала I.

Возникает вопрос, как оценить доли высокоимпульсных компонент для функций рассеяния, и, в частности, для синглетного канала. Как было указано выше, величины $a_2(p)$, которые мы ввели для функций непрерывного спектра, являются размерными и их нельзя сопоставить напрямую с величинами a_2^d для связанного состояния. Однако можно рассмотреть суммарный (интегральный) вклад от высокоимпульсных компонент в каждом канале от состояний с on-shell импульсом, меньшим или равным некоторого значения q ($q \ll p_0$), через интегралы:

$$A_2^s(q) = \int_0^q dpp^2 a_2^s(p), \;\; A_2^t(q) = \sum_{l=0,2} \int_0^q dpp^2 a_2^{t,l}(p). \tag{12}$$

Отношение таких интегральных величин в разных каналах (с учетом вклада от связанного состояния):

$$\eta(q) \equiv A_2^s(q) / \left(a_2^d + A_2^t(q) \right), \tag{13}$$

позволяет оценить соотношение высокоимпульсных компонент волновых функций для синглетного и триплетного каналов при низких энергиях для рассматриваемого потенциала NN-взаимодействия.

Отношение $\eta(q)$ приводится на рис. 5 для рассмотренных четырех моделей NN-взаимодействия. Как видно из этого рисунка, это отношение между долями высокоимпульсных компонент для синглетного и триплетного каналов оказывается различным для разных потенциалов, т.е. является модельнозависимым. При этом вклады от высокоимпульсных компонент для синглетного канала при малых энергиях существенно меньше, чем для триплетного ($\eta(q) \ll 1$) для всех рассмотренных взаимодействий. Также видно, что для потенциалов дибарионной модели относительные высокоимпульсные компоненты для функций синглетного канала больше, чем для традиционных мезон-обменных потенциалов. При этом, хотя универсальные функции для дибарионного потенциала II и для наймегенского потенциала для синглетного и триплетного каналов достаточно близки друг к другу (см. рис. 2 и 4) вплоть до импульсов порядка 7 фм$^{-1}$, отношение $\eta(q)$ для дибарионного потенциала оказывается заметно большим, что, скорее всего, приведет к более сильным pp-корреляциям в ядрах.

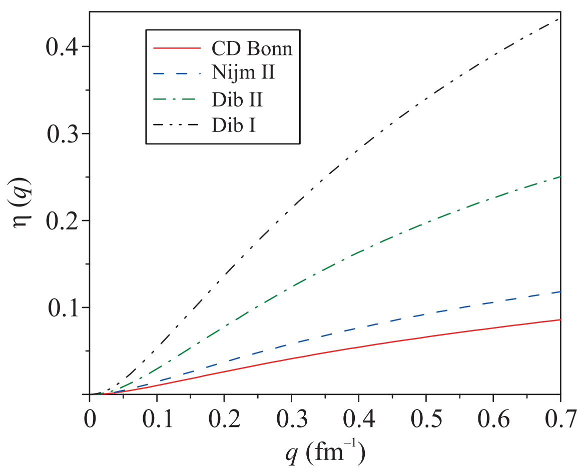

Рис. 5. (Цветной онлайн) Отношения $\eta(p)$ для синглетного и триплетного каналов для разных NN-потенциалов

Таким образом, предложенная величина $\eta(q)$ дополняет используемый в литературе параметр a_2^d для связанного состояния и позволяет сделать предварительную сравнительную оценку изоспиновой зависимости КДК для разных потенциалов NN-взаимодействия.

6. Импульсные распределения нуклонов в ядерной среде. В качестве еще одной иллюстрации рассмотрим высокоимпульсное поведение импульсных распределений в ядерной среде. Ранее было показано [14], что можно определить эффективный гамильтониан для пары нуклонов, находящихся над поверхностью Ферми. В определенном диапазоне плотностей у такого гамильтониана возникают связанные состояния (состояния с энергиями ниже двойной энергии Ферми $2e_F$), причем как для триплетного, так и для синглетного каналов[3)].

Исследуем далее высокоимпульсные компоненты волновых функций таких связанных состояний. В импульсном представлении волновая функция такого состояния в канале $^1S_0$ при нулевом импульсе центра масс удовлетворяет уравнению:

$$\frac{k^2-k_\mathrm{B}^2}{m}\psi_B^s(k)+\int_{k_F}^{\infty}\frac{dk'k'^2}{2\pi^2}V^s(k,k')\psi_\mathrm{B}^s(k')=0, \quad (14)$$

где k_F – импульс Ферми для рассматриваемой среды, а уравнение решается в подпространстве $k, k' \geq k_F$ (так называемом Паули-разрешенном подпространстве). При этом энергия связанного состояния отрицательна и определяется из соотношения $E_\mathrm{B} = \frac{k_\mathrm{B}^2}{m} - 2e_F$, где $e_F = \frac{k_F^2}{2m}$.

В работе [14] описан метод расчета таких состояний в том же пакетном базисе, который мы использовали выше. Эти функции нормированы на единицу, поэтому для их нормировки на высокоимпульсную часть можно ввести безразмерные множители $a_2^{s,t}$. На рисунке 6 представлены импульсные распределения для связанных состояний двух нуклонов в ядерной среде в синглетном и триплетном каналах при импульсе Ферми $k_F = 0.6\,\text{фм}^{-1}$ для боннского потенциала в сравнении с УИР для того же взаимодействия, полученными выше. В высокоимпульсных частях сравниваемые функции практически неотличимы, что подтверждает универсальность двухнуклонных КДК. Полученные доли высокоимпульсных компонент для синглетной и триплетной функций составляют $a_2^s = 0.0018$ и $a_2^t = 0.041$ соответственно. Несмотря на то, что синглетные нуклоны здесь связаны, снова наблюдается значительное превышение вклада высокоимпульсной компоненты для триплетного канала по сравнению с синглетным.

Мы нашли также доли высокоимпульсых компоненент для двух других взаимодействий, рассматриваемых в этой работе. Отношения a_2^s/a_2^t при $k_F = 0.6\,\text{фм}^{-1}$ для разных NN-потенциалов получаются следующие: 0.044 (CD Bonn), 0.058 (Nijm II), 0.142 (Dib II). Как мы видим, эти отношения располагаются в той же последовательности, что и кривые $\eta(q)$, приведенные на рис. 5 для NN-взаимодействий в вакууме.

[3)] Такие состояния отвечают собственным функциям ядра уравнения Бете–Голдстоуна с единичными собственными значениями.

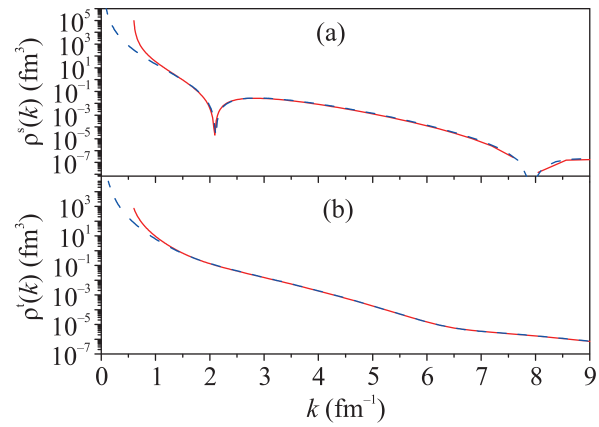

Рис. 6. (Цветной онлайн) Импульсные распределения в каналах $^1S_0$ (a) и $^3S_1$-$^3D_1$ (b), найденные при расчетах в ядерной среде на основе уравнения (14) для боннского потенциала (сплошные кривые) в сравнении с УИР для того же потенциала (штриховые кривые)

7. Заключение. Показано, что при выбранном условии нормировки на высокоимпульсную часть в качестве универсальных импульсных распределений можно использовать двухчастичные волновые функции рассеяния при любой достаточно малой энергии. Это свойство открывает широкие возможности для вычисления таких распределений. В этой работе был использован МПДК, однако здесь можно использовать и любые другие подходы, которые традиционно применяются для вычисления функций непрерывного спектра. В частности, для построения универсальных распределений можно использовать и псевдосостояния гамильтониана, полученные в L^2 базисе, если базис позволяет описать область высоких импульсов. Такое исследование мы планируем в будущем.

Также в работе предложена функция $\eta(q)$, позволяющая сравнить вклады высокоимпульсных компонент для спин-синглетного и спин-триплетного каналов при низких энергиях. Такая функция зависит от используемой модели NN-взаимодействия и может служить дополнительной характеристикой изоспиновой зависимости КДК.

Кроме того, мы исследовали импульсные распределения, отвечающие связанным состояниям коррелированных пар нуклонов выше поверхности Ферми в ядерной среде. Показано, что импульсные распределения для таких состояний в области больших импульсов пропорциональны универсальным NN-распределениям.

Финансирование работы. Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда # 23-22-00072, https://rscf.ru/project/23-22-00072/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. C. Ciofi degli Atti, Phys. Rep. **590**, 1 (2015).
2. J. Arrington, N. Fomin, and A. Schmidt, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **72**, 307 (2022).
3. M. Duer, O. Hen, E. Piasetzky et al. (CLAS Collaboration), Nature **560**, 617 (2018).
4. S. Li, R. Cruz-Torres, N. Santiesteban et al. (Collaboration), Nature **609**, 41 (2022).
5. R. Cruz-Torres, D. Nguyen, F. Hauenstein et al. (Jlab Hall A Tritium Collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**, 212501 (2020).
6. M. Patsyuk, J. Kahlbow, G. Laskaris et al. (The BM@N Collaboration), Nat. Phys. **17**, 693 (2021).
7. A. B. Larionov and Yu. N. Uzikov, Phys. Rev. C **109**, 064601 (2024).
8. M. Alvioli, C. Ciofi degli Atti, and H. Morita, Phys. Rev. C **94**, 044309 (2016).
9. Yu. N. Uzikov and A. Uvarov, Phys. Part. Nucl. **53**, 426 (2022).
10. R. Cruz-Torres, D. Londaroni, R. Weiss, M. Piarulli, N. Barnea, D. W. Higinbotham, E. Piasetzky, A. Schmidt, L. B. Weinstein, R. B. Wiringa, and O. Hen, Nat. Phys. **17**, 306 (2021).
11. R. Weiss, R. Cruz-Torres, N. Barnea, E. Piasetzky, and O. Hen, Phys. Lett. B **780**, 211 (2018).
12. R. Weiss, A. W. Denniston, J. R. Pybus, O. Hen, E. Piasetzky, A. Schmidt, L. B. Weinstein, and N. Barnea, Phys. Rev. C **103**, L031301 (2021).
13. O. A. Rubtsova, V. I. Kukulin, and V. N. Pomerantsev, Ann. Phys. **360**, 613 (2015).
14. H. Müther, O. A. Rubtsova, V. I. Kukulin, and V. N. Pomerantsev, Phys. Rev. C **94**, 024328 (2016).
15. V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
16. R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
17. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovsky, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, Int. J. Mod. Phys. E **11**, 1 (2002).
18. V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, O. A. Rubtsova, M. N. Platonova, and I. T. Obukhovsky, Chin. Phys. C **46**, 114106 (2022).
19. F. Sammarruca, Phys. Rev. C **92**, 044003 (2015).
20. G. Fäldt and C. Wilkin, Phys. Lett. B **382**, 209 (1996).
21. G. Fäldt and C. Wilkin, Am. J. Phys. **66**, 876 (1998).