

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НУКЛОН- НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НА ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР И ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ И ЯДЕР С ЯДРАМИ

А. Н. Антонов, И. Ж. Петков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
Болгарской Академии Наук, София, Болгария

В обзоре приводятся результаты теоретических исследований влияния короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций на основные характеристики ядер и ядерных реакций в подходах без использования приближения среднего поля. Более детально этот вопрос рассматривается в рамках метода генераторной координаты, модели когерентных флуктуаций ядерной плотности (МКФ) и метода естественных орбиталей. Существенное внимание уделяется изучению импульсных и плотностных распределений нуклонов в ядрах на основе функциональной связи между ними. Рассматриваются также импульсные распределения двухнуклонных кластеров в ядрах. Обсуждаются спектральные функции и ширины глубоких дырочных ядерных состояний, энергии и распределения плотности нуклонов в основном и в возбужденных коллективных монопольных состояниях, числа заполнения и естественные орбитали в различных корреляционных подходах. Роль корреляций анализируется для ряда процессов взаимодействий частиц и ядер с ядрами, таких, как упругое и неупругое рассеяние электронов и протонов, упругое рассеяние α -частиц и более тяжелых ионов.

Results of theoretical investigations of short-range nucleon — nucleon correlation effects on basic characteristics of nuclei and nuclear reactions are presented in the review. Different approaches beyond the mean field approximation are used. The problems are considered in detail in the framework of the generator coordinate method, the coherent density fluctuation model (CDFM) and in the natural orbital method. A particular attention is paid to the study of nucleon momentum and density distributions in nuclei on the basis of the functional relation between them. Two-nucleon momentum distributions are also investigated. Spectral functions and widths of deep-hole nuclear states, energies and density distributions in ground and excited collective monopole states, as well as natural orbitals and occupation numbers are discussed within different correlation methods. Nucleon-nucleon correlation effects are studied in processes of particle — and nuclei-nuclei interactions, such as elastic and inelastic electron and proton scattering, and elastic alpha-particle and heavy ion scattering on nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

Анализ значительной части современных ядерно-физических экспериментов как при высоких, так и при низких энергиях требует выхода за пределы применимости приближения среднего поля. Следует упомянуть глубоконеупругое рассеяние протонов ядрами, инклюзивное и эксклюзивное электрон-ядерное рассеяние, которые указывают на наличие высокоимпульсных компонент импульсных распределений нуклонов (ИРН) в ядрах, на частичное уменьшение заселенности уровней ниже границы Ферми и частичное заполнение уровней выше этой границы в основном состоянии ядра, на наличие больших ширин широкодырочных ядерных состояний и др. Эти результаты не согласуются с предсказаниями модели оболочек. Особого внимания заслуживает изучение двух основных ядерных характеристик, а именно импульсного и плотностного распределений нуклонов в ядрах. В принципе эти распределения определяются одной и той же многочастичной волновой функцией, представленной в различных пространствах. Точная ядерная волновая функция (как решение многочастичной задачи) дает возможность определить как импульсное и плотностное распределения в системе, так и точную связь между этими характеристиками. Однако наличие короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций (КНК), тензорных корреляций, и др., которые связаны со специфическими особенностями нуклон-нуклонных сил, как и известные принципиальные трудности для решения многочастичной проблемы, заставляют использовать приближения при нахождении волновой функции системы. В различных ядерных моделях эти приближения ведут к невозможности одновременного корректного описания плотностного и импульсного распределений. Типичным примером этого являются подходы, развитые в рамках приближения Хартри — Фока (см., например, [1]), которые не включают существенную часть динамических КНК. В них достижение корректного описания плотностного распределения приводит к неудачам при определении распределения нуклонов по импульсам [2—4], которое чувствительно к динамическим корреляциям. Это заставляет развивать подходы вне рамок приближения среднего поля, которые учитывают подходящим способом нуклонные корреляции в ядрах.

В настоящем обзоре рассматриваются некоторые основные теоретические корреляционные подходы. Более подробно обсуждаются метод генераторной координаты, модель когерентных флуктуаций ядерной плотности и метод натуральных орбиталей в теории ядра. Раздел 2 посвящен исследованию влияния нуклон-нуклонных корреляций на основные ядерные характеристики, такие, как импульсные и плотностные распределения нуклонов, энергии и плотности ядер в основном и возбужденных коллективных состояниях, спектральные функции широкодырочных ядерных состояний, числа заполнения и натуральные орбитали. Влияние корреляций на сечения

упругого и неупругого рассеяния электронов и протонов ядрами, на сечения упругого рассеяния α -частиц и более тяжелых ионов обсуждается в разд. 3. Короткое изложение основных результатов приведено в заключении.

1. ЯДЕРНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ ВНЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Необходимость построения ядерных корреляционных подходов. Анализ процессов взаимодействия частиц с ядрами, упомянутых во введении, определяет необходимость детального изучения распределения нуклонов по импульсам, которое оказывается сильно зависящим от характерных особенностей ядерных сил [5]. Форма импульсных распределений нуклонов (ИРН) $n(k)$ в ядрах при импульсах $k \leq k_F$ (где k_F — импульс Ферми) определяется притягивающей частью нуклон-нуклонных сил на больших расстояниях. Поведение $n(k)$ при импульсах $k > k_F$ зависит от отталкивающей сердцевины нуклон-нуклонных сил на малых расстояниях. Поэтому следует ожидать, что высокоимпульсные компоненты ИРН в ядерной материи и в конечной ядерной системе будут схожими.

Ядерная оболочечная модель дает разумные результаты для $n(k)$ при $k \leq k_F$, где ИРН мало чувствительно к корреляциям. Для $k > k_F$, однако, наличие КННК ведет к поведению ИРН, которое не согласуется с предсказаниями этой модели. Качественно это можно объяснить тем, что потенциал оболочечной модели является гладким и соответствующие волновые функции не содержат высокоимпульсных компонент. Эта модель исключает возможность приобретения больших импульсов при сближении двух частиц. Ситуация в методе Хартри — Фока аналогична. Расчеты в этом методе в целом удовлетворительно воспроизводят такие ядерные характеристики, как энергии связи, плотностные распределения, радиусы и др. Результаты по ИРН, однако, близки к результатам оболочечной модели и отличаются от экспериментальных данных в области $k > k_F$. Главная причина этого состоит в том, что однодетерминантная волновая функция системы включает корреляции, связанные с принципом Паули, и не содержит всех существенных эффектов КННК. Согласно [6], реалистическое поведение ИРН $n(k)$ при больших импульсах является следствием корреляций, содержащихся в ядерной волновой функции Ψ недетерминантного типа.

Как было показано в [3, 7], подходящим критерием близости точной одночастичной матрице плотности (МП)

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = A \int \Psi^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2 \dots) \Psi(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2 \dots) d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 \dots d\mathbf{r}_A \quad (1)$$

к одночастичной МП $\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ (соответствующей однодетерминантной волновой функции системы) может служить требование минимально-

сти среднеквадратичного отклонения этих двух матриц:

$$\text{Tr} [(\rho - \rho_0)^2] = \min. \quad (2)$$

Было показано в [7], что это условие выполняется тогда, когда $\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ соответствует однодетерминантной волновой функции, построенной из натуральных орбиталей, т. е. одночастичных функций $\varphi_\alpha(\mathbf{r})$, для которых точная одночастичная матрица плотности имеет вид [8]:

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \varphi_{\alpha}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha}(\mathbf{r}'). \quad (3)$$

В (3) n_{α} числа заполнения состояния α , при этом $0 \leq n_{\alpha} \leq 1$, $\sum_{\alpha} n_{\alpha} = A$, где A — массовое число.

Решение многочастичной задачи в приближении Хартри — Фока приводит к одночастичной матрице плотности $\rho_0^{\text{ХФ}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, которая, вообще говоря, отличается от $\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, удовлетворяющей (2). Как было показано в [3], использование хартри-фововской процедуры согласования диагональных элементов МП ρ и $\rho_0^{\text{ХФ}}$ [$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \simeq \rho_0^{\text{ХФ}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, т. е. плотностных распределений, приводит к увеличению отклонения между недиагональными элементами этих двух матриц [$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и $\rho_0^{\text{ХФ}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ при $\mathbf{r} \neq \mathbf{r}'$]. Так как недиагональные элементы МП участвуют существенно в определении ИРН:

$$n(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (4)$$

то в методе Хартри — Фока оказывается невозможным одновременное реалистическое описание импульсного и плотностного распределений нуклонов. Это подтверждается на примере ядра ${}^4\text{He}$ [2], где показано, что однодетерминантная волновая функция не в состоянии описать формфактор (или зарядовую плотность) и импульсное распределение нуклонов в этом ядре.

Основные корреляционные подходы. В ряде теоретических подходов, учитывающих КННК, волновая функция основного состояния $\Psi(\{\mathbf{r}_i\})$ ($i = 1, \dots, A$) конструируется на основе волновой функции оболочечной модели $\Phi(\{\mathbf{r}_i\})$. Так, в [9] соотношением

$$\Psi(\{\mathbf{r}_i\}) = \hat{F}\Phi(\{\mathbf{r}_i\}) \quad (5)$$

вводится корреляционный оператор \hat{F} , который определяется двух-нуклонными силами.

В ястровском подходе [10—13] многочастичная волновая функция аппроксимируется вариационной волновой функцией, содержащей центральные, спиновые, изоспиновые, тензорные и спин-орбитальные корреляции пары нуклонов:

$$\Psi(\{\mathbf{r}_i\}) = \left(S \prod_{i>j=1}^A \mathcal{F}_{ij} \right) \Phi(\{\mathbf{r}_i\}), \quad (6)$$

где

$$\mathcal{F}_{ij} = \sum_{p=1}^8 f^p(r_{ij}) O_{ij}^p \quad (7)$$

и

$$O_{ij}^{p=1, \dots, 8} = 1, (\tau_i \cdot \tau_j), (\sigma_i \cdot \sigma_j), (\sigma_i \cdot \sigma_j), (\tau_i \cdot \tau_j), S_{ij}, \\ S_{ij} (\tau_i \cdot \tau_j), L \cdot S, L \cdot S (\tau_i \cdot \tau_j).$$

Параметры корреляционных функций $f^p(r_{ij})$ определяются требованием минимума энергии системы.

Влияние нуклон-нуклонных корреляций на свойства конечных ядер исследуется также в теории связанных кластеров или так называемом ехр S -методе (см., например, [6, 14]). В нем полная многочастичная волновая функция записывается в виде

$$|\Psi\rangle = \exp(\hat{S}) |\Phi\rangle, \quad (8)$$

где Φ — детерминант из одночастичных орбиталей, а $\hat{S} = \sum_{n=1}^A \hat{S}_n$ —

сумма операторов \hat{S}_n , создающих n -частично-дырочных возбуждений. Применение этой теории практически возможно лишь для легких ядер (${}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O}$ в [6]) с использованием процедуры обрезания системы нелинейных связанных уравнений для амплитуд, относящихся к \hat{S}_n .

Высокоимпульсные компоненты ИРН для ${}^{16}\text{O}$, аналогичные компоненты из [6], были получены в [15] на основе теории Бракнера для конечных ядер.

Следует отметить также развитый в [16] подход вне приближения среднего поля, где каждое состояние аппроксимируется линейной комбинацией нескольких проектированных детерминантов метода Хартри — Фока — Боголюбова.

Как было показано в [17], учет двухчастичных корреляций представляет серьезную трудность и в методе Хартри — Фока с зависимостью от времени. Диаграммы, учитывающие двухчастичные — двухдырочные возбуждения, включаются в метод с использованием эффективного взаимодействия зависящего от плотности. Пренебрежение временной зависимостью двухчастичных корреляций в методе, однако, вносит ошибку при исследовании реакций при высоких энергиях.

Представляет интерес рассмотрение влияния КННК в точно решаемой схематической одномерной модели N бозонов, взаимодействующих силами в виде дельта-функций [18—20]. Установлена степенная асимптотика импульсного распределения нуклонов

$$n(q) \underset{q \rightarrow \infty}{\sim} [\tilde{v}(q)]^2 \frac{1}{q^4} \quad (9)$$

и формфактора

$$F(q) \sim \left(\frac{\tilde{v}(q)}{q^2} \right)^{N-1} \quad \text{при } q/N \gg 1, \quad (10)$$

где $\tilde{v}(q)$ — фурье-преобразование двухчастичного потенциала.

В рамках метода исследования корреляционных эффектов с помощью унитарного двухчастичного корреляционного оператора [21], действующего на волновую функцию пары частиц в двухчастичной МП, предложена феноменологическая модель [22, 23] для изучения динамических короткодействующих и тензорных нуклон-нуклонных корреляций в конечных ядерных системах.

В бесконечной ядерной материи корреляционные подходы связаны с изучением массового оператора $\Sigma(k, E)$, соответствующего одночастичной функции Грина:

$$G(k, E) = \frac{1}{E - \frac{k^2}{2m} - \Sigma(k, E)}. \quad (11)$$

В случае, когда нуклон-нуклонное взаимодействие v позволяет разложение Σ по теории возмущений (по степеням v), представляет интерес рассмотрение членов за хартри-фоковским членом в различных подходах [24] и их влияние на числа заполнения одночастичных состояний [25, 26], эффективные массы, плотности уровней и др. [26]. В случае реалистических нуклон-нуклонных сил, когда это разложение неприменимо, проводятся частичные суммирования диаграмм, и это приводит к так называемому разложению массового оператора по дырочным линиям (или к низкоплотностному разложению) [24, 27—31]. Первым членом этого разложения является приближение Бракнера — Хартри — Фока (см., например, [24, 32]). Разложение дает возможность систематических расчетов средних значений n -частичных операторов в бесконечных и конечных (см. например, [15]) ядерных системах.

Метод генераторной координаты (МГК). Метод генераторной координаты [33, 34] предложен как вариационный метод для изучения коллективных движений нуклонов в атомных ядрах. В нем полная многочастичная волновая функция системы из A нуклонов записывается в виде

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) = \int f(x_1, x_2, \dots) \Phi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A; x_1, x_2, \dots) dx_1 dx_2 \dots \quad (12)$$

Генерирующая функция $\Phi\{\mathbf{r}_i; x_1, x_2, \dots\}$ ($i = 1, 2, \dots, A$) (зависит от радиус-векторов частиц $\{\mathbf{r}_i\}$ и генераторных координат x_1, x_2, \dots). Она может быть выбрана в виде детерминанта Слэтера, построенного из одночастичных функций частиц в потенциальной яме так называемого конструкционного потенциала, который харак-

теризуется параметрами $\{x_i\}$. Генераторная (или весовая) функция $f(x_1, x_2, \dots)$ определяется условием минимума энергии системы, приводящим к уравнению Хилла — Уййлера — Гриффина:

$$\int [\mathcal{H}(x, x') - EI(x, x')] f(x') dx' = 0, \quad x \equiv \{x_i\}. \quad (13)$$

Ядро перекрытия $I(x, x')$ и энергетическое ядро $\mathcal{H}(x, x')$ имеют вид

$$I(x, x') = \langle \Phi(\{r_i\}, x) | \Phi(\{r_i\}, x') \rangle, \quad (14)$$

$$\mathcal{H}(x, x') = \langle \Phi(\{r_i\}, x) | \hat{H} | \Phi(\{r_i\}, x') \rangle, \quad (15)$$

где

$$\hat{H} = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i < j} v_{ij} \quad (16)$$

— оператор Гамильтона ядерной системы.

В [34] было показано, что в случае многих фермионов справедливо дельта-приближение:

$$I(x, x') \rightarrow \delta(x - x'), \quad (17)$$

$$\mathcal{H}(x, x') \rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m_{эф}} \delta''(x - x') + \delta(x - x') V\left(\frac{x + x'}{2}\right), \quad (18)$$

которое приводит к уравнению Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{эф}} f''(x) + V(x) f(x) = E f(x) \quad (19)$$

для функции $f(x)$. В [19] $m_{эф}$ — эффективная масса, зависящая в общем случае от генераторных координат. Отметим, что линейная суперпозиция слэтеровских детерминант Φ в (12) выводит МГК вне рамок приближения Хартри — Фока. Степень учета нуклонных корреляций зависит от характера и числа рассматриваемых генераторных координат.

МГК применяется в ряде работ (см., например, [35—38]) для изучения ядерных характеристик. В работах [39—42] на основе МГК был развит подход для расчета одночастичных [39, 40] и двухчастичных [41] импульсных распределений, чисел заполнений и натуральных орбиталей [42], энергий и плотностных распределений [39, 40] в ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{40}\text{Ca}$. Одно- и двухчастичные импульсные распределения получены на основе одно- и двухчастичной МП соответственно:

$$\rho(r, r') = \int \int f^*(x) f(x') I(x, x') \rho(x, x', r, r') dx dx' \quad (20)$$

и

$$\begin{aligned} \rho(\xi_1, \xi_2; \xi'_1, \xi'_2) &= \frac{1}{2} \int \int dx dx' f^*(x) f(x') I(x, x') \times \\ &\times [\rho(x, x'; \xi_1, \xi'_1) \rho(x, x'; \xi_2, \xi'_2) - \rho(x, x'; \xi_1, \xi'_2) \rho(x, x'; \xi_2, \xi'_1)], \quad (21) \end{aligned}$$

где $\xi_i = (\mathbf{r}_i, \sigma_i, \tau_i)$;

$$\rho(x, x'; \xi, \xi') = \sum_{k, l=1}^A (N^{-1})_{lk} \varphi_k^*(x, \xi) \varphi_l(x', \xi'), \quad (22)$$

$(N^{-1})_{lk}$ — обратная матрица матрицы

$$N_{kl}(x, x') = \sum_{\sigma, \tau} \int d\mathbf{r} \varphi_k^*(x, \xi) \varphi_l(x', \xi), \quad (23)$$

$$I(x, x') = \det(N_{kl}); \quad (24)$$

$\varphi_i(x, \xi)$ — протонные и нейтронные одночастичные функции, входящие в детерминант Слэтера $\Phi(\{\mathbf{r}_i\}, x)$ и соответствующие определенному конструкционному потенциалу. В этом случае энергетическое ядро имеет вид [43]:

$$\mathcal{H}(x, x') = \langle \Phi(\{\mathbf{r}_i\}, x) | \Phi(\{\mathbf{r}_i\}, x') \rangle \int H(x, x', \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (25)$$

где в случае одинакового числа протонов и нейтронов ($N = Z$) и эффективных сил Скирма (с пренебрежением кулоновского и спин-орбитального взаимодействий) $H(x, x', \mathbf{r})$ имеет вид [44]:

$$H(x, x', \mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} T + \frac{3}{8} t_0 \rho^2 + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) (\rho T + \mathbf{j}^2) + \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2) (\nabla \rho)^2 + \frac{1}{16} t_3 \rho^{2+\sigma}. \quad (26)$$

В (26) $t_0, t_1, t_2, t_3, \sigma$ — параметры сил Скирма, а

$$\rho(x, x', \mathbf{r}) = 4 \sum_{\lambda, \mu=1}^{A/4} (N^{-1})_{\mu\lambda} \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}, x) \varphi_\mu(\mathbf{r}, x'); \quad (27)$$

$$T(x, x', \mathbf{r}) = 4 \sum_{\lambda, \mu=1}^{A/4} (N^{-1})_{\mu\lambda} \nabla \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}, x) \nabla \varphi_\mu(\mathbf{r}, x'); \quad (28)$$

$$\mathbf{j}(x, x', \mathbf{r}) = 2 \sum_{\lambda, \mu=1}^{A/4} (N^{-1})_{\mu\lambda} \{ \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}, x') \nabla \varphi_\mu(\mathbf{r}, x') - (\nabla \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}, x)) \varphi_\mu(\mathbf{r}, x') \}. \quad (29)$$

Функция $f(x)$ в (20), (21) является решением уравнения (13).

Модель когерентных флуктуаций ядерной плотности (МКФ). На основе МКГ в [4, 45, 46] была развита МКФ ядерной плотности. По аналогии с соотношением (17) было принято, что для многофермионной системы имеет место следующее соотношение для генерирующей функции:

$$\int \Phi^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A; x') \Phi(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A; x) d\mathbf{r}_2 \dots d\mathbf{r}_A = \rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \delta(x - x'), \quad (30)$$

где $\rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — одночастичная МП системы описываемой функции Φ :

$$\rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int \Phi^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A; x) \Phi(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A; x) d\mathbf{r}_2 \dots d\mathbf{r}_A. \quad (31)$$

В случае, когда $\Phi(\{\mathbf{r}_i\}; x)$ соответствует состоянию системы с постоянной плотностью:

$$\rho_x(\mathbf{r}) = \rho_0(x) \theta(x - |\mathbf{r}|), \quad (32)$$

где $\rho_x(\mathbf{r}) \equiv \rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}' = \mathbf{r})$ и $\rho_0(x) = \frac{3A}{4\pi x^3}$, в качестве генераторной координаты x выбран радиус сферы, содержащей все A нуклонов (так называемый флуктон). В этом случае, следуя аналогии с теорией ядерной материи, МП (31) может быть записана в виде

$$\rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 3\rho_0(x) \frac{j_1(k_F(x) |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{k_F(x) |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \theta\left(x - \frac{1}{2} |\mathbf{r} + \mathbf{r}'|\right), \quad (33)$$

где $k_F(x) = \left(\frac{3\pi^2}{2} \rho_0(x)\right)^{1/3} \equiv \frac{\alpha}{x}$, $\alpha = \left(\frac{9\pi A}{8}\right)^{1/3}$.

Одночастичная матрица плотности определяется тогда когерентной суперпозицией одночастичных МП ядерной материи с различными плотностями $\rho_0(x)$:

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int_0^\infty |f(x)|^2 \rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dx. \quad (34)$$

Плотностное и импульсное распределения нуклонов имеют соответственно вид

$$\rho(\mathbf{r}) = \int_0^\infty |f(x)|^2 \rho_0(x) \theta(x - |\mathbf{r}|) dx; \quad (35)$$

$$n(\mathbf{k}) = \int_0^\infty |f(x)|^2 \frac{4}{3} \pi x^3 \theta(k_F(x) - |\mathbf{k}|) dx. \quad (36)$$

В принципе весовую функцию $f(x)$ модели можно определить из уравнения (19), где в качестве потенциальной энергии коллективного движения $V(x)$ выбирается выражение для энергии ядерной материи с плотностью $\rho_0(x)$ [47].

Из (35) можно определить весовую функцию с помощью плотностного распределения $\rho(r)$:

$$|f(x)|^2 = - \frac{1}{\rho_0(x)} \left. \frac{d\rho(r)}{dr} \right|_{r=x}, \quad (37)$$

имеющее место для монотонно убывающих плотностей $\rho(r)$.

В [48] было показано, что в МКФ амплитуда упругого рассеяния частиц ядрами имеет приближенный вид:

$$A_{00}(q) = \int_0^{\infty} dx |f(x)|^2 A_0(x, q), \quad (38)$$

где $A_0(x, q)$ — амплитуда рассеяния налетающей частицы флутоном радиуса x , а q — переданный импульс.

Метод натуральных орбиталей в теории ядра. Как было показано в [4, 49], характер одночастичного описания ядерных свойств в приближении среднего поля можно сохранить в корреляционных подходах, используя метод натуральных орбиталей (МНО) [8]. В нем одночастичная МП $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \psi_{\alpha}^*(\mathbf{r}) \psi_{\alpha}(\mathbf{r}'), \quad (39)$$

где $\psi_{\alpha}(\mathbf{r})$ — натуральные орбитали, а n_{α} — числа заполнения, удовлетворяющие соотношениям

$$0 \leq n_{\alpha} \leq 1, \quad \sum_{\alpha} n_{\alpha} = A. \quad (40)$$

Отметим, что в приближении Хартри — Фока $n_{\alpha} = 1$ под уровнем Ферми, $n_{\alpha} = 0$ выше его.

Представление натуральных орбиталей применялось для изучения нуклон-нуклонных корреляций, главным образом использованием двух методов [4]. В первом из них (см., например, [3, 50—53]) натуральные орбитали конструируются с использованием волновых функций, соответствующих потенциалу Саксона — Вудса, так чтобы воспроизводить экспериментально наблюдаемые одночастичные энергии и распределение ядерной плотности (метод одночастичных потенциалов [50, 51]) или энергетический спектр, полученный в самосогласованных хартри-фоковских расчетах [3, 52, 53]. Числа заполнения получены или из анализа реакций с передачей нуклонов [50], или из теоретических расчетов, учитывающих нуклонные корреляции разного типа [3, 52, 53]. Во втором методе диагонализуется одночастичная МП $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, полученная в различных корреляционных подходах [например, в методе Ястрова для ^{40}Ca [56], в МКФ [49] для ^{16}O , ^{40}Ca , ^{58}Ni и ^{208}Pb и в МГК [42] для ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca (см. разд. 2)]. Следует подчеркнуть, что полученные таким образом натуральные орбитали и числа заполнения определены на единой основе и согласованы между собой, в отличие от результатов первого метода.

2. НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ

Импульсные и плотностные распределения нуклонов. В настоящем разделе обсуждается влияние нуклон-нуклонных корреляций на импульсное и плотностное распределения нуклонов, а также связь

между этими основными характеристиками ядра. Как известно, локальное плотностное распределение нуклонов $\rho(\mathbf{r})$ является основной величиной для экспериментальных и теоретических исследований из-за ее связи с основными ядерными характеристиками, такими, как форма и размер ядра, энергия связи и др. Ядерная плотность играет также существенную роль как фундаментальная динамическая переменная в теории. Использование $\rho(\mathbf{r})$ в качестве основной переменной ведет к существенному упрощению теории по сравнению с описанием в терминах многочастичной волновой функции. Примерами теоретических подходов, где $\rho(\mathbf{r})$ играет роль динамической переменной, является модель Томаса — Ферми (см., например [57]), расширенный метод Томаса — Ферми [58—60], как и другие феноменологические методы (см., например, [47]). Большое значение в развитии теории функционала плотности имеет теорема Хоенберга — Кона [61, 62], которая доказывает существование функционала $E[\rho]$ энергии системы электронов как универсального и единственного функционала плотности. Эта теорема, которая справедлива и для системы нуклонов, утверждает, что многочастичная волновая функция и, следовательно, все характеристики основного состояния системы суть единственные функционалы плотности:

$$\Psi \rightarrow \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A; [\rho]) \equiv \Psi[\rho]. \quad (41)$$

Одночастичная МП $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, определяющаяся через $\Psi[\rho]$, также является функционалом плотности. Таким образом, как было показано в [4, 63], импульсное распределение $n(\mathbf{k})$ (4), зависящее от $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; [\rho])$, оказывается тоже единственным функционалом плотности. Примером функциональной зависимости $n(\mathbf{k}; [\rho])$ является полученное в модели когерентных флуктуаций ядерной плотности выражение для импульсного распределения [4, 45, 46]:

$$n(\mathbf{k}; [\rho]) = \frac{4\pi}{3} \frac{4}{A} \left[6 \int_0^{\alpha/k} \rho(x) x^5 dx - \left(\frac{\alpha}{k} \right)^6 \rho \left(\frac{\alpha}{k} \right) \right], \quad (42)$$

$$\int n(\mathbf{k}) \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = A,$$

справедливое для монотонно убывающих плотностей ρ . Отметим, что ИРН (42) имеет степенную асимптотику $n(k) \rightarrow k^{-8}$ при условии $\rho' |_{r=0} = 0$, $\rho'' |_{r=0} \neq 0$ в согласии с выводами из [18—20]. Полученный в [63] результат ($n(\mathbf{k}) \rightarrow n(\mathbf{k}; [\rho])$) позволяет сформулировать теоретический подход, в котором $\rho(\mathbf{r})$ и $n(\mathbf{k})$ участвуют как равноправные динамические переменные с учетом функциональной связи между ними. Предложен энергетический функционал

$$\tilde{E}[\rho, n] = E[\rho, n] - E_F \int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} - \int g(\mathbf{k}) [n(\mathbf{k}) - n(\mathbf{k}; [\rho])] \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \quad (43)$$

и получена из вариационного принципа система уравнений для $\rho(\mathbf{r})$, $n(\mathbf{k})$, $g(\mathbf{k})$ и для множителя Лагранжа E_F :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta E}{\delta \rho} = 0 &\rightarrow \frac{\delta E}{\delta \rho} + \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} g(\mathbf{k}) \frac{\delta n(\mathbf{k}; [\rho])}{\delta \rho} = E_F, \\ \frac{\delta E}{\delta n} = 0 &\rightarrow \frac{\delta E}{\delta n} = \frac{g(\mathbf{k})}{(2\pi)^3}, \\ \int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= A, \\ n(\mathbf{k}) &= n(\mathbf{k}; [\rho]). \end{aligned} \right\} \quad (43a)$$

Использование функциональной связи (42) для $n(\mathbf{k}; [\rho])$ в МКФ и конкретный выбор потенциальной энергии $V[\rho]$ из [47] приводят к удовлетворительной оценке энергий отделения нуклонов в случае ядер ^{16}O и ^{40}Ca [63].

Результаты расчетов импульсного распределения нуклонов в различных корреляционных подходах для ядер ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca ,

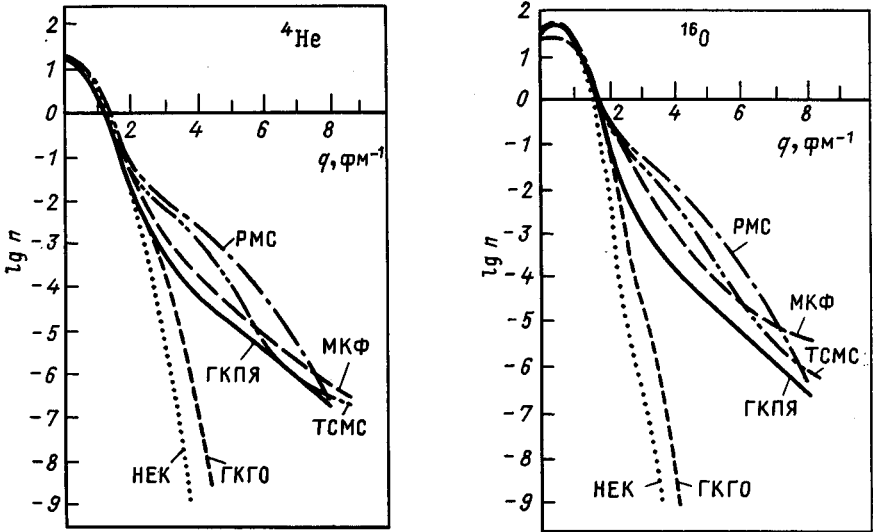


Рис. 1. Импульсное распределение нуклонов в ^4He :

МКФ — [64]; ГКПЯ и ГКГО — [39, 40] (метод генераторной прямоугольной ямы с конструктивными потенциалами бесконечно глубокой прямоугольной ямы и гармонического осциллятора соответственно); РМС и ТСМС $\text{exp}(S)$ -метод [6] с потенциалами Рейда и Де Турея — Спрунга с мягкими сердцевинами; НЕК — случай без корреляций [6]. Нормировка:

$$\int_0^\infty n(k) k^2 dk = A$$

Рис. 2. Импульсное распределение нуклонов в ^{16}O (обозначения как на рис. 1).

Нормировка:
$$\int_0^\infty n(k) k^2 dk = A$$

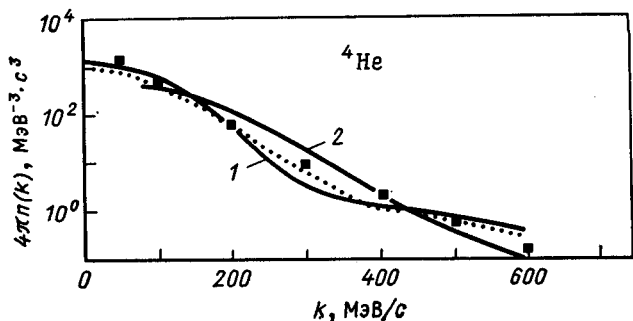


Рис. 3. Импульсное распределение нуклонов в ${}^4\text{He}$: квадратики — данные из реакции ${}^4\text{He}(e, e')$ [67]; точки — расчет в ехр (S)-методе [6]; кривая 1 — расчет в [66]; кривая 2 — расчет в МКФ [64]. Нормировка $\int n(k) dk = 1$

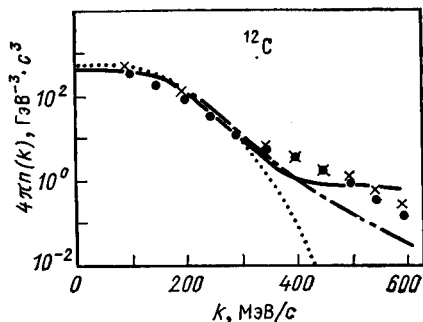


Рис. 4. Импульсное распределение нуклонов в ${}^{12}\text{C}$:

Точки и крестики — экспериментальные данные, взятые из [67, 68]; сплошная кривая — результаты из [13]; штрихпунктир — результаты в МКФ [45]; точечная кривая — результаты в методе Хартри — Фока. Нормировка: $\int n(k) dk = 1$

${}^{208}\text{Pb}$ представлены на рис. 1—6. Приведенные на рис. 1 и 2 импульсные распределения нуклонов для ${}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O}$ рассчитаны: а) в МКФ [64] с помощью соотношения (42) с использованием симметризованного фермиевского распределения плотности $\rho(r)$ [65] с параметрами, определенными из данных по упругому электрон-ядерному рассеянию; б) в МГК [39, 40] с помощью соотношений (20), (22)—(24) и конструктивных потенциалов бесконечно глубокой прямоугольной ямы и гармонического осциллятора, с применением эффективных сил Скирма; в) в ехр (S)-методе [6] с использованием нуклон-нуклонных потенциалов Рейда и Де Турея — Спрунга с мягкой сердцевиной; г) в методе Хартри — Фока [6]. Главная характерная особенность импульсных распределений, полученных в корреляционных подходах [МКФ, МГК с прямоугольным конструкционным потенциалом, ехр (S)], это наличие высокоимпульсной компоненты при импульсах $k \gtrsim 2 \text{ фм}^{-1}$, что указывает на эффективный учет КННК в этих подходах. На рис. 3 показано, что результаты МКФ, ехр (S)-метода и корреляционного подхода из [66] согласуются с экспериментальными данными для импульсного распределения нуклонов в ${}^4\text{He}$, полученными из реакций ${}^4\text{He}(e, e')$ (см., например, [67]). Из рис. 4 видно, что результаты корреляционных подходов (МКФ и метода

из [13]) также согласуются с данными для $n(k)$, включительно и для импульсов $k \geq 2$ фм⁻¹, в случае ядра ¹²C [67, 68]. На рис. 5 проведено сравнение теоретических результатов для $n(k)$ в ⁴⁰Ca, полученных в оболочечной модели с потенциалом гармонического осциллятора, в феноменологической модели, учитывающей тензорные и короткодействующие корреляции [23], в подходе [13], в МКФ [69], а также в методе натуральных орбиталей [51]. В последнем случае

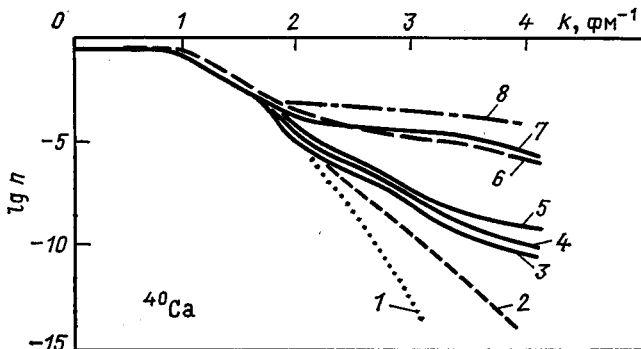


Рис. 5. Импульсное распределение протонов в ⁴⁰Ca:

1 — оболочечная модель с потенциалом гармонического осциллятора [23]; 2 и 7 — модель из [23] с учетом тензорных 2 и тензорных плюс короткодействующих корреляций 7; 3–5 — метод натуральных орбиталей [51] на основе модели одночастичных потенциалов [50]; 3 — детерминант Слэтера; 4 — с 3,55 % протонов над уровнем Ферми; 5 — с 20,5% протонов над уровнем Ферми; 6 — МКФ [69]; 8 — вариационный подход [13]. Нормировка: $\int n(k) dk = 1$

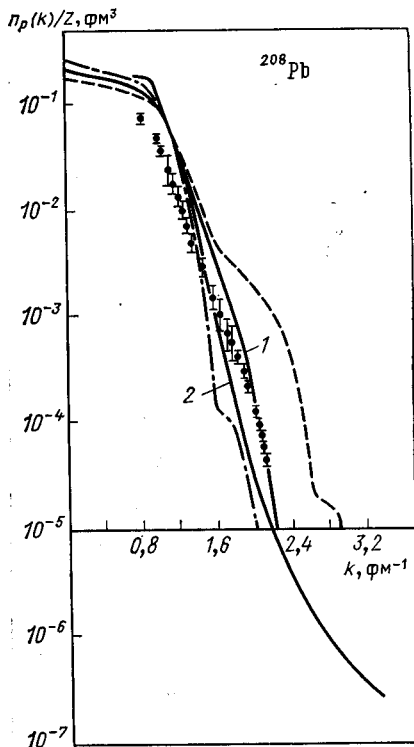
использованы натуральные орбитали, полученные в методе одночастичного потенциала [50] и числа заполнения с различным процентным соотношением между протонами над уровнем Ферми и общим числом протонов. Показано, что отклонение числа заполнений от их значений в методе Хартри — Фока оказывает относительно небольшое влияние на поведение $n(k)$ при больших импульсах и что основной эффект КННК содержится в одночастичных функциях (натуральных орбиталях). Это можно видеть на рис. 5, где кривой 3 дан результат в МНО, в котором натуральные орбитали участвуют в детерминанте Слэтера. Даже в этом случае заметно существенное различие в высокоимпульсном поведении $n(k)$ в МНО и в оболочечной модели (кривая 1). МКФ была развита [70] и для случая немонокотонных зарядовых плотностей. На рис. 6 приведено сравнение импульсных распределений протонов $\{n_p(k)/Z\}$ для ²⁰⁸Pb, рассчитанных в МКФ (с зарядовой плотностью из [71]) и в корреляционном методе [3, 53] с экспериментальными данными для ¹²C и ⁵⁸Ni. Можно отметить, что результаты МКФ и подхода из [3] описывают удовлетворительно данные в области $1,5 < k < 2,2$ фм⁻¹.

Интерес представляют работы, в которых исследуются эффекты конечного размера системы на импульсные распределения [72–75].

Рис. 6. Импульсное распределение протонов $n_p(k)/Z$ в ^{208}Pb :

1 — 11,6 % протонов над уровнем Ферми; 2 — МКФ [70] с использованием экспериментального зарядового распределения из [71]; штрихпунктир — хартри-фоковское распределение [3, 53]; пунктир — 20,5 % протонов над уровнем Ферми [3, 53]; точки — экспериментальные данные из [3]. Нормировка:

$$\int n_p(k) dk = Z$$



Показано, что даже в случае тяжелых ядер эти эффекты весьма существенны.

В [76] было исследовано влияние потенциала оболочечной модели с притягивающей и отталкивающей частями на поведение ИРН при больших импульсах.

Импульсные распределения нуклонов при конечных температурах были исследованы в рамках МКФ в [77].

Более полный анализ экспериментальных данных по импульсным распределениям нуклонов в ядрах и сравнение с теоретическими результатами приведены в [4].

Двухчастичные импульсные распределения. Существенная роль

высокоимпульсных компонент двухчастичных импульсных распределений (ДИР) для описания сечений рассеянных на больших углах протонов в протон-ядерных столкновениях показана в [78, 79]. В случае ядра ^4He высокоимпульсные компоненты ДИР были получены в корреляционном методе с использованием сил Рейда с мягкой сердцевиной [66].

На основе соотношений (21) — (29) в рамках МГК были рассчитаны ДИР для относительного движения ($n_{np}^{отн}(q)$) и движения центра масс ($n_{np}^{ц.м}(p)$) протон-нейтронной пары в случае ядер ^4He , ^{16}O и ^{40}Ca [41].

В МКФ были получены [80] следующие соотношения для этих распределений в случае ядер с $Z = N$:

$$n_{np}^{ц.м}(p) = A \int_0^\infty dx |f(x)|^2 \Omega(x) \left[1 - \frac{3|p|}{4k_F(x)} + \frac{|p|^3}{16k_F^3(x)} \right] \times \theta \left(k_F(x) - \frac{|p|}{2} \right); \quad (44)$$

$$n_{np}^{отн}(q) = 8A \int_0^\infty dx |f(x)|^2 \Omega(x) \left[1 - \frac{3|q|}{2k_F(x)} + \frac{|q|^3}{2k_F^3(x)} \right] \theta(k_F(x) - |q|). \quad (45)$$

Оба распределения нормированы на $A^2/4$. В них $\Omega(x) = \frac{4\pi x^3}{3}$, а $|f(x)|^2$ определяется из (37). На рис. 7 даны ДИР для ядра ^{40}Ca , рассчитанные в полуфеноменологической модели [78], в МКФ [80] и в МГК с различными конструкционными потенциалами [41]. Следует отметить, что, как и в одночастичном случае, ДИР имеют сильную зависимость от КННК при импульсах больше 2 фм^{-1} . Было показано

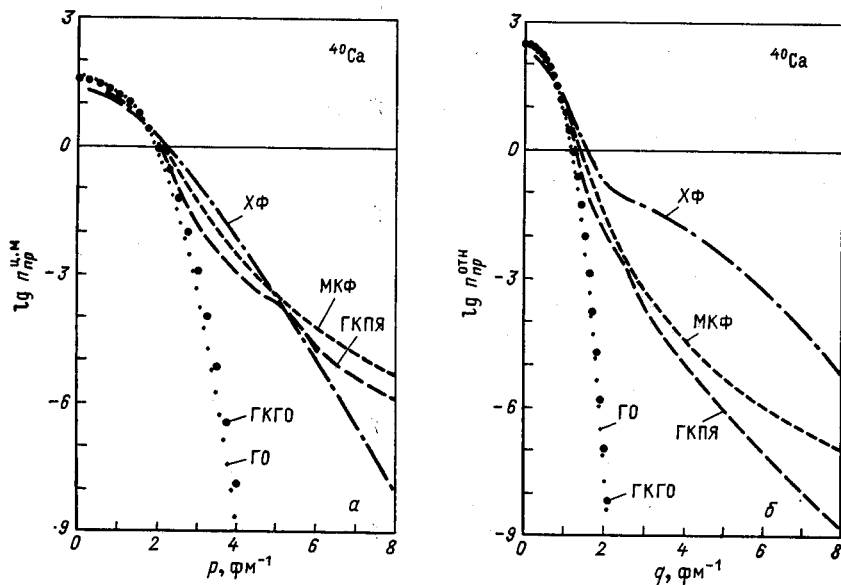


Рис. 7. Двухчастичные импульсные распределения движения центра масс (а) и относительно движения $n-p$ пары в ^{40}Ca :

ГО — модель гармонического осциллятора; ГКГО и ГКПЯ — метод генераторной координаты с конструкционными потенциалами гармонического осциллятора и прямоугольной ямы [41]; МКФ — [80]; ХФ — результат из [78]. Нормировка: $\int n_{np}(k)dk/(2\pi)^3 = 1$

в МГК с конструкционным потенциалом в виде бесконечно глубокой прямоугольной ямы, что распределения $n_{np}^{\text{отн}}(q)$ для ^4He , ^{16}O и ^{40}Ca весьма близки друг к другу до $q \leq 4 \text{ фм}^{-1}$. Это по существу импульсное распределение дейтрона, помещенного в ядерной среде. Исследуя вопросы, связанные с ИРН, следует отметить, что, как известно, представление ядер как состоящих из нуклонов имеет место до переданных импульсов порядка $1 \text{ ГэВ}/c$ ($\sim 5 \text{ фм}^{-1}$). При импульсах выше этой границы субнуклонные степени свободы играют основную роль в процессах взаимодействий частиц и ядер с ядрами.

Основные и возбужденные коллективные состояния ядер в МКФ и МГК. Ядерная динамика в рамках МКФ основывается на уравнении (19), в котором для функции $V(x)$ используется приближенное

выражение для энергии ядерной материи с плотностью $\rho_0(x)$ из подхода Бракнера и др. [47]. Значение параметра $m_{\text{эф}}$ определяется вариационным способом путем согласования энергий основных состояний для широкого круга ядер с экспериментальными энергиями. Было показано [81, 82], что учет динамики в МКФ ведет к изменению средней энергии связи нуклона от значения 14—16 МэВ для ядерной материи до 8—9 МэВ для конечных ядер, т. е. к поправкам порядка $\sim A^{2/3}$ в формуле Вейцзеккера для энергии связи ядер. Были получены характеристики «жестких» колебаний в МКФ, связанных с коллективным движением нуклонов. Энергии возбужденных 0^+ -состояний ($\hbar\omega_{\text{ж}}/2 \simeq 19,5^{2/3}$ МэВ) порядка энергий связи ядер. Предсказан порог этих возбуждений ($A \geq 12$ для первого и $A \geq 70$ для второго состояния). Размеры ядер в таких возбужденных состояниях существенно превышают размеры ядер в основном состоянии (для ^{40}Ca $r_{\text{rms}}^{(0)} = 3,35$ фм, $r_{\text{rms}}^{(1)} = 5,35$ фм; для ^{208}Pb $r_{\text{rms}}^{(0)} = 5,55$ фм, $r_{\text{rms}} = 7,10$ фм, $r_{\text{rms}} = 10,20$ фм), а плотность в центральной области ядра уменьшается. Энергии 0^+ -состояний в МКФ находятся в согласии с расчетами для ядра ^{208}Pb в обобщенном подходе Томаса — Ферми [83]. Представляет интерес экспериментальное обнаружение эффектов распада таких состояний. Одна из возможностей связана с изотропным испусканием α -частиц с энергией порядка нескольких мегаэлектрон-вольт и нейтронов, например, как это имеет место при поглощении отрицательных пионов ядрами [84]. Другая возможность связана с аномальным ядерным делением тяжелых ядер при взаимодействии протонов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт с ними [85—90]. Этот процесс интерпретируется возможным возникновением возбужденного нестабильного «третьего фрагмента» типа рассмотренных в МКФ с последующим делением ядра-остатка. Рассмотренные колебания возможны в любой конечной системе фермионов. Так, например, в [91, 92] изучены нулевые колебания трехкваркового нуклонного мешка в модели, аналогичной МКФ. В ней энергия возбуждения роппер-резонанса, как первого возбужденного дыхательного состояния мешка, порядка предсказанных в МКФ энергий возбуждения.

Наряду с «жесткими» колебаниями в МКФ показана возможность описания монопольных колебаний дыхательного типа (изоскалярный гигантский монопольный резонанс) с энергиями порядка $\hbar\omega_{\text{М}} \sim 94A^{-1/3}$ МэВ (при $A \geq 40$). Они находятся в качественном согласии с результатами из [93] ($\hbar\omega \sim 97 A^{-1/3}$ МэВ) и с данными для некоторых ядер, показывающими зависимость $\sim 80 A^{-1/3}$ МэВ [94—99]. Получены значения коэффициента несжимаемости K_A для конечных ядер (для ^{16}O $K_A = 96$ МэВ; для ^{40}Ca $K_A = 216$ МэВ; для ^{90}Zr $K_A = 194$ МэВ, для ^{116}Sn $K_A = 167$ МэВ; для ^{140}Ce $K_A = 196$ МэВ; для ^{208}Pb $K_A = 206$ МэВ), которые приводят (см. [94]) к оценке несжимаемости бесконечной ядерной материи: $K_{\infty} \simeq 300$ МэВ в МКФ. Это значение согласуется с результатом $K_{\infty} = (300 \pm 25)$ МэВ из [99].

В рамках МРК с конструкционным потенциалом бесконечно глубокой прямоугольной ямы и с силами Скирма с параметрами $t_0 = -2765,0$, $t_1 = 383,94$, $t_2 = -38,04$, $t_3 = 15865$ и $\sigma = 1/6$ из соотношений (13)–(16), (25)–(29) в работе [40] были получены энергии, среднеквадратичные радиусы и плотности основного и первого возбужденного 0^+ -состояния в ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{40}\text{Ca}$ (табл. 1).

Таблица 1. Энергии (МэВ) и среднеквадратичные радиусы (фм), основного и первого возбужденного монополярного состояний, вычисленные в методе генераторной координаты [40]

Ядро	E_0	$r_{rms}^{(0)}$	E_1	$r_{rms}^{(0)}$	$\Delta E = E_1 - E_0$
${}^4\text{He}$	-37,06	1,78	-9,83	2,75	27,23
${}^{16}\text{O}$	-144,58	2,63	-111,37	2,90	33,21
${}^{40}\text{Ca}$	-402,29	3,40	-369,21	3,52	33,71

Спектральные функции глубокодырочных состояний. Систематические экспериментальные и теоретические исследования реакций однонуклонного выбивания и передачи дают информацию относительно применимости оболочечной модели (или более общего квазичастичного подхода) для описания характеристик одночастичных ядерных состояний, таких, как спектральные функции, ширины и энергии глубокодырочных состояний, числа заполнения и др. Особый интерес представляет сравнительный анализ значений этих величин для глубокодырочных состояний и для состояний, близких к уровню Ферми, сделанный для реакций типа $(e; e'p)$ (см., например, [100, 101]) и $(p, 2p)$ [102]. Получена информация о спектральной функции дырочных состояний в ядре. Эта функция определяется выражением

$$S(E, k) = \langle \Psi_0 | a^+(k) \delta(E - \hat{H}) a(k) | \Psi_0 \rangle, \quad (46)$$

где $|\Psi_0\rangle$ — волновая функция основного состояния ядра-мишени с A нуклонами; $a(k)$ — оператор уничтожения нуклона с импульсом k ; E — энергия ядра-остатка по отношению к энергии основного состояния ядра-мишени; \hat{H} — гамильтониан системы из $A-1$ нуклонов. Было показано [100], что из-за остаточного взаимодействия дырочное состояние не является собственным состоянием остаточного ядра, а представляет собой смесь из нескольких одночастичных состояний. Оказывается, что «размытие» оболочечной структуры приводит к уширенным максимумам у $S(E, k)$, особенно для глубоких состояний. В [103, 104] для $S(E, k)$ было получено выражение

$$S(E, k) = \sum_{\alpha, \beta} \varphi_{\alpha}^*(k) \varphi_{\beta}(k) S(\alpha, \beta, E) \approx \sum_{\alpha} |\varphi_{\alpha}(k)|^2 S(\alpha, E), \quad (47)$$

где $S(\alpha, E)$ — энергетическое распределение силы дырочного состояния α , а $\{\varphi_{\alpha}\}$ — полная система одночастичных орбиталей,

генерируемых эффективным потенциалом оболочечной модели. Экспериментальные данные показывают, что ширины распределения $S(\alpha, E)$ в 1 s -дырочном состоянии достигают 40 МэВ.

Расчеты характеристик глубоких дырочных состояний выполнены в квазичастично-фононной модели ядра (см., например, [105]) и в других микроскопических подходах (см. цитированную литературу в [105]).

Метод функций Грина оказался особо подходящим для рассмотрения ядерных спектральных функций [103, 106]. В ряде работ этим

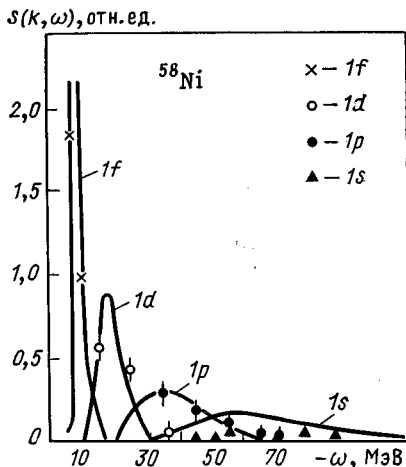


Рис. 8. Сравнение экспериментальных [100] и рассчитанных в МКФ [110] спектральных функций в ^{58}Ni (по ординатной оси)

методом были получены спектральные функции для ядерной материи, после чего результаты применялись к конечным системам путем выбора подходящих переменных [25, 107—109]. Эта процедура оказывается удобной благодаря тому, что свойства дырочных распределений не зависят существенно от деталей структуры ядра.

В рамках МКФ было получено следующее выражение для спектральной функции дырочных состояний [110]:

$$S(k, E \leq E_F) = \frac{\pi\alpha}{k[\mu(E - E_F)]^{1/2}} \left| f \left(\frac{\alpha}{k} \left(\frac{E - E_F}{\mu} \right)^{1/2} \right) \right|^2, \quad (48)$$

где $\alpha = (9\pi A/8)^{1/3}$; $|f|^2$ — весовая функция в МКФ (см. разд. 1); μ и E — параметры, а k интерпретируется как импульс в дырочном состоянии. Полученные в МКФ спектральные функции для ^{58}Ni (рис. 8), ^{40}Ca и ^{28}Si находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными из анализа реакции $(e, e'p)$ [100]. Ширины дырочных состояний нарастают при переходе к более глубоким связанным состояниям (для $1s$ -состояний они больше 40 МэВ, в согласии с экспериментально наблюдаемыми [100]). Рассмотренные в [110] спектральные функции, центроидные энергии и эффективные массы являются функционалами плотности ядра ρ в основном состоянии. В МКФ

основные вклады в различные пики $S(k, E)$ связаны с определенными интервалами значений плотности. Таким образом, в модели нет необходимости рассматривать равновесную плотность как свободный параметр, что имеет место в подходах, основанных на теории ядерной материи (см. например, [107—109]).

Натуральные орбитали и числа заполнения. Метод натуральных орбиталей (см. разд. 1) был применен для исследования одночастичных аспектов корреляционных подходов, таких, как МКФ [49] и МГК [42]. Были получены натуральные орбитали $\Psi_\alpha(r)$ и числа заполнения n_α для ряда ядер диагонализацией одночастичной МП $\rho(r, r')$ [вид (34) в МКФ и (20) в МГК]. Решается интегральное уравнение

$$\int \rho(r, r') \Psi_\alpha(r') dr' = n_\alpha \Psi_\alpha(r). \quad (49)$$

Для ядер с полным спином $J = 0$ одночастичную МП следует диагонализировать в $\{ljm\}$ -подпространстве [50], где l, j, m — квантовые числа, соответствующие одночастичному орбитальному и полному моменту и его проекции. В случае сферических ядер натуральные орбитали следует искать в виде

$$\Psi_{nlm}(r) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) = \frac{u_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (50)$$

Таблица 2. Натуральные числа заполнения в МКФ [49] и в МГК [42] (МГКГО) и прямоугольной ямы с беско

⁴ He			¹⁶ O					
Состояние	МГКПЯ	МГКГО	Состояние	МГКПЯ	МГКГО	МКФ	Состояние	МГКПЯ
							3s	0,014
							2d	0,010
			2p	0,013	< 10 ⁻³	0,044	2p	0,007
3s	0,002	0,001	2s	0,008	< 10 ⁻³	0,191	2s*	0,986
2s	0,014	0,005	1p*	0,986	1,000	0,536	1d	0,990
1s*	0,984	0,995	1s	0,992	1,000	0,804	1p	0,993
							1s	1,000
Уменьшение заселенности уровней ниже границы Ферми	1,6%	0,5%		1,2%	0,1%	39,9%		0,9%

* Уровень Ферми.

что приводит к интегральному уравнению для радиальной функции $u_{nl}(r)$:

$$\int_0^{\infty} K_l(r, r') u_{nl}(r') dr' = n_{nl} u_{nl}(r). \quad (51)$$

Ядро $K_l(r, r')$ определяется видом $\rho(r, r')$ в каждом конкретном случае. В МГК уравнение (51) имеет ненулевые решения только для значений $l \leq l_{\text{макс}}$, где $l_{\text{макс}}$ — максимальный угловой момент одночастичных состояний, волновые функции которых входят в слэтеровский детерминант $\Phi(\{r_i\}; x)$. Полученные натуральные числа заполнения в МКФ и МГК (с различными конструкционными потенциалами) представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что уменьшение заселенности уровней ниже границы Ферми меняется с 0,9 % для ^{40}Ca до 1,6 % для ^4He в случае МГК с конструктивным потенциалом прямоугольной ямы и меньше 0,5 % для МГК с осцилляторным конструктивным потенциалом.

В случае МКФ это значение меняется между 25,9 и 39,9 % для ^{208}Pb , ^{58}Ni , ^{40}Ca и ^{16}O . В корреляционном методе [25] для ядра ^{40}Ca было получено уменьшение заселенности уровней примерно на 15 %. Анализ импульсного распределения нуклонов [51] в МНО показал, что уменьшение заселенности уровней ниже границы Ферми для ^{40}Ca

[с конструкционным потенциалом в виде гармонического осциллятора нечно высокими стенками (МГКПЯ)]

^{40}Ca		^{58}Ni		^{208}Pb	
МГКГО	МКФ	Состояние	МКФ	Состояние	МКФ
				3p	0,23
				1i	0,30
				2f	0,31
				3s*	0,46
				1h	0,51
				2d	0,53
		2d	0,14	1g	0,71
		1g	0,22	2p	0,75
		2p	0,31	1f	0,85
		1f*	0,44	2s	0,91
		2s	0,56	1d	0,94
		1d	0,66	1p	0,99
		1p	0,84	1s	1,00
		1s	0,96		
			35,1%		25,9%
< 10 ⁻³	0,061				
< 10 ⁻³	0,073				
< 10 ⁻³	0,211				
0,999	0,442				
0,999	0,548				
0,999	0,768				
1,000	0,925				
< 0,1%	36,6%				

порядка 3—4 % недостаточно для реалистического описания высокоимпульсных компонент ИР нуклонов.

Как было указано в разд. 1, диагонализация одночастичной МП дает возможность получить согласованные натуральные числа заполнения и одночастичные функции в рамках МКФ и МГК. На рис. 9 в качестве примера приведены натуральные волновые функции в координатном пространстве для $2s$ -состояния в ядре ^{40}Ca , рассчитаны

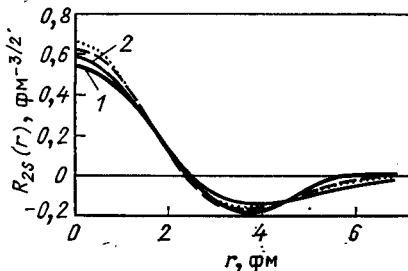


Рис. 9. Натуральные орбитали в координатном пространстве для ^{40}Ca ($2s$ -состояние):

1 — результаты МГК [42] с конструктивными потенциалами бесконечно глубокой прямоугольной ямы; 2 — метод Хартри-Фока [111]; точечная кривая — результаты МКФ [42] с конструктивным потенциалом гармонического осциллятора; пунктир — МКФ [49]

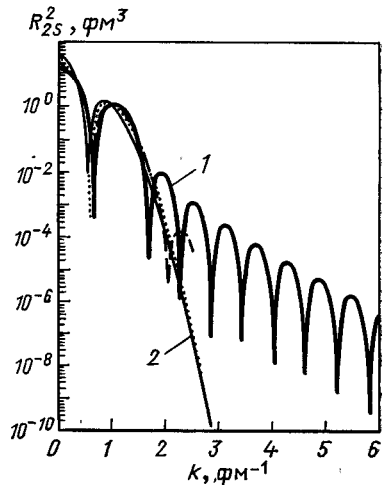


Рис. 10. Натуральные орбитали в импульсном пространстве для ^{40}Ca ($2s$ -состояние). Кривые — как на рис. 9

в обоих подходах и сравнены с функциями в приближении Хартри — Фока из [111]. Функции отличаются существенно в центральной области ядра. В импульсном пространстве (рис. 10) эффекты нуклон-нуклонных корреляций в МКФ и МГКПЯ проявляются более заметно. Этот результат согласуется с поведением импульсных распределений нуклонов. Сравнивая числа заполнения и натуральные орбитали в МКФ и МГКПЯ, можно утверждать, что КННК в МКФ оказывают эффективное влияние как на числа заполнения, так и на волновые функции, в то время как в МГКПЯ основной эффект корреляций содержится в волновых функциях. Как было указано в [4, 40], учет влияния корреляций на волновые функции оказывается решающим для корректного описания импульсных распределений при больших импульсах.

В заключении этого раздела отметим, что экспериментальные данные для чисел заполнения имеются для состояний около уровня Ферми для некоторых ядер редкоземельных элементов [112] и для некоторых изотопов свинца [112, 113]. Как было указано в [49], эти данные получены модельно-зависимым способом с использованием

одночастичных функций из подходов без учета нуклон-нуклонных корреляций. Это означает, что числа заполнения и волновые функции не определены из единой согласованной схемы, учитывающей корреляции.

Числа заполнения одночастичных состояний для ядер с $A < 50$ и их отклонения от значений в методе Хартри — Фока определяются в [114] путем исследования плотностей и переходных плотностей заряда ядер. Для тяжелых ядер ^{208}Pb , ^{206}Pb и ^{205}Tl , однако, было показано [115], что зарядовые распределения недостаточно информативны для обнаружения эффектов нуклонных корреляций в этих ядрах.

3. НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В этой части работы будут рассмотрены некоторые вопросы исследования эффектов нуклон-нуклонных корреляций на характеристики рассеяния электронов, протонов и ионов ядрами.

Упругое и квазиупругое рассеяние электронов. Процессы рассеяния электронов ядрами дают существенную информацию о роли нуклон-нуклонных корреляций на коротких расстояниях [116].

Здесь мы рассмотрим влияние КННК, которые учитываются в МКФ на зарядовый формфактор ядер. В [45] было показано, что зарядовый формфактор ядра можно представить в виде

$$F(q) = \int_0^\infty dx |f(x)|^2 F_0(qx), \quad (52)$$

где

$$F_0(qx) = j_1(qx)/qx \quad (53)$$

— формфактор флюктона с радиусом x , а $j_1(qx)$ — сферическая функция Бесселя.

В [117, 118] был рассмотрен механизм рассеяния электронов флюктоном в высокоэнергетическом приближении (ВЭП). Имея в виду соотношение (38), формфактор может быть записан в виде (52), где

$$F_0(q, x) = \frac{3}{2x^3} \sum_{\epsilon=\pm 1} \frac{G(x, \epsilon)}{q_{\text{эф}}^2(x, \epsilon)} \left(x + \frac{i\epsilon}{q}\right) e^{i[\epsilon qx + \Phi(x, \epsilon)]} \quad (54)$$

— формфактор флюктона с радиусом x в ВЭП [119, 120]. Явный вид $G(x, \epsilon)$, $q_{\text{эф}}^2(x, \epsilon)$ и $\Phi(x, \epsilon)$ приводится в [116]. Сечение упругого рассеяния электронов ядрами определяется соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M |F(q)|^2, \quad (55)$$

где $F(q)$ задается соотношениями (52), (54); $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M$ — сечение Мотта:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M = \left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (56)$$

E — энергия налетающих электронов. Весовая функция МКФ $|f(x)|^2$ определяется из (37) с помощью плотностного распределения, предложенного в [121], и симметризованного фермиевского распределения [65, 116]. Результаты расчетов дифференциального сечения

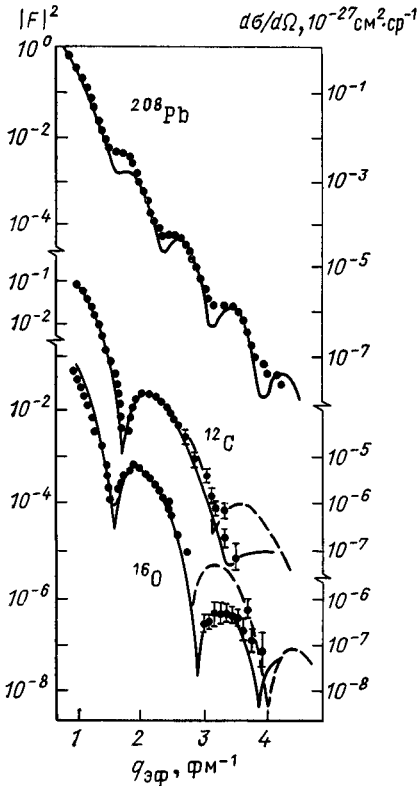


Рис. 12. Формфактор упругого рассеяния электронов ядрами ^{12}C и ^{16}O и дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов (502 МэВ) ядром ^{208}Pb : сплошная кривая — результат в ВЭП в рамках МКФ [117, 118] с использованием плотности из [121]; пунктир — результат в ВЭП с использованием симметризованной Фермиевской плотности [116]; точки — экспериментальные данные из работы [116]

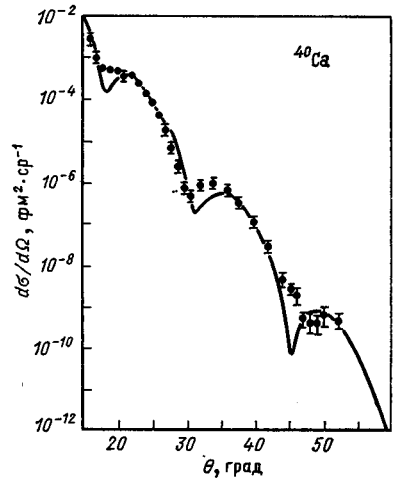


Рис. 11. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов (750 МэВ) ядром ^{40}Ca :

сплошная кривая — результат в ВЭП и МКФ [117, 118] с использованием плотности ρ из [121]; точки — экспериментальные данные из работ [116, 122]

упругого рассеяния электронов энергией 750 МэВ ядром ^{40}Ca , энергией 502 МэВ ядром ^{208}Pb и формфакторы ядер ^{12}C и ^{16}O приведены на рис. 11 и 12, где сравниваются с экспериментальными данными из [116, 122]. Использование ρ (r) из [121] и ВЭП в рамках МКФ приводит к правильному описанию эксперимента: к улучшению согласия с данными в области малых углов по сравнению с результатом борновского приближения, к частичному заполнению дифракционных минимумов и к описанию сечений и формфакторов до значительных переданных импульсов (например, описан третий максимум

сечения для ядра ^{40}Ca , как и сечения для ^{12}C и ^{16}O , в отличие от результатов [116] с использованием ВЭП и симметризованной фермиевской плотности). Этот факт связан с эффектами КННК, учтенными в МКФ.

Процесс квазиупругого рассеяния электронов ядрами также дает информацию о роли КННК в ядрах. Оказывается, что корреляции отражаются существенно на поведении сечения процесса (e, e') при больших переданных энергиях ω [123], которое невозможно описать в модели ферми-газа невзаимодействующих нуклонов [124]. Ряд теоретических работ (см., например, [125—127]) посвящен изучению эффектов нуклон-нуклонного взаимодействия для описания многочисленных экспериментов по определению сечения квазиупругого электронного рассеяния (см., например, [123, 128, 129]).

Как известно [130], сечение процесса (e, e') в однофотонном приближении имеет вид

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_2 dE_2} \right)_{\text{лаб}} = \frac{Z^2}{M_T} \sigma_M [W_2(\mathbf{q}^2, \omega) + 2W_1(\mathbf{q}^2, \omega) \text{tg}^2 \theta/2], \quad (57)$$

где M_T и Z — масса и заряд ядра мишени; σ_M — сечение Мотта; \mathbf{q} — трехмерный переданный импульс; $\omega = E_1 - E_2$ (E_1 и E_2 — энергии налетающего и вылетающего электронов).

В рамках МКФ ядерные формфакторы W_1 и W_2 записываются в виде [131]:

$$W_1(\mathbf{q}^2, \omega) = \int_0^\infty dx |f(x)|^2 W_1(\mathbf{q}^2, \omega, x); \quad (58)$$

$$W_2(\mathbf{q}^2, \omega) = \int_0^\infty dx |f(x)|^2 W_2(\mathbf{q}^2, \omega, x), \quad (59)$$

где $W_i(\mathbf{q}^2, \omega, x)$ ($i = 1, 2$) имеют тот же вид, что и формфакторы в модели независимых частиц [124], но импульсное распределение ферми-газа $\theta(k_F - k)$ заменяется $\theta(k_F(x) - k)$ [$k_F(x)$ — импульс Ферми флуктона радиусом x (33)]. Расчеты [131] показали, что учет корреляций в МКФ приводит к увеличению сечения при больших переданных энергиях ω по сравнению с расчетами по модели Ферми-газа и к общему улучшению согласия с экспериментальными данными при больших и малых ω (на рис. 13 дан пример для ядра ^{40}Ca). Расчеты в МКФ [131] для продольной $R_L(\mathbf{q}^2, \omega)$ и поперечной $R_T(\mathbf{q}^2, \omega)$ функций отклика

$$R_L(\mathbf{q}^2, \omega) = \frac{Z^2}{M_T} \frac{\mathbf{q}^2}{q^2} \left[-W_1(\mathbf{q}^2, \omega) + \frac{\mathbf{q}^2}{q^2} W_2(\mathbf{q}^2, \omega) \right], \quad (60)$$

$$R_T(\mathbf{q}^2, \omega) = \frac{Z^2}{M_T} 2W_1(\mathbf{q}^2, \omega) \quad (61)$$

(где q — 4-мерный переданный импульс) с использованием эффективной массы $M^* = M_N/1,4$ показывают улучшение согласия с экспериментальными данными для R_L по сравнению с результатом в импульс-

сном приближении. Теоретический результат в МКФ для поперечной функции R_T не согласуется с данными в области максимума. Результаты в МКФ имеют отношение к общей проблеме функций отклика. Дело в том, что продольная функция определяется преимущественно однонуклонными процессами, а поперечная функция чувствительна к эффектам мезонных обменных токов, частично-дырочных возбуждений, рождения мезонов, возбуждения Δ -резонанса и других. Модели

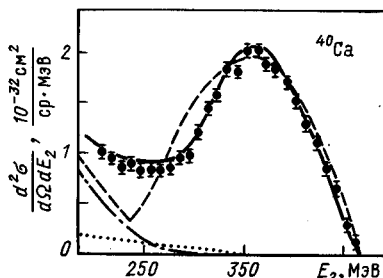


Рис. 13. Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния электронов с энергией 500 МэВ ($\theta = 60^\circ$) ядер ^{40}Ca :

точечная и штрихпунктирная кривые вклады от рождения π -мезонов (s -волна) и от возбуждения Δ -изобары соответственно; штриховая — суммарный результат в модели ферми-газа [129]; сплошная кривая — результат МКФ [131], к которому добавлены вклады рождения π -мезонов и возбуждения Δ -изобары, рассчитанные в модели ферми-газа [129]

же ферми-газа описывают успешно поперечные функции, а результаты по R_L проходят выше экспериментальных данных. Сделаны различные попытки описать одновременно R_L и R_T из многочисленных экспериментов (см., например, [112—138]). Они связаны с такими эффектами, как, например, уменьшение заселенности уровней моря Ферми под влиянием КННК [139], частично-дырочные корреляции [140], увеличение зарядового радиуса нуклона в ядерной среде [141—145], влияние мезонных обменных токов [146] и Δ -резонанса [147] и др. Применяются нерелятивистские приближения Хартри—Фока с зависимостью от плотности [148], Тамма—Данкова [149], хаотических фаз [150, 151], времени взаимодействия [152], а также и различные релятивистские модели [153—155]. В большинстве из указанных работ получено правильное описание продольной функции, но не поперечной функции отклика. По нашему мнению, этот вопрос остается в настоящее время открытым в теории ядра.

Упругое и глубоконеупругое рассеяние протонов промежуточных энергий. Эксперименты по рассеянию протонов промежуточных энергий ядрами представляют особый интерес для теории ядерной структуры в связи с возможностью получить информацию о динамических короткодействующих корреляциях, о паулевских корреляциях и корреляциях центра масс, о корреляциях, связанных с кластеризацией ядерного вещества, и др.

Хотя большое число работ посвящено изучению корреляционных эффектов на сечения рассеяния протонов, эта проблема остается нерешенной. Существуют различные и иногда противоречивые заключения о влиянии корреляций на сечения и особенно влияния динамических КННК. Так, в [156, 157] сделан вывод, что эффекты КННК малы, при этом в [157] показано, что они составляют 10—12% полного корреляционного эффекта. Расчеты других работ (см., например, [158—163]) указывают, однако, что влиянием КННК на сечение нельзя пренебрегать, так как оно приводит к существенному увеличению максимумов сечения (например, порядка 24 и 35% для первого и второго максимумов в случае ^{40}Ca , 9; 23 и 33% для ^{58}Ni и 15; 23; 30; 37 и 43% для ^{208}Pb [159]).

В работе [164] изучено влияние КННК на сечение рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ ядром ^{40}Ca в рамках МКФ и теории Глаубера — Ситенко (см., например, [165, 166]). Амплитуда процесса записана в виде (38), где

$$A_0(x, q) = f_p(q) + ik \int J_0(g_q b) \{ \exp[i\chi_p(b)] - G_A(x, b) \exp[i\chi_p(x, b)] \} b db; \quad (62)$$

$f_p(q)$ и $\chi_p(b)$ — кулоновские амплитуда и фаза рассеяния точечным зарядом Z ; $\chi_p(x, b)$ — кулоновская фаза флюктона; $G_A(x, b)$ — ядерная часть амплитуды одного флюктона [167]. Расчеты проводились с использованием реалистических зарядовых плотностей (например, полученных из модельно-независимого анализа [168]). Они показали, что сечение в МКФ существенно отличается от сечения в модели независимых частиц [167] (рис. 14) и лучше согласуется с экспериментальными данными.

Учет неэikonальных поправок к двухчастичной протон-нуклонной амплитуде (в виде [169]) подтверждает [170] сделанные в [164] выводы о существенной роли МКФ-корреляций и улучшает согласие с данными для больших углов ($\theta_{ц.м} \gtrsim 18^\circ$).

Исследование высокоэнергетического неупругого адрон-ядерного взаимодействия показывает, что энергия инклюзивных частиц достигает значений существенно больше разрешенных кинематикой свободного адрон-нуклонного соударения. Было предположено, что такие энергетические спектры частиц связаны с короткодействующими нуклон-нуклонными корреляциями [171, 172]. Анализ экспериментальных данных по рождению протонов на больших углах в протон-ядерных столкновениях в области средних энергий (600—800 МэВ) [173—175] проводился при различных предположениях о механизме взаимодействий [176, 177]. В МКФ процесс глубоконеупругого рассеяния протонов рассмотрен [118, 178] в рамках одночастичного механизма рассеяния из [177], в котором налетающий протон выбивает нуклон (с импульсом k в ядре), наблюдающийся в конечном состоянии с импульсом q . Дифференциальное сечение процесса [177,

179] вычисляется с помощью импульсного распределения протонов ядра-мишени $n(k)$, полученного в МКФ. На рис. 15 расчет в МКФ сравнивается с экспериментальными данными и с результатами из [177] для сечений процесса $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(180^\circ) + X$. Заметно удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, что связано с существенным отличием импульсного распределения $n(k)$ в МКФ от $n(k)$ в моделях без корреляций. Аналогичный результат получен в [178] и для релятивистски-инвариантной структурной функции. Использование импульсного распределения нуклонов с высокоимпульсной компонентой для ядра ${}^{12}\text{C}$ из МКФ и из работы [177]

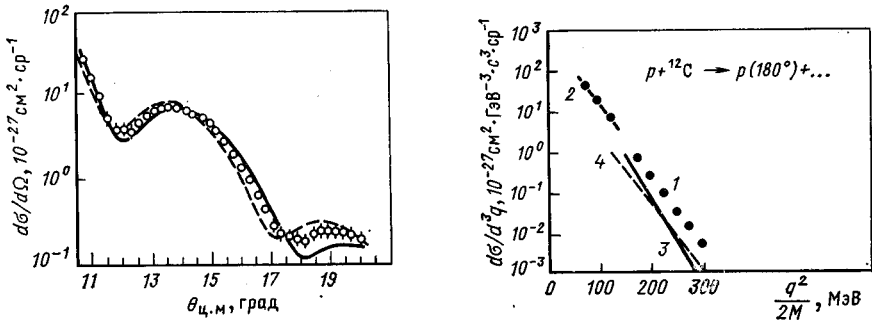


Рис. 14. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (1,04 ГэВ) на ${}^{40}\text{Ca}$. Зарядовая плотность — из работы [168]: сплошная кривая — результат расчета в МКФ [164]; пунктир — результат в модели независимых частиц

Рис. 15. Дифференциальное сечение инклюзивного рождения протонов под углом 180° : 1 — результат в МКФ [118, 178]; 2 — интерполированные к 180° данные из [175]; 3 — экспериментальные данные из [173]; 4 — результат из [177]

приводит к правильному описанию угловой зависимости поляризации протонов, испускаемых в процессе $p(640 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + X$ [180].

Следует отметить, что вопрос о механизме рождения протонов на больших углах еще окончательно не решен. Существующие модели (см., например, [78, 79, 176, 177, 181—184]) описывают успешно одни или другие характерные особенности процесса. Результаты экспериментов по совпадениям вылетающего назад с вылетающим вперед протонов [185, 186] представляют серьезный тест для области применения различных механизмов. В [186] показано, что механизм рассеяния двухнуклонным кластером в ядре может играть более значительную роль, чем одночастичный механизм. В [79] указывается энергетическая область применения одночастичных кластерных механизмов реакции. В [78] подчеркивается, однако, что независимо от различия предложенных механизмов анализ всех известных

экспериментальных данных по инклюзивному рождению протонов в протон-ядерных столкновениях подтверждают наличие высокоимпульсной компоненты в импульсных распределениях нуклонов, связанной с нуклонными корреляциями.

Упругое рассеяние α -частиц и тяжелых ионов ядрами. Эксперименты по рассеянию α -частиц промежуточных энергий (1, 37 ГэВ) на ядре ^{12}C [187] и на изотопах кальция $^{40}, ^{42}, ^{44}, ^{48}\text{Ca}$ [188] дают существенный вклад в изучение адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. Наряду с этим теоретический анализ процессов в рамках теории Кермана — МакМануса — Талера [189] и в теории Глаубера — Ситенко [165, 166] дает возможность исследовать влияние КННК на сечение рассеяния. В работе [190] показано, что эффекты КННК в районе первого дифракционного максимума малы и нарастают при больших переданных импульсах. В [191] показано, что КННК оказывают небольшое влияние на максимумы сечения рассеяния α -частиц на изотопах кальция. В [192] было установлено, однако, что эффект КННК на второй дифракционный максимум сечения очень большой ($\sim 350\%$). В [193] были сделаны оценки поправок на амплитуду рассеяния, связанных с нуклонными корреляциями в случае ядер ^{12}C и ^{40}Ca .

Модель когерентных флуктуаций была применена для анализа α -частичного рассеяния на ^{12}C и изотопах кальция в [48, 118]. Амплитуда рассеяния записывается в виде (38), где в качестве амплитуды рассеяния точечной α -частицы на флуктоне радиусом x ($A_0(x, \mathbf{q})$) используется амплитуда рассеяния на абсолютно черном теле [194]. Тогда сечение рассеяния имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k_0}{q}\right)^2 \left| \int_0^\infty dx |f(x)|^2 x J_1(qx) \right|^2, \quad (63)$$

где k_0 — волновое число налетающей α -частицы; q — переданный импульс; J_1 — функция Бесселя; $f(x)$ — весовая функция МКФ, которая в расчетах определялась из соотношения (37). Результаты МКФ находятся в согласии с данными по рассеянию α -частиц на изотопах кальция и на ^{12}C (рис. 16), причем в последнем случае оно значительно лучше, чем в других подходах [187, 190, 195—197], и сравнимо с результатом из [193].

В заключение этого раздела рассмотрим упругое рассеяние тяжелых ионов ядрами. Анализ этого рассеяния в рамках теории Глаубера — Ситенко [196, 198—201] показал, что влияние эффектов КННК, как и корреляций, связанных с движением центров масс, на сечения упругого ион-ионного рассеяния весьма существенно (см., например, [201]). Эти эффекты приводят к увеличению дифракционных максимумов (15—20% для второго и 25—35% для третьего максимума в сечениях упругого рассеяния $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при энергии 2,1 ГэВ/нуклон).

Упругое рассеяние тяжелых ионов исследовано в МКФ в работах [118, 202]. Использован механизм дифракционного рассеяния флюктона налетающего ядра абсолютно черным флюктоном ядра-ми-

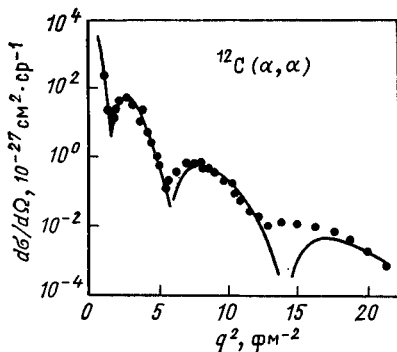


Рис. 16. Дифференциальное сечение упругого рассеяния α -частиц с энергией 1,37 ГэВ на ядре ^{12}C : кривая — результат в МКФ [48, 118]; точки — экспериментальные данные из работы [187]

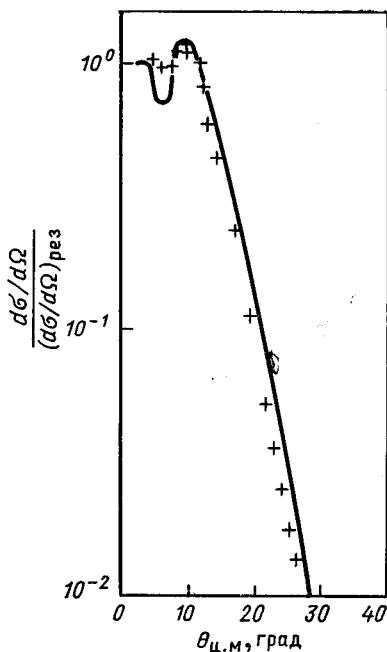


Рис. 17. Отношение $\frac{d\sigma/d\Omega}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{Рез}}}$ для упругого рассеяния ^{58}Ni (^{12}C , ^{12}C) ^{58}Ni ($E_{\text{лаб}} = 124,5$ МэВ):

сплошная кривая — результат в МКФ [118, 202]; экспериментальные данные из [198]

пени с учетом вкладов суперпозиций флюктонов обоих ядер и роли кулоновского взаимодействия. Сечение упругого рассеяния имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_{00}(\theta)|^2, \quad (64)$$

где

$$A_{00}(\theta) = \int_0^\infty dx_1 |f_1(x_1)|^2 \int_0^\infty dx_2 |f_2(x_2)|^2 A_0(\theta, x_1, x_2), \quad (65)$$

а

$$A_0(\theta, x_1, x_2) = \frac{i}{k} \left\{ l_0^{2in+1} \frac{J_1(l_0\theta)}{\theta} + 2in\theta^{-2in-2} \int_{l_0\theta}^\infty J_1(z) z^{2in} dz \right\}. \quad (66)$$

(см. также [194, 203]). В уравнении (66) k — длина волнового вектора; θ — угол рассеяния; $l_0 = k(x_1 + x_2)$; $n = Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v)$ (v — ско-

рость налетающего ядра). Функции $|f_1(x_1)|^2$ и $|f_2(x_2)|^2$ для налетающего ядра и для ядра-мишени определены с помощью их плотностных распределений из (37). Предложенный подход применим для малых углов рассеяния ($\theta \ll 1$) и при условии $l_0 \gg 1$. В [118, 202] рассчитаны в МКФ без свободных параметров отношения сечения $d\sigma/d\Omega$ к сечению Резерфорда $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Рез}}$ для упругих процессов ^{58}Ni ; (^{12}C , ^{12}C) ^{58}Ni ($E_{\text{лаб}} = 124$ МэВ) и ^{209}Bi (^{16}O , ^{16}O) ^{209}Bi ($E_{\text{лаб}} = 134$ МэВ). Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными отношениями [198, 204] для углов $\theta \ll 1$, при которых имеет место дифракционный подход [см. рис. 17 для процесса ^{58}Ni (^{12}C , ^{12}C) ^{58}Ni].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены теоретические подходы вне рамок приближения среднего поля и их применение при исследовании ядерной структуры и ядерных процессов. В число подходов включены метод Ястрова, ехр (S)-метод, различные реализации представления натуральных орбиталей и др. Более детально представлены результаты, полученные в модели когерентных флуктуаций ядерной плотности, в методе генераторной координаты и в методе натуральных орбиталей.

На основе теоремы Хюенберга — Коона установлено существование единственной функциональной связи между импульсным и плотностным распределениями нуклонов в ядрах. Предложен ядерный энергетический функционал двух равноправных для теории величин — распределения плотности и импульсов нуклонов. Такая формулировка является обобщением подходов и моделей, в которых только плотность или только импульсное распределение является динамической переменной.

Учет промежуточных ядерных состояний с плотностью, большей равновесной в МКФ и в МГК (с конструкционным потенциалом бесконечно глубокой прямоугольной ямы), дает возможность эффективного включения короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций. В этих подходах получены высокоимпульсные компоненты импульсных распределений нуклонов для широкого круга ядер, которые согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

В МКФ получено удовлетворительное описание энергий изоскалярных гигантских резонансов. Предсказана возможность существования коллективных дыхательных состояний с большими энергиями. В рамках МКФ получены спектральные функции глубоководных ядерных состояний ряда ядер, которые согласуются с данными из реакций (e , e' , p). Установлено нарастание ширины дырочных состояний при переходе к более глубоким связанным состояниям в соответствии с экспериментальными результатами. С помощью спектральных функций интерпретируются экспериментальные результаты по ЕМС-эффекту [205].

Путем диагонализации одночастичной матрицы плотности в МКФ и МГК получены натуральные орбитали и числа заполнения состояний для различных ядер.

Влияние нуклон-нуклонных корреляций, учтенных в МКФ, на поведение сечений упругого и квазиупругого рассеяния электронов, упругого и глубоконеупругого рассеяния протонов, как и упругого рассеяния ионов, оказывается весьма существенным для реалистического описания этих процессов. Приведенные результаты дают возможность сделать вывод, что описание свойств конечных ядерных систем как при низких, так и при высоких энергиях нужно искать на единой основе методами вне рамок приближения среднего поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барц Б. И., Болотин Ю. Л., Иношин Е. В., Гончар В. Ю. Метод Хартри — Фока в теории ядра. Киев: Наукова думка, 1982.
2. Bohigas O., Stringari S.//Phys. Lett. 1980. Vol. 95B. P. 9—12.
3. Jaminon M., Mahaux C., Ngô H.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 103—106;
- Jaminon M., Mahaux C., Ngô H.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A473. P. 509—538.
4. Antonov A. N., Hodgson P. E., Petkov I. Zh. Nucleon Momentum and Density Distribution in Nuclei. Oxford: Clarendon Press, 1988.
5. Gottfried K.//Ann. Phys. 1963. Vol. 21. P. 29—46.
6. Zabolitzky J. G., Ey W.//Phys. Lett. 1978. Vol. 76B. P. 527—532.
7. Kobe D. H.//J. Chem. Phys. 1969. Vol. 50. P. 5183—5194.
8. Löwdin P.-O.//Phys. Rev. 1955. Vol. 97. P. 1474—1489.
9. Brueckner K. A., Eden B. J., Francis N. C.//Phys. Rev. 1955. Vol. 98. P. 1445—1455.
10. Jastrow R.//Phys. Rev. 1955. Vol. 98. P. 1479—1484.
11. Fantoni S., Pandharipande V. R.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A427. P. 473—492;
- Fantoni S., Rosati S.//Nuovo cimento. 1974. Vol. A20. P. 179—193.
12. Schiavilla P., Pandharipande R. B., Wiringa R. B.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A449. P. 219—242.
13. Benhar O., Ciofidegli Atti C., Liuti S., Salmé G.//Phys. Lett. 1986. Vol. 117B. P. 135—140.
14. Kümmel H., Lührmann K. H., Zabolitzky J. G.//Phys. Rep. 1978. Vol. 36. P. 1—63.
15. Van Orden J. W., Truex M., Banerjee M. K.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 2628—2631.
16. Schmid K. W., Zheng R.-R., Grümmer F., Faessler A.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A499, P. 63—92.
17. Negele J. W.//Rev. Mod. Phys. 1982. Vol. 54. P. 913—1015.
18. Amado R. D.//Phys. Rev. 1976. Vol. C14. P. 1264—1270.
19. Amado R. D., Woloshyn R. M.//Phys. Lett. 1976. Vol. 62B. P. 253—255.
20. Amado R. D., Woloshyn R. M.//Phys. Rev. 1977. Vol. C15. P. 2200—2208.
21. Da Providencia J., Shakin C. M.//Ann. Phys. 1964. Vol. 30. P. 95—118;
- Malecki A., Picchi P.//Phys. Lett. 1971. Vol. 36B. P. 61—63; Lett. Nuovo cimento. 1973. Vol. 8. P. 16—20.
22. Dellagiacoma F., Orlandini G., Traini M.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A393. P. 95—108.
23. Traini M., Orlandini G.//Z. Phys. 1985. Vol. A231. P. 479—484.
24. Jeukenne J. P., Lejeune A., Mahaux C.//Phys. Rep. 1976. Vol. 25C. P. 83—174.
25. Orland H. Schaeffer R.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A299. P. 442—464.

26. Hasse R., Schuck P.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A438. P. 157—186; Vol. A445. P. 205—226; Ghosh S. K., Hasse R., Schuck P., Winter J.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1250—1253.
27. Бете Г. Теория ядерной материи: Пер. с англ. М.: Мир, 1974.
28. Бракнер К. Теория ядерной материи: Пер. с англ. М.: Мир, 1964.
29. Day B. D.//Rev. Mod. Phys. 1967. Vol. 39. P. 719—744.
30. Sprung D. W. L.//Adv. Nucl. Phys. 1972. Vol. 5. P. 225—343.
31. Köhler H. S.//Phys. Rep. 1975. Vol. 18C. P. 217—261.
32. Барретт Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер: Пер. с англ. Киев: Наукова думка, 1981.
33. Hill D. L., Wheeler J. A.//Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 1102—1145.
34. Griffin J. J., Wheeler J. A.//Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 311—327.
35. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
36. Лейн А. Теория ядра: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1967.
37. Bauhoff W.//Ann. Phys. 1980. Vol. 130. P. 307—328.
38. Wong Chun Wa//Phys. Rep. 1975. Vol. 15. P. 283—357.
39. Antonov A. N., Christov Chr. V., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento. 1986. Vol. 91A. P. 119—126.
40. Antonov A. N., Bonev I. S., Christov Chr. V., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento. 1988. Vol. 100A. P. 779—788.
41. Antonov A. N., Bonev I. S., Petkov I. Zh.//Rapid Comm. JINR, N01 [40]—90, Dubna, 1990. P. 35—44.
42. Antonov A. N., Bonev I. S., Christov Chr. V. e. a.//Proc. 4th Workshop on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies. Trieste 8—12 May 1989, World Sc. Singapore, 1989, P. 300—309.; Nuovo cimento. A (in print).
43. Brink D. M.//Proc. S.I.F. Course XXXVI/Ed. by C. Block N. Y.: Academic Press, 1966. P. 247—277.
44. Flocard H., Vautherin D.//Phys. Lett. 1975. Vol. 55B. P. 259—262; Nucl. Phys. 1976. Vol. A264. P. 197—220.
45. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Bulg. J. Phys. 1979. Vol. 6. P. 151—158.
46. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Z. Phys. 1980. Vol. A297. P. 257—260.
47. Brueckner N. A., Buchler J. R., Clark R. C., Lombard R. J.//Phys. Rev. 1969. Vol. 181. P. 1543—1551; Lombard R. J.//Ann. Phys. 1973. Vol. 77. P. 380—413.
48. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Bulg. J. Pys. 1983. Vol. 10. P. 42—49.
49. Antonov A. N., Christov Chr. V., Nikolov E. N. e.a.//Prepr. Nucl. Phys. Lab., Oxford University, OUNP-89-15, Oxford, 1989; Nuovo cimento. 1989. Vol. 102A. P. 1701—1715.
50. Malaguti F., Uguzzoni A., Verondini E., Hodgson P.E.//Riv. Nuovo cimento. 1982. Vol. 5, ser. 3, P. 1—67.
51. Antonov A. N., Hodgson P. E., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento. 1987. Vol. 97A, P. 117—123.
52. Jaminon M., Mahaux C., Ngô H.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A440. P. 228—253.
53. Jaminon M., Mahaux C., Ngô H.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 445—461.
54. Dechargè J., Sips L.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A407. P. 1—28.
55. Pandharipande V. R., Papanicolas C. N., Wambach J.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1133—1136.
56. Gaudin M., Gillespie J., Ripka G.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A176. P. 237—260.
57. Таулес Д. Квантовая механика систем многих частиц: Пер. с англ. М. Мир., 1975.
58. Bohigas O., Campi X., Krivine H., Treiner J.//Phys. Lett. 1976. Vol. 64B. P. 381—385.
59. Guet C., Brack M.//Z. Phys. 1980. Vol. A297. P. 247—256.
60. Brack M., Guet C. Håkansson H.-B.//Phys. Rep. 1985. Vol. 123. P. 275—364.

61. Hohenberg P., Kohn W.//Phys. Rev. 1964. Vol. 136. P. B864—B871.
62. Kohn W., Sham L. J.//Phys. Rev. 1965. Vol. 140. P. A1133—A1138.
63. Antonov A. N., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento 1986. Vol. 94A. P. 68—77.
64. Antonov A. N., Petkov I. Zh., Hodgson P. E.//Bulg. J. Phys. 1986. Vol. 13. P. 110—119.
65. Burov V. V., Eldyshev Yu. N., Lukyanov V. K., Pol'Yu. S. Preprint JINR E4-8029. Dubna, 1974.
66. Akaishi Y.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A416. P. 409c—419c.
67. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salmè G.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A497. P. 361c—369c.
68. Day D. B., McCarthy J. S., Meziani Z. E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 427—430.
69. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh., Hodgson P. E.//Bulg. J. Phys. 1983. Vol. 10. P. 590—600.
70. Antonov A. N., Petkov I. Zh.//Bulg. J. Phys. 1987. Vol. 14. P. 137—145.
71. Brown B. A., Massen S. E., Escudero J. I. e.a.//J. Phys. G.: Nucl. Phys. 1983. Vol. 9. P. 423—441.
72. Casas M., Martorell J., Moya de Guerra//Phys. Lett. 1986. Vol. 167B. P. 263—267.
73. Hüfner J., Nemes M. C.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2538—2547.
74. Зверев М. В., Саперунгейн Е. Е.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 304—313.
75. Krivine H.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A457. P. 125—145.
76. Grypeos M., Ypsilantis K.//J. Phys. G.: Nucl. Phys. 1989. Vol. 15. P. 1397—1403.
77. Antonov A. N., Kanev J., Petkov I. Zh., Stoitsov M. V.//Nuovo cimento. 1989. Vol. 101. P. 525—542.
78. Haneishi Y., Fujita T.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 260—274.
79. Haneishi Y., Fujita T.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 70—75.
80. Antonov A. N., Bonev I. S., Christov Chr. V., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento. 1989. Vol. A101. P. 639—649.
81. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Proc. 7th Intern. Seminar on High-Energy Physics Problems. June 19—23. 1984. Dubna. D1 2-84-599. Dubna, 1984. P. 606—610.
82. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento. 1985. Vol. 86A. P. 23—30.
83. Balazs N. L., Pauli H. C.//Z. Phys. 1977. Vol. A281. P. 395—407.
84. Schlepütz F. W., Comiso J. C., Meyer T. C., Ziock K. O. H.//Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 135—141.
85. Yavin A. I.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A374. P. 297c—315c.
86. Горшков Б. Л., Ильин А. И., Соколовский Б. Ю. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 60—63.
87. Chestnov Yu. A., Gorshkov B. L., Iljin A. I. e.a. Preprint LNPI No. 941, Leningrad, 1984.
88. Wilkins B. D., Kaufman S. B., Steinberg E. P. e. a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1080—1083.
89. Pandian S., Porile N. T.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 427—438.
90. Sauvageon H., Regnier S., Siminoff G. N.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 466—477.
91. Brown G. E., Durso J. W., Johnson M. B.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A397. P. 447—468.
92. Meissner U.-G., Durso J. W.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A430. P. 670—684.
93. Brueckner K. A., Giannoni M. J., Lombard R. J.//Phys. Lett. 1970. Vol. 31B. P. 97—98.
94. Воинова-Елисеева Н. А., Митропольский И. А. Препринт ЛИЯФ № 1095. Л., 1985.
95. Воинова-Елисеева Н. А., Митропольский И. А. Препринт ЛИЯФ № 1104. Л., 1985.

96. Sharma M. M., Stocker W., Gleissi P., Brack M.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A504. P. 337—351.
97. Brandenburg S., Borghols W. T. A., Drentje A. G. e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A466. P. 29—69.
98. Borghols W. T. A., Brandenburg S., Meier J. H. e.a.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A504. P. 231—268.
99. Sharma M. M., Borghols W. T. A., Brandenburg S. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. 38. P. 2562—2572.
100. Mougey J., Bernheim M., Bussiere De Nercy A. e.a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A262. P. 461—492.
101. Nakamura K., Hiramatsu S., Kamae T. e.a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A271. P. 221—234.
102. James A. N., Andrews P. T., Butler P. e.a.//Nucl. Phys. 1969. Vol. A133. P. 89—100; James A. N., Andrews P. T., Kirkby P., Lowe B. G.//Nucl. Phys. 1969. Vol. A138. P. 145—162.
103. Frullani S., Mougey J.//Adv. Nucl. Phys. 1984. Vol. 14. P. 1—285.
104. Hodgson P. E.//Rep. Progr. in Phys. 1975. Vol. 38. P. 847—902.
105. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
106. Gross D. H. E., Lipperheide R.//Nucl. Phys. 1970. Vol. A150. P. 449—460.
107. Köhler H. S.//Nucl. Phys. 1966. Vol. 88. P. 529—538.
108. Sartor R.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A267. P. 29—39; Nucl. Phys. 1977. Vol. A289. P. 329—345.
109. Sartor R., Mahaux C.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 2613—2627.
110. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Z. Phys. 1982. Vol. A304. P. 239—243.
111. Muthukrishnan R., Baranger M.//Phys. Lett. 1965. Vol. 18. P. 160—163.
112. Quint E. N. M., Barnett B. M., van den Berg A. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1088—1091; Radhakrishna M. C., Puttaswamy N. G., Nann H. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 66—78.
113. De Witt Huberts P. K. A.//Proc. 3rd Workshop on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies 18—22 May 1987. Trieste, World Sc. Publ. Co. Singapore, 1988. P. 381—391.
114. Гулькаров И. С., Куприков В. И.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 33—38; Гулькаров И. С.//ЯФ. 1990. Т. 51. С. 97—111; Гулькаров И. С., Мансуров М. М.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1283—1289.
115. Vennour L., Neenen P.-H., Bonche P.//Phys. Rev. 1989. Vol. C40. P. 2834—2839.
116. Лукьянов В. К., Поль Ю. С.//ЭЧАЯ, Т. 5. С. 955—1022.
117. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Compt. rend. Acad. bulg. Sci. 1981. Vol. 34. P. 19—22.
118. Антонов А. Н., Николаев В. А., Петков И. Ж.//Изв. АН. СССР. Сер. Физ. 1983. Т. 47. С. 134—141.
119. Yennie D. R., Voos F. L., Ravenhall D. C.//Phys. Rev. 1965. Vol. 137. P. B882—B903.
120. Петков И. Ж., Лукьянов В. К., Поль Ю. С.//ЯФ. 1966. Т. 4. С. 57—65.
121. Гаристов В. П., Петков И. Ж.//Болг. физ. журн. 1976. Т. 3. С. 6—20; Antonov A. N., Garistov V. P., Petkov I. Zh.//Phys. Lett. 1977. Vol. 68B. P. 305—307.
122. Bellicard J. B., Bounin P., Frosch R. F. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 527—529.
123. Czyż W., Gottfried K.//Ann. Phys. 1963. Vol. 21. P. 47—71; Дементий С. В., Афанасьев Н. Г., Аркатов И. М. и др.//ЯФ, 1970. Т. 11. С. 19—28; Heimlich F. H., Köbberling M., Moritz J. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A231. P. 509—520.
124. Moniz E. J.//Phys. Rev. 1969. Vol. 184. P. 1154—1161.

125. Fabian W., Arenhovel H.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A314. P. 253—286; Dieperink A. E. L., De Forest T., Sick I., Brandenburg R. A.//Phys. Lett. 1976. Vol. 63B. P. 261—264.
126. Brieva F. A., Dellafiore A.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A292. P. 445—458; De Forest T.//Nucl. Phys. 1969; Vol. A132. P. 305—321; Donnely T. W.//Nucl. Phys. 1970. Vol. A150. P. 393—416; Klawansky S., Kendall H. W., Kerman A. K.//Phys. Rev. 1973. Vol. C7. P. 795—800; Kawazoe Y., Takeda G., Matsuzaki H.//Progr. Theoret. Phys. 1975. Vol. 54. P. 1394—1408.
127. Rosenfelder R.//Ann. Phys. 1980. Vol. 128. P. 188—240.
128. Moniz E. J., Sick I., Whitney e.a.//Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. P. 445—448.
129. Whitley R. R., Sick I., Ficenece J. B. e. a.//Phys. Rev. 1974. Vol. C9. P. 2230—2235.
130. Drell S. D., Walecka J. D.//Ann. Phys. 1964. Vol. 28. P. 18—33; De Forest T., Jr., Walecka J. D.//Adv. Phys. 1966. Vol. 15. P. 1—109.
131. Antonov A. N., Petkov I. Zh. Comm. JINR E4-83-663, Dubna, 1983; Antonov A. N., Petkov I. Zh.//Bulg. J. Phys. 1984. Vol. 11. P. 163—178.
132. Marchand C., Barreau P., Bernheim M. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 153B. P. 29—32.
133. Barreau P., Bernheim M., Brussel M. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A358. P. 287c—292c.
134. Буйки А. Ю., Шевченко Н. Г., Афанасьев Н. Г. и др.//УФЖ. 1983. Т. 28. С. 1654—1657.
135. Deady M., Williamson C. F., Wong J. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 631—634.
136. Deady M., Williamson C. F., Zimmerman P. D. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 1897—1904.
137. Mezziani Z. E., Barreau P., Bernheim M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 2130—2133; Phys. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1233—1236.
138. Altemus R., Cafolla A., Day D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 965—968.
139. Celenza L. S., Pong W. S., Rahman M. M., Shakin C. M.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 320—331.
140. Drożdż S., Co'G., Wambach J., Speth J.//Phys. Lett. 1987. Vol. 185B. P. 287—292.
141. Noble J. V.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 412—415.
142. Zimmerman P. D.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 265—266.
143. Celenza L. S., Rosental A., Shakin C. M.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 232—239.
144. Celenza L. S., Harindranath A., Shakin C. M.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 248—252; 650—652.
145. Alberico W. M., Czernski P., Ericson M., Molinari A.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A462. P. 269—289.
146. Kohno M., Ohtsuka N.//Phys. Lett. 1981. Vol. 98B. P. 335—339.
147. Celenza L. S., Pong W. S., Shakin C. M.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2792—2798.
148. Kohno M.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A410. P. 349—370.
149. Dellafiore A., Lenz F., Brieva F. A.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1088—1104.
150. Cavinato M., Drechsel D., Fein E. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A423. P. 376—396.
151. Stroth U., Hasse R., Schuck P.//Phys. Lett. 1986. Vol. 171B. P. 339—342; Nucl. Phys. 1987. Vol. A462. P. 45—60.
152. Корчин А. Ю., Купленников Э. Л., Шебеко А. В.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 932—941.
153. Wehrberger K., Beck F.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 298—304.
154. Do Dang G., Van Thieu P.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1845—1847.
155. Do Dang G., Van Giai N.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 731—733.

156. Viollier R. D., Walecka J. D.//Acta Phys. Pol. 1977. Vol. B8. P. 25—60.
 157. Ray L.//Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 1855—1872.
 158. Moniz E. J., Nixon G. D.//Ann. Phys. 1971. Vol. 67. P. 58—97.
 159. Starodubsky V. E.//ЯФ. 1972. Т. 16. С. 946—957; Nucl. Phys. 1974. Vol. A219. P. 525—542.
 160. Boridy E., Feshbach H.//Ann. Phys. 1977. Vol. 109. P. 468—484.
 161. Chaumeaux A., Layly V., Schaeffer R.//Ann. Phys. 1978. Vol. 116. P. 247—357.
 162. Khan Z. A.//Z. Phys. 1981. Vol. A303. P. 161—165.
 163. Guardiola R., Oset E.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A234. P. 458—468.
 164. Antonov A. N., Christov Chr. V., Petkov I. Zh.//Z. Phys. 1985. Vol. A320. P. 683—687.
 165. Глаубер Р.//УФН. 1971. Т. 103. С. 641—673.
 166. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций М.: Энергоатомиздат, 1983.
 167. Alkhazov G. D.//Z. Phys. 1982. Vol. A305. P. 167—170.
 168. Sick I.//Phys. Lett. 1974. Vol. 53B. P. 15—17.
 169. Golovanova N. F., Iskra V.//Phys. Lett. 1987. Vol. 187B. P. 7—11.
 170. Antonov A. N., Christov Chr. V., Nikolov E. N. e. a. Preprint ITP-89-46E. Kiev. 1989; Z. Phys. 1990. Vol. A336. P. 333—337.
 171. Блохинцев Д. И.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295—1299; Блохинцев Д. И., Токтаров К. А. Препринт ОИЯИ Р4-4018. Дубна, 1968.
 172. Burgov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.//Phys. Lett. 1977. Vol. 67B. P. 46—48.
 173. Frankel S., Frati W., Van Dyck O. e. a.//Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 642—645.
 174. Frankel S., Frati W., Blanpied G. e. a.//Phys. Rev. 1978. Vol. C18. P. 1375—1378.
 175. Komarov V. I., Kosarev G. E., Müller H. e. a.//Phys. Lett. 1977. Vol. 69B. P. 37—40; Comm. JINR E1-11513. Dubna, 1978.
 176. Weber H. J., Miller L. D.//Phys. Rev. 1977. Vol. C16. P. 726—729.
 177. Amado R. D., Woloshyn R. M.//Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 1435—1437.
 178. Антонов А. Н., Николаев В. А., Петков И. Ж. Сообщение ОИЯИ Р4-12207. Дубна, 1979.
 179. Jacob G., Maris Th. A. J.//Rev. Mod. Phys. 1966. Vol. 38. P. 121—142.
 180. Зулькарнеев Р. Я., Кутуев Р. Х., Мургазаев Х.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 889—892.
 181. Fujita T.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 174—177.
 182. Knoll J.//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 773—780.
 183. Komarov V. I., Kosarev G. E., Müller H. e. a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A326. P. 297—324.
 184. Ko Che-Ming, Ta-Chung Meng//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 994—997.
 185. Komarov V. I., Kosarev G. E., Müller H. e. a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 80B. P. 30—34.
 186. Miake Y., Hamagaki H., Kadota S. e. a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 2168—2183.
 187. Chaumeaux A., Bruge G., Bauer T. e. a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A267. P. 413—424.
 188. Alkhazov A. D., Bauer T., Bertini R. e. a.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A280. P. 365—376.
 189. Kerman A. K., McManus H., Thaler R. M.//Ann. Phys. 1959. Vol. 8. P. 551—634.
 190. Ahmad I.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1980. Vol. G6. P. 947—960.
 191. Алхазов Г. Д.//Изв. АН СССР, Сер. Физ. 1979. Т. 43. С. 2115—2125; Препринт ЛИЯФ № 465. Л., 1979.
 192. Matecki A., Satta L. Preprint LNF-76/36(F). Frascati, 1976.

193. Пак А. С., Тарасов А. В., Ужинский В. В., Цэрэн Ч. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 314—318; ЯФ. 1979. Т. 30. С. 102—111.
194. Ахизер А. И., Померанчук И. Я. // УФН. 1958. Т. 65. С. 593—630.
195. Viollier R. D., Turttschi E. // Ann. Phys. 1980. Vol. 124. P. 290—312.
196. Franko V., Varma G. K. // Phys. Rev. 1978. Vol. C18. P. 349—370.
197. Fäldt G., Hulthage I. // Nucl. Phys. 1979. Vol. A316. P. 253—266.
198. Dar A., Kirzon Z. // Phys. Lett. 1971. Vol. 37B. P. 166—169.
199. Kirzon Z., Dar. A. // Nucl. Phys. 1975. Vol. A237. P. 319—332.
200. Барашенков В. С., Гаврилов Э. С., Елисеев С. М. Препринт ОИЯИ Р2-6423. Дубна, 1972; Барашенков В. С., Мусульманбеков Ж. Ж. Препринт ОИЯИ Р2-11453. Дубна, 1978.
201. Varma S. K. // Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 267—271.
202. Антонов А. Н., Бонев И. С., Николаев В. А., Петков И. Ж. Сообщение ОИЯИ Р4-12633, Дубна, 1979.
203. Ахизер А. И., Померанчук И. Я. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 396—402.
204. Карамян С. А., Оганесян Ю. Ц., Пенниовжкевич Ю. Э., Пустыльник Б. И. Препринт ОИЯИ Р7-5884. Дубна, 1971.
205. Antonov A. N., Kartari L. P., Nikolaev V. A., Umnikov A. Yu. Rapid Comm. JINR, No. 2 [41]—90. Dubna, 1990. P. 14—21.