

УДК 539.142:539.144.3

Р.М. Плекан, І.В. Хіміч

Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики

88000, Ужгород, вул. Капітульна, 9а

e-mail: *nphys@univ.uzhgorod.ua*

## ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОДІРКОВИХ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ ТА ЕНЕРГІЙ СПАРЮВАННЯ НУКЛОНІВ ПАРНО-ПАРНИХ ЯДЕР

У рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра проводиться теоретичний опис стаціонарних станів сферичних (деформованих) парно-парних ядер із врахуванням сильної ядерної й електромагнітної взаємодій. Зокрема, досліджуються енергії спарювання нуклонів та енергетичні спектри дводіркових збуджених станів парно-парних ядер, у яких до заповнення зовнішніх оболонок не вистачає двох протонів. Ефективність моделі ілюструється на прикладі чисельних розрахунків для парно-парних ізотопів аргону та заліза.

**Ключові слова:** адіабатична тричастинкова модель, рівняння Шредінгера, кутові і радіальні кореляції нуклонів, парно-парні ядра, енергія спарювання.

### Вступ

З метою виходу за рамки однонуклонного наближення типу Хартрі-Фока [1, 2] і врахування ефектів спарювання нуклонів одного сорту і, відповідно, їх кутових і радіальних кореляцій, у серії праць [3-12] у потенціальному підході була розвинута адіабатична тричастинкова модель (АТМ) ядра. У запропонованій моделі парно-парне сферичне (деформоване) ядро  ${}^A_Z X$  розглядається як система, що складається із відповідного остова і двох валентних нуклонів, які рухаються в його статичному полі. Ефективне середнє поле остова моделюється потенціалом Вудса-Саксона з одночастинковою спіно-орбітальною взаємодією. Кореляції між валентними нуклонами враховуються, відповідно, введенням між ними залишкової взаємодії, яка моделюється потенціалом з нульовим радіусом дії із врахуванням відштовхування нуклонів на малих відстанях.

В основі АТМ [3-12] лежить також припущення про розділення руху валентних нуклонів у просторі  $R^6$  на швидкий рух по кутових змінних на гіперсфері  $S^5(\Omega)$  і адіабатичний (повільний) вздовж гіперрадіусу  $R$  та введення зручного для опису поняття потенціального терму нуклонів ядра  $U_\mu(R)$ .

Зауважимо, що дослідні дані про нульові спіни парно-парних ядер в основних станах та чисельні розрахунки [13-19] енергетичних спектрів вказують на те, що сильна кореляція між двома нуклонами одного сорту можлива тільки тоді, коли вони перебувають у станах з однаковою енергією та однаковими квантовими числами, які необхідні для повного опису станів нуклонів, за винятком протилежних по знаку проекцій їхніх повних моментів.

Відомо, що внаслідок принципу Паулі в парно-парних ядрах стани двох нуклонів одного сорту, які знаходяться на довільному одночастинковому рівні з моментом  $j > 1/2$ , за рахунок спарювання, обумовленого залишковою взаємодією, завжди мають при  $jj$  – зв'язку ціле парне значення сумарного моменту (спіну), причому максимальне значення спіну  $J^\pi$  пари нуклонів рівне  $2j - 1$  і, відповідно, спін першого збудженого стану пари валентних нуклонів, які рухаються у полі парно-парного ядерного остова, рівний  $J^\pi = 2^+$ . Енергія зв'язку квадрупольних  $J^\pi = 2^+$  пар нуклонів є меншою за енергію зв'язку монопольних пар з  $J^\pi = 0^+$ , які відповідальні за формування основного стану ядра, однак вона є достатньою для розгляду таких квадрупольних пар в якості стійких утворень.

Відомо також, що парні кореляції тождних нуклонів призводять до існування надплинних станів ядер. Першим на можливість надплинності ядерної матерії вказав Боголюбов [20]. Найбільш послідовно і коректно парні кореляції нуклонів одного сорту враховуються в надплинній моделі ядра [21-23] на основі формалізму вторинного квантування. У потенціальному підході у рамках АТМ у серії праць [13-19] проведені чисельні розрахунки енергетичних спектрів та енергій спарювання нуклонів парно-парних ядер, в яких у відповідних зовнішніх оболонках містяться два валентні нейтрони, або, в яких до заповнення зовнішніх оболонок не вистачає двох нейтронів. Актуальним є подальший розвиток та застосування адіабатичного підходу в теорії ядра до досліджень в рамках АТМ енергетичного спектру та енергії спарювання нуклонів парно-парних ядер із врахуванням у випадку валентних протонів, крім сильної ядерної, також і електромагнітної взаємодії. Іншими словами, виникає необхідність у теоретичному описі дводіркових протонних збуджених станів парно-парних ядер.

### Опис дводіркових протонних станів сферичних парно-парних ядер

Насамперед зауважимо, що в надплинній моделі ядра [21-23] (за аналогією з явищем надпровідності в атомній фізиці) припускається, що в ядрах мають місце сили спарювання між тождними нуклонами, тобто наявні парні нейтрон-нейтронні і протон-протонні кореляції і відсутні нейтрон-протонні кореляції надпровідного типу. Тому в теорії ядра нейтронні і протонні системи слід розглядати окремо і не залежно розв'язувати відповідні рівняння Шредингера для знаходження енергетичних спектрів і хвильових функцій цих систем.

Теоретичний опис енергетичного спектру парно-парного ядра  ${}^A_Z X$  в рамках АТМ проводиться в термінах гіперсферичних координат, роль яких відіграють шість змінних  $(R, \Omega)$

$$R = (r_1^2 + r_2^2)^{1/2}, \quad \alpha = \arctg(r_2 / r_1),$$

$$\Omega = \{\alpha, \varphi_i, \theta_i\}, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

де  $R$  – гіперрадіус,  $\alpha$  – гіперкут,  $\varphi_i, \theta_i$  – звичайні сферичні кути валентних нуклонів, а  $r_1, r_2$  – модулі їхніх радіус-векторів.

У випадку сферичного парно-парного ядра ефективне середнє ядерне поле моделюється статичним сферично-симетричним потенціалом Вудса-Саксона [21, 22]

$$U_i(r_i) = -V_0 \left( 1 \pm 0.63 \frac{N-Z}{A} \right) \left( 1 + \exp\left(\frac{r_i - R_0}{a_0}\right) \right)^{-1}, \quad (2)$$

де знак “+” відповідає протону, а “-” – нейтрону;  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1.2 \div 1.4$  фм.

У випадку, коли на зовнішній оболонці містяться два протони, до ядерного потенціалу (2) додається потенціал кулонівської взаємодії, який моделюється у вигляді

$$V_k = \sum_{i=1}^2 V_k(r_i) + V_{k12}, \quad (3)$$

де  $V_k(r_i)$  – потенціальна енергія взаємодії  $i$ -го протона з кулонівським полем рівномірно зарядженої кулі

$$V_k(r_i) = \begin{cases} \left[ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left( \frac{r_i}{R_0} \right)^2 \right] \frac{e^2(Z-2)}{R_0}, & r_i \leq R_0, \\ \frac{e^2(Z-2)}{r_i}, & r_i > R_0. \end{cases} \quad (4)$$

$V_{k12}$  – кулонівська взаємодія валентних протонів між собою

$$V_{k12} = \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}. \quad (5)$$

Спін-орбітальна взаємодія  $i$ -го нуклона має вигляд

$$V_{i,s_i}(r_i) = W_i(r_i) (\vec{l}_i \vec{s}_i), \quad (6)$$

$$W_i(r_i) = -\chi \frac{1}{r_i} \frac{\partial U_i(r_i)}{\partial r_i}. \quad (7)$$

Для спрощення подальших розрахунків залишкова взаємодія валентних нуклонів між собою моделюється [24] потенціалом

$$V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -16\pi V_{12} [1 - g\rho \left( \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right)] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (l + \vec{s}_1 \vec{s}_2) \quad (8)$$

з нульовим радіусом дії із врахуванням відштовхування нуклонів на малих відстанях з явною залежністю від спінів  $\vec{s}_1$  та  $\vec{s}_2$  валентних нуклонів, внеском яких у минулих працях ми нехтували. Член  $\rho(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2})$

ефективно враховує відштовхування нуклонів на малих відстанях і має зміст сумарної одночастинкової густини нуклонів. Відносний внесок відштовхування визначається константою  $g$  ( $g > 0$ ). Такий вибір залишкової взаємодії істотним чином спрощує надалі алгоритм розрахунку енергетичного спектру, оскільки дозволяє в явному аналітичному вигляді обчислити її матричні елементи і в той же час не спотворює реальної ситуації, хоча в майбутньому можна буде розглянути й інші моделі залишкової взаємодії. У формулі (8):  $\vec{s}_1$  та  $\vec{s}_2$  – векторні оператори спінів валентних нуклонів, виміряні відповідно в одиницях  $\hbar$ , а  $I$  – одиничний оператор, що діє у спіновому просторі.

Оператор повного спіну системи рівний  $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ . Звідси

$$\vec{S}^2 = (\vec{s}_1 + \vec{s}_2)^2 = \vec{s}_1^2 + \vec{s}_2^2 + 2\vec{s}_1\vec{s}_2, \quad (9)$$

$$\vec{s}_1^2 = s_1(s_1 + 1), \quad \vec{s}_2^2 = s_2(s_2 + 1). \quad (10)$$

Спінові квантові числа  $s_1 = s_2 = 1/2$ , а отже  $\vec{s}_1^2 = \frac{3}{4}I$ ,  $\vec{s}_2^2 = \frac{3}{4}I$ . Таким чином

$$\vec{s}_1\vec{s}_2 = \frac{1}{2}(\vec{S}^2 - \vec{s}_1^2 - \vec{s}_2^2). \quad (11)$$

Позначимо далі через  $V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  наступний вираз

$$V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = -16\pi V_{12} [1 - \text{gp}(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2})] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (12)$$

тоді в результаті одержимо

$$\begin{aligned} V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)(I + \vec{s}_1\vec{s}_2) = \\ &= V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left( I + \frac{\vec{S}^2 - \vec{s}_1^2 - \vec{s}_2^2}{2} \right) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left( \frac{1}{4}I + \frac{1}{2}\vec{S}^2 \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Оскільки  $\vec{S}^2 = S(S+1)$  в одиницях  $\hbar$ , то звідси маємо:

а) у синглетному стані  $S=0$  і, відповідно,

$$V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \frac{1}{4}I = -16\pi V_{12} [1 - \text{gp}(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2})] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \frac{1}{4}I; \quad (14)$$

б) у триплетному стані  $S=1$  і, відповідно,  $\vec{S}^2 = S(S+1) = 2I$ , а значить

$$V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left( \frac{1}{4}I + \frac{1}{2}\vec{S}^2 \right) = -16\pi V_{12} [1 - \text{gp}(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2})] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \frac{5}{4}I. \quad (15)$$

Як випливає з приведених міркувань, можна стверджувати, що нейтрон-нейтронні і протон-протонні спарені кореляції обумовлені залишковою взаємодією  $V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  (14) у синглетному стані  $S=0$ .

Таким чином, у рамках АТМ повна потенціальна енергія  $V(R, \Omega)$  розглядуваної системи «остів плюс два нуклони» в термінах колективних змінних (1) має вигляд

$$\begin{aligned} V(R, \Omega) &= U_1(R \cos \alpha) + W_1(R \cos \alpha) (\vec{l}_1 \vec{s}_1) + \\ &+ U_2(R \sin \alpha) + W_2(R \sin \alpha) (\vec{l}_2 \vec{s}_2) + V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V_k. \end{aligned} \quad (16)$$

Як показано, наприклад, у роботі [11], знаходження енергетичного спектру сферичних парно-парних ядер у рамках АТМ зводиться до розв'язання двох наступних послідовних задач. По-перше, до знаходження адіабатичних потенціальних термів нуклонів  $U_\mu(R)$  та відповідних базисних функцій  $\Phi_\mu(R, \Omega)$  шляхом чисельного розв'язання системи диференціальних рівнянь по змінній  $\alpha$  (у термінах  $\hbar = m_N = 1$ )

$$\begin{aligned} \left[ \frac{d^2}{d\alpha^2} - \frac{l_1(l_1+1)}{\cos^2 \alpha} - \frac{l_2(l_2+1)}{\sin^2 \alpha} + U_\mu(R) \right] \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{(\mu)}(R, \alpha) + \\ + R^2 \sum_{j_1' j_2' l_1' l_2'} V_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_1' j_2' l_1' l_2'}(R, \alpha) \Phi_{j_1' j_2' l_1' l_2'}^{(\mu)}(R, \alpha) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

для коефіцієнтів

$$\Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{(\mu)}(R, \alpha) = \sin \alpha \cos \alpha \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{(\mu)}(R, \alpha). \quad (18)$$

Система рівнянь (17) доповнюється відповідними граничними умовами, які забезпечують обмеженість функції  $\Phi_\mu(R, \alpha)$  в нулі і виконання принципу Паулі.

Розклад повної хвильової функції системи  $\Psi(R, \Omega)$  за гіперсферичним адіабатичним базисом  $\{\Phi_\mu(R, \Omega)\}$  має вигляд

$$\Psi(R, \Omega) = R^{-5/2} \sum_\mu F_\mu(R) \Phi_\mu(R, \Omega). \quad (19)$$

По-друге, до знаходження радіальних функцій  $F_\mu(R)$  та енергетичного спектру  $E$  стаціонарних станів нуклонів на основі чисельного розв'язання системи диференціальних рівнянь по змінній  $R$  ( $\hbar = m_N = 1$ )

$$\left\{ \frac{d^2}{dR^2} - \frac{1}{4R^2} + U_\mu(R) - 2E \right\} F_\mu(R) + \sum_{\mu'} H_{\mu\mu'}(R) F_{\mu'}(R) + Q_{\mu\mu'}(R) \frac{d}{dR} F_{\mu'}(R) = 0, \quad (20)$$

де матричні елементи  $H_{\mu\mu'}(R)$ ,  $Q_{\mu\mu'}(R)$  мають вигляд

$$H_{\mu\mu'}(R) = H_{\mu'\mu}(R) = \left\langle \frac{d}{dR} \Phi_\mu(R, \Omega) \left| \frac{d}{dR} \Phi_{\mu'}(R, \Omega) \right. \right\rangle, \quad (21)$$

$$Q_{\mu\mu'}(R) = Q_{\mu'\mu}(R) = - \left\langle \Phi_\mu(R, \Omega) \left| \frac{d}{dR} \Phi_{\mu'}(R, \Omega) \right. \right\rangle. \quad (22)$$

Тут дужки  $\langle | \rangle$  означають інтегрування по всіх кутах і сумування по всіх індексах  $(j_1, j_2, l_1, l_2)$ . Радіальні функції  $F_\mu(R)$  задовольняють граничні умови

$$F_\mu(0) = F_\mu(\infty) = 0. \quad (23)$$

Адіабатичне наближення, якому відповідає збереження в розкладі (19) одного члена і, відповідно, тільки діагональних матричних елементів  $H_{\mu\mu}(R)$ , зводить систему (20) до одного рівняння

$$\left\{ -\frac{d^2}{dR^2} - \frac{1}{4R^2} + U_\mu(R) + H_{\mu\mu}(R) \right\} F_\mu(R) = 2E F_\mu(R). \quad (24)$$

Наявність матричного елемента  $H_{\mu\mu}(R)$  дає оцінку зверху на власні значення енергій зв'язаних станів розглядуваної системи. Якщо в рівнянні (24) знехтувати діагональним матричним елементом  $H_{\mu\mu}(R)$ , то воно зведеться до рівняння вигляду

$$\left\{ -\frac{d^2}{dR^2} - \frac{1}{4R^2} + U_\mu(R) \right\} F_\mu(R) = 2E F_\mu(R). \quad (25)$$

Рівняння (25) забезпечує оцінку знизу на власні значення енергій зв'язаних станів і є аналогом наближення Борна-Оппенгеймера в нерелятивістській квантовій теорії молекул. Явний вигляд матричних елементів у (17) і (20) наведений у роботі [11].

На основі знайденого енергетичного спектру сферичного ядра можна розрахувати питомі енергії спарювання тотожних валентних нуклонів для відповідних станів згідно формули

$$E_{\text{спар}} = \frac{E_J - E_{V=0}}{E_{J=0} - E_{V=0}}, \quad (26)$$

де  $E_J$ ,  $E_{V=0}$  - енергії  $j$ -го стану, відповідно з урахуванням і неврахуванням залишкової взаємодії;  $E_{J=0}$  - енергія основного стану з урахуванням залишкової взаємодії.

Методика знаходження енергетичного спектру та відповідних хвильових функцій для аксіально-симетричних деформованих ядер наведена детально у [11].

### Розрахунки дводіркових протонних станів ізотопів аргону та заліза

Проілюструємо нижче основні моменти чисельного розрахунку енергетичного спектру ядер у рамках АТМ на прикладі розрахунку дводіркових протонних станів парно-парних ядер  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ , у яких до заповнення відповідних зовнішніх оболонок не вистачає двох протонів. Для спрощення розрахунку проведемо у припущенні сферично-симетричного поля остова ядра.

У відповідності з асимптотичною поведінкою термів  $U_\mu(R)/R^2$  розрахунки енергетичного спектру парно-парного ядра проводились у такій послідовності. Параметри потенціалу Вудса-Саксона підбирались таким чином, щоб потенціальні терми  $U_\mu(R)/R^2$  нуклонів досліджуваних парно-парних ядер на асимптотиці при  $R \rightarrow \infty$  виходили на відповідні рівні ізотопів з масовими числами, меншими на одиницю. Визначені у такий спосіб значення параметрів потенціалу Вудса-Саксона для ядер  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  наведені в табл. 1.

Далі, в наближенні Борна-Оппенгеймера знаходились спектри стаціонарних станів досліджуваних ядер у припущенні сферично-симетричного поля ядерного остова.

Результати розрахунків енергетичного спектру низьколежачих збуджених станів досліджуваних ізотопів аргону та заліза наведені в табл. 2, а їхнє розміщення на потенціальних термах нуклонів ядра зображено, відповідно, на рис. 1 і 2 прямими лініями (для прикладу приведені ізотопи  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ). У цьому форматі за нуль було взято енергії відриву двох протонів від відповідних ядер. Розраховані енергії збуджених станів парно-парних ядер узгоджуються з існуючими експериментальними даними [25] для області легких ядер, для області середніх і важких ядер необхідно

враховувати ефекти поляризації парно-парного остова. Для станів зі складною конфігурацією суттєвим є й ефект змішування конфігурацій.

У табл. 2 для досліджуваних ядер наведені також чисельні розрахунки енергій спарювання, які обумовлені залишковою взаємодією тотожних валентних нуклонів. Результати розрахунків енергій спарювання підтверджують експериментальні дані, що внесок питомої енергії спарювання в енергетичний спектр, як правило, не перевищує 2 MeV. З'ясовано також, що за рахунок залишкової взаємодії валентних нуклонів має місце тонка структура енергетичного спектру  $E(J)$  по сумарному кутовому моменту.

Таблиця 1

Набори параметрів потенціалів для досліджуваних парно-парних ядер

Ядро $^A X$	$V_0$ , MeV	$V_{12}$ , MeV	$r_0$ , фм	$a_0$ , фм	$\chi$ , фм <sup>2</sup>
$^{38}\text{Ar}$	40.9	30.0	1.25	0.63	0.29068
$^{40}\text{Ar}$	41.4	30.0	1.25	0.63	0.31560
$^{54}\text{Fe}$	43.3	30.0	1.25	0.63	0.28248
$^{56}\text{Fe}$	45.9	30.0	1.25	0.63	0.30057
$^{58}\text{Fe}$	46.3	30.0	1.25	0.63	0.31741

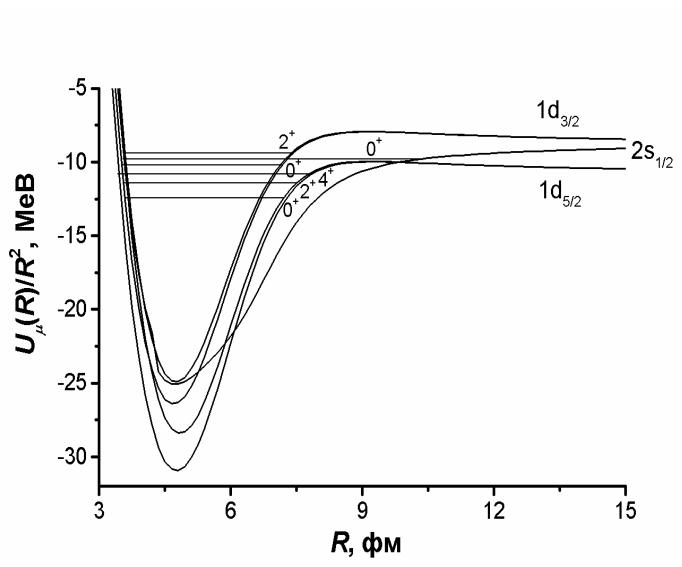


Рис. 1. Хід потенціальних термів нуклонів та рівні ізотопу  $^{38}\text{Ar}$ .

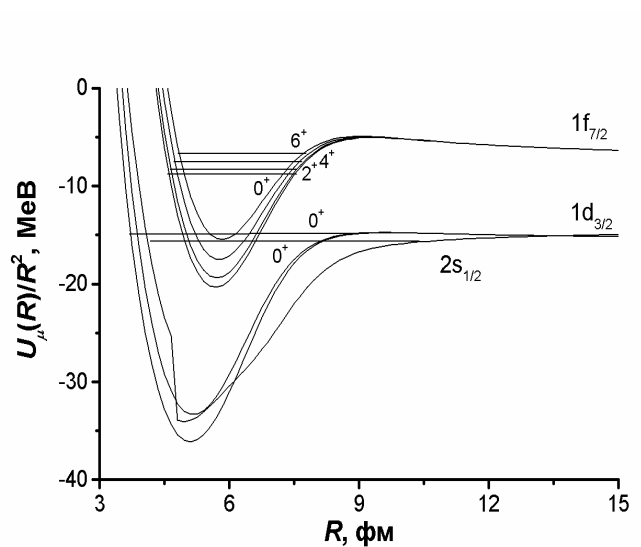


Рис. 2. Хід потенціальних термів нуклонів та рівні ізотопу  $^{54}\text{Fe}$ .

**Результати розрахунків енергетичного спектру станів досліджуваних парно-парних ядер та відповідних енергій спарювання**

Ядро ${}^A X$	Конфігурація дірок	$J^\pi$	$\epsilon_{nJ}$ , MeB	$\epsilon_{\text{експ}}$ [25], MeB	$E_J - E_{V=0}$ , MeB	$E_{\text{спар}}$ , MeB
${}^{38}\text{Ar}$	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$0^+$	0	0	3.0275	-
	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$2^+$	0.9607	-	3.9882	1.3173
	$(2s_{1/2} 2s_{1/2})^{-1}$	$0^+$	0.3920	-	2.4484	-
	$(1d_{5/2} 1d_{5/2})^{-1}$	$0^+$	1.9859	-	1.6832	-
	$(1d_{5/2} 1d_{5/2})^{-1}$	$2^+$	1.2981	2.1675	2.3710	1.4086
	$(1d_{5/2} 1d_{5/2})^{-1}$	$4^+$	0.3500	-	3.3191	1.9719
${}^{40}\text{Ar}$	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$0^+$	0	0	4.5584	-
	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$2^+$	1.5414	1.4609	6.0997	1.3381
	$(2s_{1/2} 2s_{1/2})^{-1}$	$0^+$	0.1720	-	1.6559	-
	$(1d_{5/2} 1d_{5/2})^{-1}$	$0^+$	2.1886	2.1208	3.1184	-
	$(1d_{5/2} 1d_{5/2})^{-1}$	$2^+$	1.0567	-	4.2503	1.3630
	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$4^+$	0.0840	-	5.2230	1.6749
${}^{54}\text{Fe}$	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$0^+$	0	0	2.7864	-
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$2^+$	0.4716	1.4082	3.2580	1.1693
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$4^+$	1.3778	2.5381	4.1642	1.4945
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$6^+$	2.3469	2.9492	5.1333	1.8423
	$(2s_{1/2} 2s_{1/2})^{-1}$	$0^+$	6.6425	6.4000	1.8656	-
	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$0^+$	5.8932	4.6543	3.0019	-
	$(1d_{3/2} 1d_{3/2})^{-1}$	$2^+$	6.5188	6.4290	2.3763	0.7916
${}^{56}\text{Fe}$	$(2p_{3/2} 2p_{3/2})^{-1}$	$0^+$	0	0	1.0633	-
	$(2p_{3/2} 2p_{3/2})^{-1}$	$2^+$	0.5835	0.8468	1.6468	1.5488
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$0^+$	2.9104	2.9417	2.0829	-
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$2^+$	2.5257	2.6576	2.4676	1.1847
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$4^+$	1.7541	2.0851	3.2391	1.5551
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$6^+$	0.8752	-	4.1181	1.9771
	$(2s_{1/2} 2s_{1/2})^{-1}$	$0^+$	7.2690	7.2200	0.9163	-
${}^{58}\text{Fe}$	$(2p_{3/2} 2p_{3/2})^{-1}$	$0^+$	0	0	0.7500	-
	$(2p_{3/2} 2p_{3/2})^{-1}$	$2^+$	0.4304	0.8108	1.1804	1.5739
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$0^+$	3.5045	3.2439	1.4738	-
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$2^+$	3.2159	3.2333	1.7624	1.1958
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$4^+$	2.6197	2.6064	2.3586	1.6004
	$(1f_{7/2} 1f_{7/2})^{-1}$	$6^+$	1.9095	-	3.0688	2.0822
	$(2s_{1/2} 2s_{1/2})^{-1}$	$0^+$	7.1740	7.1240	0.6232	-

### Висновки

Таким чином, можна стверджувати, що сформульована нами адиабатична тричастинкова модель (АТМ) дозволяє в потенціальному підході проводити адекватний теоретичний опис ефектів спарювання нуклонів, їх кутових і радіальних кореляцій, які призводять, зокрема, до утворення надплинних ядерних станів.

Цінність одержаних результатів полягає також у тому, що вони дають нову інформацію про механізми формування низьколежачих енергетичних станів парно-парних атомних ядер, зокрема тих, у яких на зовнішніх оболонках містяться два валентні нуклони, або у яких до заповнення відповідних зовнішніх оболонок не вистачає двох нуклонів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Барц Б.И., Болотин Ю.Л., Инопин Е.В., Гончар В.Ю. Метод Хартри-Фока в теории ядра. – К.: Наукова думка, 1982. – 208 с.
2. Ситенко О.Г., Тартаковський В.К. Теорія ядра. – К: Либідь, 2000. – 608 с.
3. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Тричастинкова динаміка кластерних ядер в гіперсферичному адіабатичному підході // УФЖ. - 1995. – Т. 40, № 11.- С. 1166-1170.
4. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Опис зв'язаних станів кластерних ядер в колективних змінних // Доп. НАН України. Сер. матем. - 1995. - № 10. - С. 71-74.
5. Хіміч І.В. Стационарні стани нуклонів в деформованому потенціалі Вудса-Саксона в рамках адіабатичного підходу // Наук. вісник Ужгород. ун-та. Сер. Фізика. – 1998. – № 3. – С. 53-56.
6. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Тричастинкова модель стаціонарних станів атомних ядер в адіабатичному підході // УФЖ. - 1999. – Т. 44, № 11. - С. 1330-1336.
7. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Адіабатична тричастинкова оболонкова модель ядра // УФЖ. – 2001. – Т. 46, № 5-6. – С. 524-528.
8. Khimich I.V., Plekan R.M., Pojda V.Yu. The Description of the Energy Spectrum of Nuclei in the Adiabatic Approach // Radiat. Phys. and Chem. – 2003. – Vol. 68, iss. 1-2. – P. 159-163.
9. Хіміч І.В. Механізми утворення збуджених станів парно-парних ядер // Наук. вісник Ужгород. ун-та. Сер. Фізика. – 2004. – № 15. – С. 18-23.
10. Хіміч І.В. Врахування руху остова ядра в адіабатичній тричастинковій моделі ядра // Наук. вісник Ужгород. ун-та. Сер. Фізика. – 2004. – № 16. – С. 11-17.
11. Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Дослідження кореляцій нуклонів парно-парних ядер в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра // УФЖ. – 2004. – Т. 49, №8. – С. 743-753.
12. Плекан Р.М. Опис кореляцій нуклонів парно-парних ядер в адіабатичному підході: дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.02. – Ужгород, 2010. – 144 с.
13. Плекан Р.М., Капустей М.М., Хіміч І.В. Чисельні розрахунки енергетичного спектру ядер  $^{16}\text{C}$  та  $^{58}\text{Ni}$  в адіабатичному підході // Наук. вісник Ужгород. ун-та. Сер. Фізика. – 1999. – № 4. – С. 50-54.
14. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Чисельні розрахунки енергетичного спектру ядер  $^{10}\text{Be}$  та  $^{14}\text{C}$  в адіабатичній моделі ядра // Наук. вісник Ужгород. ун-та. Сер. Фізика. – 2001. – № 9. – С. 155-161.
15. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Теоретичний опис енергетичного спектра кластерних ядер в адіабатичному підході // Вісник Львів. ун-та. Сер. фіз. – 2003. – № 36. – С. 146-157.
16. Plekan R.M., Pojda V.Yu., Khimich I.V. Theoretical Description of Nucleons Paired Correlations of Even-Even Nuclei in the Adiabatic Three-Particle Model // Proc. of Intern. Conf. "NPAE-Kyiv2006". - Part. 1.– Kyiv (Ukraine). – 2007. – P. 183-192.
17. Plekan R.M., Pojda V.Yu., Khimich I.V. Theoretical Description of Nucleons Paired Correlations of Even-Even Nuclei in the Adiabatic Three-Particle Model // Nucl. Phys. and Atom. Energy. – 2007. – Vol. 2, Iss. 20. - P. 47-55.
18. Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Дослідження парних кореляцій нуклонів в адіабатичній тричастинковій моделі ядра // Вісник Львів. ун-та. Сер. фіз. – 2008. – № 41. – С. 10-22.
19. Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Тонка структура енергетичного спектру  $E(J)$  парно-парних ядер в адіабатичній тричастинковій моделі // Наук. вісник Ужгород. ун-та. Сер. Фізика. - 2010. – № 27. – С. 7-13.
20. Боголюбов Н.Н. К вопросу об условиях сверхпроводимости в теории ядерной материи // Докл. АН СССР. - 1958. - Т. 119, № 1. - С. 52-55.

21. Soloviev V.G. On the Superfluid State of the Atomic Nucleus // Nucl. Phys. - 1958/59. - Vol. 9, Iss. 4. - P. 655-664.
22. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. – М.: Наука, 1971. – 559 с.
23. Belyaev S.T. Effect of Pairing Correlations on Nuclear Properties // Dan. Mat. Fys. Medd. - 1959. - Vol. 31, No. 11. - P. 1-55.
24. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика. – Л.: Из-во ЛГУ, 1988. – 328 с.
25. Evaluated Nuclear Structure Data File (National Nuclear Data Centre, Braukhaven National Laboratory, New York, USA) [Электронный ресурс]. – Режим доступа до бази даних: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.

Стаття надійшла до редакції 30.08.2012

R.M. Plekan, I.V. Khimich

Uzhhorod National University, Department of Theoretical Physics

88000, Uzhhorod, Kapitulna Str., 9a

e-mail: [nphys@univ.uzhgorod.ua](mailto:nphys@univ.uzhgorod.ua)

## INVESTIGATION OF TWO-HOLE EXCITED STATES AND THE PAIRING NUCLEON'S ENERGIES OF EVEN-EVEN NUCLEI

In the framework of the adiabatic three-particle model of nuclei is given a theoretical description of the stationary states of spherical (deformed) even-even nuclei taking into account the strong nuclear and electromagnetic interactions. In particular, we study the nucleon pairing energy and the energy spectra of two-hole excited states of even-even nuclei in which to fill the outer shell are missed two protons. The efficiency of the model is illustrated by numerical calculations for even-even argon and ferrum isotopes.

**Key words:** adiabatic three-particle model, Schrödinger's equation, angular and radial correlations of nucleons, even-even nuclei, pairing energy.

Р.М. Плекан, И.В. Химич

Ужгородский национальный университет, кафедра теоретической физики

88000, Ужгород, ул. Капитульная, 9а

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУДЫРОЧНЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И ЭНЕРГИЙ СПАРИВАНИЯ НУКЛОНОВ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

В рамках адиабатической трехчастичной модели ядра проводится теоретическое описание стационарных состояний сферических (деформированных) четно-четных ядер с учетом сильного ядерного и электромагнитного взаимодействий. В частности, исследуются энергии спаривания нуклонов и энергетические спектры двудырочных возбужденных состояний четно-четных ядер, у которых до заполнения внешних оболочек не хватает двух протонов. Эффективность модели иллюстрируется на примере численных расчетов для четно-четных изотопов аргона и железа.

**Ключевые слова:** адиабатическая трехчастичная модель, уравнение Шредингера, угловые и радиальные корреляции нуклонов, четно-четные ядра, энергия спаривания.