

ЧИСЕЛЬНІ РОЗРАХУНКИ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРУ ЯДЕР ^{16}C ТА ^{58}Ni В АДІАБАТИЧНОМУ ПІДХОДІ

Р.М.Плекан, М.М.Капустей, І.В.Хіміч

Ужгородський державний університет, кафедра ядерної фізики, вул. Капітульна, 9

В рамках гіперсферичного адіабатичного підходу проведено чисельні розрахунки енергетичних рівнів ядер ^{16}C та ^{58}Ni . Ефективне самоузгоджене поле, створюване усіма нуклонами, моделювалось потенціалом Вудса-Саксона, а міжнуклонна взаємодія валентних нуклонів - потенціалом нулевого радіусу дії. Розраховані енергії збуджених станів спарених нуклонів ядер ^{16}C та ^{58}Ni добре узгоджуються з існуючими експериментальними даними.

В теорії ядра існує ряд наближених методів розв'язку рівняння Шредінгера для стаціонарних станів ядерних систем. Найбільш відомі з них : метод оболонки [1], метод сильного зв'язку каналів [2], метод Хартрі-Фока [3], метод К-гармонік [4] та інші.

Однак, врахування ефектів спарення нуклонів одного сорту, а також дослідження кореляцій руху нуклонів приводять до гострої необхідності мати метод розрахунку енергетичного спектру ядер, який виходить за рамки моделі одночастинкового наближення типу Хартрі-Фока.

В цьому плані в роботах [5-7] до розв'язку задач теорії ядра був запропонований гіперсферичний адіабатичний підхід (ГАП). Представляється актуальним подальший розвиток та застосування цього підходу до дослідження енергетичного спектру кластерних ядер в рамках моделі "кор" плюс два нуклони в зовнішній обо-

лонці, зокрема, до знаходження енергетичного спектру ядер ^{16}C та ^{58}Ni .

Зауважимо, що основу ГАП складає опис ядра в термінах колективних змінних, роль яких відіграють гіперсферичні координати : гіперрадіус R , гіперкут α

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

та звичайні сферичні кути $\hat{r}_i = \{\varphi_i, \theta_i\}$,

$i=1,2$, а також припущення про сепарабельність руху нуклонів ядра на швидкий рух на сфері $S^5(\Omega)$ та адіабатичний (повільний) вздовж гіперрадіуса R .

Опис енергетичного спектру ядер проводиться в термінах зручного для використання поняття потенціального терма нуклонів ядра $U_\mu(R)$, введеного вперше в теорію ядра в роботах [8-9].

В рамках моделі "кор" плюс два нуклони ефективне поле, що створюється усіма нуклонами ядра, моделюється потенціалом Вудса-Саксона [10]

$$U_i(r_i) = \left(-V_0 - 2V_1 \frac{N-Z}{A} t_z \right) \left(1 + \exp\left(\frac{r - R_{pot}}{a_{pot}} \right) \right)^{-1} + V_k \left(\frac{1}{2} - t_z \right). \quad (2)$$

В цьому випадку фактор спінової взаємодії має вигляд [10]

$$W_i(r_i) = -\chi' \frac{1}{r_i} \frac{\partial U_i(r_i)}{\partial r_i}, \quad i=1,2. \quad (3)$$

Для спрощення в якості валентних нуклонів розглядаються два нейтрони, а в якості потенціалу міжнуклонної взаємодії

валентних нуклонів між собою вибирають потенціал нулевого радіусу дії [11]

$$V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = -g\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad g > 0 \quad (4)$$

В попередніх наших роботах знайдено енергетичний спектр збуджених 0^+ -станів ядер ^{18}O та ^{42}Ca з використанням в якості міжнуклонної взаємодії потенціалу осциляторної ями. Та використання цього по-

тенціалу приводить до виродження, тобто випадку, коли одну й ту ж енергію мають $0^+, 2^+, \dots, 2j-1$ стани. Саме для зняття цього виродження в даній статті пропонується потенціал виду (4), який простіший за потенціал осциляторної ями й, до того ж, дає краще співпадання з експериментом.

Як показано в роботах [5-7], задача на знаходження енергетичного спектру кластерних ядер зводиться до розв'язання слідуєчих двох послідовних задач. По-перше, до задачі чисельного розв'язку системи диференціальних рівнянь по змінній α

$$\left[\frac{d^2}{d\alpha^2} - \frac{l_1(l_1+1)}{\cos^2 \alpha} - \frac{l_2(l_2+1)}{\sin^2 \alpha} + U_\mu(R) \right] \varphi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{(\mu)}(R, \alpha) + R^2 \sum_{j_1' j_2' l_1' l_2'} V_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_1' j_2' l_1' l_2'}(R, \alpha) \varphi_{j_1' j_2' l_1' l_2'}^{(\mu)}(R, \alpha) = 0 \quad (5)$$

і, по-друге, до знаходження енергетичного спектру E зв'язаних станів нуклонів шля-

хом чисельного розв'язку системи диференціальних рівнянь по змінній R

$$\left\{ -\frac{d^2}{dR^2} - \frac{1}{4R^2} + U_\mu(R) - 2E \right\} F_\mu(R) + \sum_{\mu'} \left\{ H_{\mu\mu'}(R) F_{\mu'}(R) + Q_{\mu\mu'}(R) \frac{d}{dR} F_{\mu'}(R) + \frac{d}{dR} [Q_{\mu\mu'}(R) F_{\mu'}(R)] \right\} = 0 \quad (6)$$

В такій постановці для чисельного розв'язку системи рівнянь (5) необхідно в явному вигляді знайти матричні елементи потенціальної енергії валентних нуклонів в ефективному полі Вудса-Саксона. Явний

вигляд матричного елемента міжнуклонної взаємодії приведений в [5-6]. Матричний ж елемент від потенціалу нулевого радіусу дії має вигляд

$$\left\langle \varphi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{jm}(\hat{r}_1, \hat{r}_2) \left| V_{12}(R, \Omega) \right| \varphi_{j_1' j_2' l_1' l_2'}^{jm}(\hat{r}_1, \hat{r}_2) \right\rangle = -\frac{2g}{R\sqrt{2}} \delta(\alpha - \frac{\pi}{4}) U_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_1' j_2' l_1' l_2'} \quad (7)$$

де

$$U_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_1' j_2' l_1' l_2'} = \sum_{m_1 m_2} \sum_{m_1' m_2'} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{jm} C_{j_1' m_1' j_2' m_2'}^{jm} (-1)^N \delta_{-MN} \times \\ \times \sum_L (-1)^{j_1+j_1'+j_2+j_2'+m_1+m_2+1} \left\{ \begin{matrix} l_1' l_1' \\ j_1' j_1' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_2' l_2' \\ j_2' j_2' \end{matrix} \right\} C_{l_1 0 l_1' 0}^{L0} C_{j_1-m_1 j_1' m_1'}^{LM} C_{l_2 0 l_2' 0}^{L0} C_{j_2-m_2 j_2' m_2'}^{LM} \times \\ \times \frac{\sqrt{(2j_1+1)(2j_1'+1)(2j_2+1)(2j_2'+1)(2l_1+1)(2l_1'+1)(2l_2+1)(2l_2'+1)}}{4\pi(2L+1)} \quad (8)$$

Тут $\left\{ \begin{matrix} abc \\ def \end{matrix} \right\}$ – 6j-символи, $C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{jm}$, $C_{l_1 m_{l_1} l_2 m_{l_2}}^{j_1 m_{j_1} j_2 m_{j_2}}$ — відповідні коефіцієнти Клебша-Гордона.

Ефективність методу ГАП доведена [8] на прикладі чисельних розрахунків енергетичних спектрів ядер ^{18}O та ^{42}Ca . Хороше узгодження цих розрахунків з експериментальними даними спонукає нас до застосування даного підходу до

інших околomagічних ядерних систем. Об'єктами нашого дослідження в даній роботі стали ядра ^{16}C та ^{58}Ni .

Чисельні розрахунки енергетичного спектру ядер проводились у слідуєчій послідовності. Параметри потенціалу

няння (5) потенціальні терми $U_{\mu}(R) / R^2$ ядер ^{16}C та ^{58}Ni на асимптоті при $R \rightarrow \infty$ виходили на відповідні рівні ізотопів ^{15}C та ^{57}Ni . Визначені в такий спосіб значення параметрів потенціала

лу Вудса-Саксона приведені в таблиці 1 і добре узгоджуються із значеннями для цих параметрів в існуючій науковій літературі [1].

Таблиця 1. Набори параметрів потенціалу Вудса-Саксона для ядер ^{16}C та ^{58}Ni .

Ядро	V_0, MeV	V_1, MeV	V_{ls}, MeV	R_0, fm	a_0, fm	χ, fm^2
^{16}C	52.6	31.0	31.0	1.27	0.6	0.6
^{58}Ni	51.5	32.5	32.5	1.27	0.6	0.6

Далі, з визначеними параметрами потенціалів (2), (3) чисельно розв'язувалась система рівнянь по змінній α (5) з урахуванням тільки діагональних матричних елементів від потенціалу міжнуклонної взаємодії $V_{12}(R, \Omega)$ й знаходились потенціальні терми $U_{\mu}(R) / R^2$ та базисні функції $\Phi_{\mu}(R, \Omega)$.

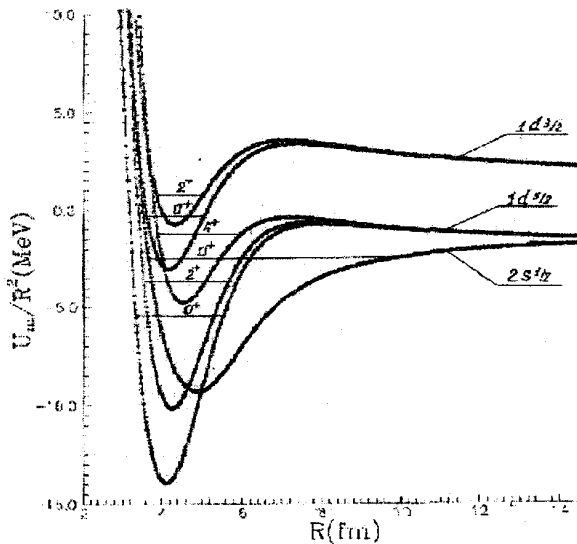
На малюнку 1 схематично зображено хід потенціальних термів $U_{\mu}(R) / R^2$ для ядра ^{16}C , а на малюнку 2 - для ядра ^{58}Ni . Знайдені таким чином терми $U_{\mu}(R) / R^2$ підставлялись в рівняння (6) і в наближенні Борна-Оппенгеймера, суть якого полягає в нехтуванні матричними

елементами $H_{\mu\nu}(R)$ та $Q_{\mu\nu}(R)$, чисельно знаходились енергії збуджених станів ядер відповідно ^{16}C та ^{58}Ni .

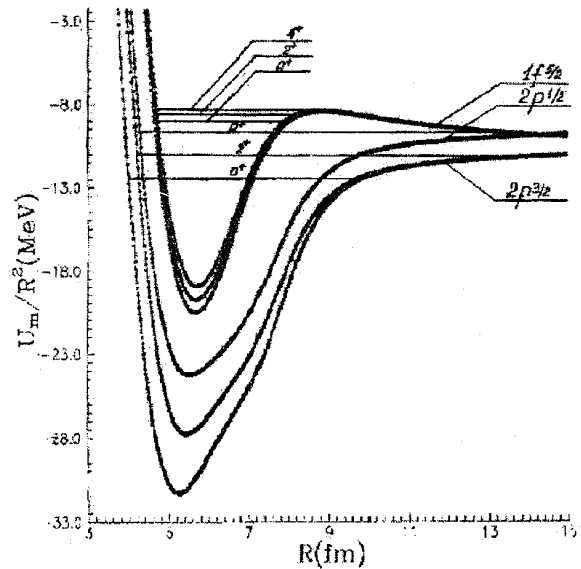
За нуль були прийняті енергії, коли обидва нейтрони знаходились в основному стані, тобто для ядра ^{16}C - на рівні $1d_{5/2}$, а для ядра ^{58}Ni - на рівні $2p_{3/2}$. Отримані результати енергетичних спектрів ядер ^{16}C та ^{58}Ni представлені у таблицях 2 і 3 відповідно, а їх розміщення на потенціальних термах ядер зображено відповідно на малюнках 1 і 2 прямими лініями. В цьому форматі за нуль нами взято енергії відриву двох нейтронів від ядер ^{16}C та ^{58}Ni відповідно: $E_{2n}(^{16}\text{C})=5.4703 \text{ MeV}$; $E_{2n}(^{58}\text{Ni})=12.4680 \text{ MeV}$ [13].

Таблиця 2. Результати розрахунків енергії збуджених станів ядра ^{16}C .

Конфігурація	J^{π}	$E_{\text{експ}} [14], \text{MeV}$	$E_{\text{теор}}, \text{MeV}$	$g \cdot U_{\mu\nu}^{jj_1j_2l_1l_2} / R^2, \text{MeV}$	U_{μ}/R^2 при $R=14.985 \text{ fm}$	$E_{\text{експ}} [14], \text{MeV}$ для ^{15}C
$1d_{5/2} 1d_{5/2}$	0^+	0	0	1.7189	-1.5252	-1.2177
$1d_{5/2} 1d_{5/2}$	2^+	1.7660	1.7667	7.0938	-1.5252	-1.2177
$1d_{5/2} 1d_{5/2}$	4^+	4.1420	4.1329	18.7689	-1.5252	-1.2177
$2s_{1/2} 2s_{1/2}$	0^+	3.0270	3.0297	5.6500	-1.8009	-1.9577
$1d_{3/2} 1d_{3/2}$	0^+	-	5.1212	8.5944	2.0938	3.4393
$1d_{3/2} 1d_{3/2}$	2^+	6.1090	6.1071	5.2362	2.0938	3.4393



Малюнок 1. Хід потенціальних кривих $U_{\mu}(R)/R^2$ для ядра ^{16}C .



Малюнок 2. Хід потенціальних кривих $U_{\mu}(R)/R^2$ для ядра ^{58}Ni .

Таблиця 3. Результати розрахунків енергії збуджених станів ядра ^{58}Ni .

Конфігурація	J^{π}	$E_{\text{експ}} [14],$ MeV	$E_{\text{теор}},$ MeV	$g \cdot U_{\mu}^{j_1 j_2 l_1 l_2},$ MeV	U_{μ}/R^2 при $R=14.985 \text{ fm}$	$E_{\text{експ}} [14],$ для ^{57}Ni
$2p_{3/2} 2p_{3/2}$	0^+	0	0	0.0127	-11.0960	-10.2650
$2p_{3/2} 2p_{3/2}$	2^+	1.4545	1.4563	15.7563	-11.0960	-10.2650
$2p_{1/2} 2p_{1/2}$	0^+	2.9424	2.9426	20.0535	-9.8904	-9.1524
$1f_{5/2} 1f_{5/2}$	0^+	3.5309	3.5310	50.7306	-9.9832	-9.4965
$1f_{5/2} 1f_{5/2}$	2^+	3.8983	3.9018	56.3100	-9.9832	-9.4965
$1f_{5/2} 1f_{5/2}$	4^+	4.2990	4.3043	63.1390	-9.9832	-9.4965

Нами вперше знайдені енергії не тільки основних стаціонарних, але й перших збуджених рівнів в термах $U_{\mu}(R)/R^2$,

які є аналогами автоіонізаційних станів в атомній фізиці. Енергетичний спектр таких рівнів представлений в таблиці 4.

Таблиця 4. Енергії перших збуджених стаціонарних станів ядер ^{16}C та ^{58}Ni .

Ядро	Конфігурація	J^{π}	$E_{\text{теор}},$ MeV
^{16}C	$1d_{5/2} 1d_{5/2}$	0^+	2.6653
	$1d_{5/2} 1d_{5/2}$	2^+	4.0547
	$1d_{5/2} 1d_{5/2}$	4^+	4.9661
	$1d_{3/2} 1d_{3/2}$	0^+	6.8101
	$1d_{3/2} 1d_{3/2}$	2^+	6.8195
^{58}Ni	$1f_{5/2} 1f_{5/2}$	0^+	5.9926
	$1f_{5/2} 1f_{5/2}$	2^+	6.3041
	$1f_{5/2} 1f_{5/2}$	4^+	6.6357

Порівняння отриманих теоретичних розрахунків енергетичних спектрів ядер ^{16}C та ^{58}Ni з існуючими для цих ядер експериментальними даними [12-14] вказує

на їх добре узгодження. Отже, як бачимо, потенціальні терми нуклонів ядра $U_{\mu}(R)$ є ефективним інструментом для теоретич-

ного опису енергетичного спектру класте-

рних ядер.

1. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра.- М.: Мир.- т.1, 1971, 457 с.; т.2, 1977, 664 с.
2. Жигунов В.П., Захарьев Б.Н. Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния.-М.: Атомиздат, 1974.- 221 с.
3. Хартри Ф. Расчеты атомных структур. М.: ИЛ, 1960.- 256 с.
4. Базь А.И. и др. Некоторые приложения метода К-гармоник к расчету свойств атомных ядер. // ЭЧАЯ.- 1972, т.3, с.275.
5. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хімич І.В. УФЖ. **40**. 11. 1166.(1995).
6. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хімич І.В. ДНАН України, сер. мат. 10. 71. (1995).
7. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хімич І.В. УФЖ. **43**. 10. 1215.(1998).
8. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хімич І.В. Наук. вісник УжДУ, сер. фіз. **3**. 13.(1998).
9. Хімич І.В. Науковий вісник УжДУ, сер. фіз. **3**. 53.(1998).
10. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика.- Ленинград, 1988.- 328 с.
11. Демков Ю.Н., Островский В.Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике.- Ленинград, 1975.
12. Власов Н.А. Нейтроны.- М.: Наука, 1971.
13. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике.- К.: Наукова думка, 1971.-416 с.
14. ENSDF (National Nuclear Data Centre, Broukhaven National Laboratory, New York).

THE NUMERICAL CALCULATIONS OF ENERGY SPECTRUM OF ^{16}C AND ^{58}Ni NUCLEI IN THE ADIABATIC APPROACH

R.M.Plekan, M.M.Kapustey, I.V.Khimich

Uzhgorod State University, Department of nuclear physics, 294000, Kapitulna str., 9, Uzhgorod

Within the framework of the hyperspherical adiabatic approach the numerical calculations of the energy levels of ^{16}C and ^{58}Ni nuclei have been performed. The effective field is created by all the nucleons and this field is modelled by the Woods-Sakson potential. The nucleon-nucleon interaction of valency nucleons is simulated by the zero-radius interaction potential. The energies of excited states of twin nucleons of ^{16}C and ^{58}Ni nuclei are calculated, these energies agree with available experimental data.