

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРУ ДЕФОРМОВАНИХ ЯДЕР В АДАБАТИЧНОМУ ПІДХОДІ

М.М.Капустей, Р.М.Плекан, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч

Ужгородський національний університет, кафедра ядерної фізики,
вул. Капітульна, 9а, Ужгород, 88000
e-mail: nphys@univ.uzhgorod.ua

Проведено теоретичний опис енергетичного спектру стаціонарних станів деформованих ядер в моделі “кор” плюс два валентних нуклона в незаповненій зовнішній оболонці. Опис проведено в рамках адиабатичної тричастинкової оболонкової моделі ядра в термінах колективних змінних, а саме: гіперрадіуса R , гіперкута α і звичайних сферичних кутів (θ_i, φ_i) , $i=1,2$. В основі моделі лежить припущення про сепарабельність руху валентних нуклонів ядра на швидкий рух по кутових змінних і адиабатичний (повільний) вздовж гіперрадіуса R , а також введення зручного для опису поняття потенціального терма нуклонів ядра $U_\mu(R)$.

Кінцевою метою теорії ядра є пояснення і теоретичний опис спостережуваних на експерименті характеристик і властивостей ядра на основі знань про взаємодію між нуклонами, з яких складається ядро. Щоб розв'язати основну задачу теорії ядра, потрібно зробити ряд модельних припущень. Одне з основних припущень полягає в тому, що найбільш важливі властивості ядер можна отримати з рівняння Шредінгера. Друге основне припущення – існування оболонкової структури в ядрах, що є твердо встановленим фактом.

Неможливість точного розв'язку багаточастинкового рівняння Шредінгера вимушує до пошуку наближених методів його розв'язання. Найбільш відомими з них є метод Хартрі-Фока [1], метод Фешбаха [2], метод сильного зв'язку каналів [3], метод К-гармонік [4] та інші. Кожний з перерахованих методів має свої характерні особливості і недоліки.

Врахування в теорії ядра ефектів спарювання нуклонів одного сорту, які відіграють важливу роль у формуванні збуджених станів ядер, а також вивчення кутових і радіальних кореляцій нуклонів приводить до необхідності мати метод

розрахунку стаціонарних станів ядер, який виходить за рамки традиційних одностинкових наближень типу Хартрі-Фока [1].

З цією метою до розв'язку певних задач в теорії ядра в роботах [5, 6] запропоновано гіперсферичний адиабатичний підхід (ГАП), який є виходом за рамки однонуклонного наближення. В рамках цього методу проведено теоретичний опис енергетичного спектру збуджених станів ядер, які моделюються сферично-симетричним парно-парним “кором” плюс два нуклони в зовнішній незаповненій оболонці. Опис проведено в термінах колективних змінних, роль яких відіграють гіперрадіус R , гіперкут α і звичайні сферичні кути $\{\varphi_i, \theta_i\}$, $i=1,2$:

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

Однак, проведені в [7-12] в адиабатичному підході розрахунки енергетичного спектру збуджених станів ядер ${}^6\text{He}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{18}\text{Ne}$, ${}^{42}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$ вказують на необхідність врахування ефектів поляризації парно-парного остова, тобто деформації поля остова ядра нуклонами, які містяться в зовнішній незаповненій оболонці [13].

При розрахунках стаціонарних станів деформованих ядер тривалий час як ефективний потенціал середнього ядерного поля остова використовувався осциляторний потенціал Нільссона [14], за допомогою якого була отримана досить проста схема одержання одночастинкових рівнів і відповідних хвильових функцій станів деформованих ядер. Однак, потенціал Нільссона має ряд істотних недоліків. А саме: він має нескінченну глибину, а тому хвильові функції станів мають неправильну поведінку на границі ядра і поза нею; спин-орбітальна взаємодія в схемі Нільссона не залежить від масового числа A і параметрів деформації.

Тому останнім часом широкого застосування при розрахунках енергетичного спектру деформованих ядер одержав більш реалістичний скінченний анізотропний потенціал Вудса-Саксона [15, 16]. Вперше задачу знаходження одночастинкових рівнів і хвильових функцій станів у деформованому потенціалі Вудса-Саксона розглянули Немировський і Чепурнов [15]. Пізніше в одночастинковому наближенні були запропоновані [16] інші методи розв'язку стаціонарного рівняння Шредінгера з анізотропним потенціалом Вудса-Саксона.

Видається актуальним у задачі опису енергетичного спектру деформованих ядер з анізотропним потенціалом Вудса-Саксона вийти за рамки одночастинкового наближення.

На базі методу ГАП у працях [5-12] створену цілісну адіабатичну багаточастинкову оболонкову модель ядра для випадку сферично-симетричного ядра. Актуальним є подальший розвиток та застосування методу ГАП до досліджень в рамках адіабатичної багаточастинкової оболонкової моделі ядра енергетичного спектру деформованих ядер із двома валентними нуклонами на зовнішній незаповненій оболонці. Нагадаємо, що в основі нової так званої адіабатичної оболонкової моделі ядра лежать припущення про сепарабельність руху валентних нуклонів ядра на швидкий рух нуклонів по

кутових змінних, тобто на сфері $S^2(\Omega)$, і адіабатичний (повільний) рух нуклонів вздовж гіперрадіусу R та введення зручного для опису поняття потенціального терма нуклонів ядра $U_\mu(R)$.

Стаціонарні стани двох зовнішніх валентних нуклонів в деформованому полі ядра, яке моделюється анізотропним потенціалом Вудса-Саксона, визначаються з рівняння Шредінгера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_1}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2\mu_2}\Delta_2 + \hat{V} - E\right)\Psi = 0, \quad (2)$$

де оператор потенціальної енергії системи має вигляд

$$\hat{V} = U_1(\vec{r}_1, \beta) + V_{so}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \beta) + U_2(\vec{r}_2, \beta) + V_{so}(\vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) + V_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2). \quad (3)$$

Тут $U_i(\vec{r}_i, \beta)$ - чисто ядерна потенціальна енергія i -го нуклона в точці \vec{r}_i в деформованому аксіально-симетричному полі Вудса-Саксона [15]

$$U_i(\vec{r}_i, \beta) = \left(-V_0 - 2V_1 \frac{N-Z}{A} t_z\right) \times \left(1 + \exp\left[\frac{r_i - R(\theta_i, \beta)}{a}\right]\right)^{-1} + V_k \left(\frac{1}{2} - t_z\right), \quad (4)$$

$i=1,2$,

де радіус $R(\theta_i, \beta)$ деформованого аксіально-симетричного поля ядра залежить від параметра деформації β і кута θ_i відносно осі симетрії ядра і вибирається у вигляді

$$R(\theta_i, \beta) = R_0 [1 + \beta Y_{20}(\theta_i)]. \quad (5)$$

У випадку, коли на зовнішній оболонці містяться два валентні протони, потенціал кулонівської взаємодії V_k моделюється для простоти у вигляді [17]

$$V_k = \sum_{i=1}^2 V_k(r_i), \quad (6)$$

де

$$V_k(r_i) = \begin{cases} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_i}{R_0} \right)^2 \right] \frac{e^2(z-1)}{R_0}, & r_i \leq R_0 \\ \frac{e^2(z-1)}{r_i}, & r_i > R_0 \end{cases} \quad (7)$$

Тут $V_k(r_i)$ - потенціальна енергія взаємодії i -ого нуклона з кулонівським полем рівномірно зарядженої кулі.

Для спрощення подальших розрахунків залишкова сильна взаємодія валентних нуклонів між собою моделюється потенціалом з нулевим радіусом дії із врахуванням відштовхування нуклонів на малих відстанях [17]

$$V_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -V_{12} \left[1 - g\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad (8)$$

У випадку валентних протонів до виразу (8) додається кулонівська взаємодія валентних протонів між собою

$$V_{k12} = \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}. \quad (9)$$

Член $\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right)$ у (8) 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, бо дозволяє в явному аналітичному вигляді обчислити її матричні елементи і в той же час, мабуть, не спотворює реальної ситуації, хоча в майбутньому можна буде розглянути і більш реалістичні моделі взаємодії.

Оператори спіно-орбітальної взаємодії у нашому випадку нецентрального ядерного потенціалу $U_i(\vec{r}_i, \beta)$ мають, як відомо, вигляд [15]

$$V_{so}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \beta) = -\chi [\vec{p}_i \times \vec{\sigma}_i] \cdot \text{grad} U_i(\vec{r}_i, \beta), \quad (10)$$

Позначимо через $V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta)$ суму ядерної та спіно-орбітальної взаємодії

$$V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) = U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \beta) + V_{so}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta), \quad (11)$$

де

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \beta) = U_1(\vec{r}_1, \beta) + U_2(\vec{r}_2, \beta), \quad (12)$$

$$V_{so}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) = V_{so}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \beta) + V_{so}(\vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta). \quad (13)$$

і проведемо в рівнянні (2) тотожне перетворення для виділення сферично-симетричної частини взаємодії і добавки, яка задає відхилення взаємодії від сферично-симетричної. В результаті одержимо

$$\begin{aligned} & \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2\mu_2} \Delta_2 + V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) - \right. \\ & \left. - V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta = 0) + V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta = 0) + \right. \\ & \left. + V_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - E \right) \Psi = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Розв'язки рівняння (14) зручно шукати в гіперсферичних координатах (1) у вигляді суперпозиції розв'язків $\Psi_{n\kappa}$ стаціонарного рівняння Шредінгера з сферично-симетричним потенціалом $V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta = 0)$, тобто у вигляді

$$\Psi_{\kappa}(R, \Omega) = \sum_n \sum_j C_{nj} \Psi_{n\kappa}(R, \Omega), \quad (15)$$

де

$$\begin{aligned} & \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2\mu_2} \Delta_2 + V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta = 0) + \right. \\ & \left. + V_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \varepsilon_{n\kappa} \right) \Psi_{n\kappa} = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

причому розв'язки

$$\Psi_{n\kappa} \equiv \Psi_{n\kappa}(R, \Omega) = F_{n\kappa}(R) \Phi_{n\kappa}(R, \Omega) \quad (17)$$

рівняння (16) знаходяться згідно зі схемою праць [5,6] в термінах гіперсферичних координат. Підставивши (15) в (14) і помноживши всі члени шуканого рівняння на $\Psi_{n\kappa}^*(R, \Omega)$ та проінтегрувавши по всій області змінних гіперсферичних координат, одержимо

$$\sum_n \sum_j (\varepsilon_{nj} - E) C_{nj} \delta_{nn'} \delta_{jj'} + \sum_n \sum_j C_{nj} \langle \Psi_{n'j'k'} | \tilde{V}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) | \Psi_{njk} \rangle = 0, \quad (18)$$

де

$$\tilde{V}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) = V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) - V(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta = 0) = \sum_{i=1}^2 [\tilde{U}_i(\vec{r}_i, \beta) + \tilde{V}_{iso}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \beta)], \quad (19)$$

$$\tilde{U}_i(\vec{r}_i, \beta) = U_i(\vec{r}_i, \beta) - U_i(\vec{r}_i, \beta = 0), \quad (20)$$

$$\tilde{V}_{iso}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \beta) = V_{iso}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \beta) - V_{iso}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \beta = 0). \quad (21)$$

Спін-орбітальну добавку $\tilde{V}_{so}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta)$ в потенціалі (21) можна представити [15,16] у вигляді

$$\tilde{V}_{so}(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta) = W_1 + W_2 + W_3, \quad (22)$$

де

$$W_1 = -\chi \sum_{i=1}^2 \frac{1}{r_i} \frac{\partial \tilde{U}_i(r_i, \beta)}{\partial r_i} (p_{\theta_i} \sigma_{\theta_i} - \frac{1}{\sin \theta_i} p_{\varphi_i} \sigma_{\varphi_i}), \quad (23)$$

$$W_2 = -\chi \sum_{i=1}^2 \frac{1}{r_i^2 \sin \theta_i} \frac{\partial \tilde{U}_i(r_i, \beta)}{\partial \theta_i} p_{\varphi_i} \sigma_{\varphi_i}, \quad (24)$$

$$W_3 = \chi \sum_{i=1}^2 \frac{1}{r_i} \frac{\partial \tilde{U}_i(r_i, \beta)}{\partial \theta_i} p_{r_i} \sigma_{\varphi_i}, \quad (25)$$

причому

$$p_{r_i} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial r_i}, \quad p_{\theta_i} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \theta_i}, \quad p_{\varphi_i} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi_i}. \quad (26)$$

У формулах (23–25) $\sigma_{r_i}, \sigma_{\theta_i}, \sigma_{\varphi_i}$ – матриці Паулі, явний вигляд яких наведено в [16].

Для того, щоб чисельно розв'язати систему рівнянь (18), необхідно мати матричні елементи від потенціалів як чисто ядерної, так і спін-орбітальної взаємодії. Для спрощення задачі будемо нехтувати спін-орбітальною взаємодією, а до уваги візьмемо лише ядерну потенціальну енергію. Для обчислення матричних елементів, які фігурують у (18), зручно про-

вести розклад $\tilde{V}(\vec{r}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2, \vec{\sigma}_2, \beta)$ в ряд по сферичних функціях. Для ядерних частин $\tilde{U}_i(\vec{r}_i, \beta)$ потенціалу (19) одержимо

$$\tilde{U}_i(\vec{r}_i, \beta) = \sum_{\ell, m_i} A_{\ell, m_i}(r_i, \beta) Y_{\ell, m_i}(\theta_i, \varphi_i), \quad (27)$$

де коефіцієнти розкладу $A_{\ell, m_i}(r_i, \beta)$ знаходяться чисельно. Функції $A_{\ell, m_i}(r_i, \beta)$ мають таку властивість

$$A_{\ell, m_i}(r_i, \beta) = A_{\ell, -m_i}(r_i, \beta). \quad (28)$$

У розглядуваному нами випадку аксіально-симетричного ядра $m_1 = m_2 = 0$.

Матричний елемент від чисто ядерної взаємодії, який фігурує у рівнянні (18), в термінах гіперсферичних координат (1), буде мати такий вигляд:

$$\langle \Psi_{\mu'}(R, \Omega) | \tilde{U}(R, \alpha, \beta) | \Psi_{\mu}(R, \Omega) \rangle = \int_0^{\infty} dR \int_0^{\pi/2} d\alpha \cdot (F_{\mu}(R))^2 \cdot M_{\kappa\mu\mu}(R, \Omega), \quad (29)$$

де $M_{\kappa\mu\mu}(R, \Omega)$ – матричний елемент по кутовій частині, який визначається за формулою:

$$M_{\kappa\mu\mu}(R, \Omega) = \langle \Phi_{\mu'}(R, \Omega) | \tilde{U}(R, \alpha, \beta) | \Phi_{\mu}(R, \Omega) \rangle = \sum_{j_1 l_1 j_2 l_2} (\Phi_{j_1 l_1 j_2 l_2}^{(\mu)}(R, \Omega))^{\mu'} \cdot \Phi_{j_1 l_1 j_2 l_2}^{(\mu)}(R, \Omega) \times \left[\begin{aligned} & \left\{ \begin{matrix} l_1 & l_1 & L \\ j_1 & j_1 & 1/2 \end{matrix} \right\} \cdot \frac{(2j_1 + 1)(2l_1 + 1)}{\sqrt{4\pi(2L + 1)}} \cdot C_{l_1 0 l_1 0}^{L 0} \times \\ & \times \sum_{m_1} (-1)^{j_1 + m_1 - j_2 + l_1 + 1/2} \cdot C_{j_1 - m_1 j_1 m_1}^{L 0} \cdot (C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{LM})^2 \times \\ & \times A_l(R, \alpha, \beta) + \left\{ \begin{matrix} l_2 & l_2 & L \\ j_2 & j_2 & 1/2 \end{matrix} \right\} \times \frac{(2j_2 + 1)(2l_2 + 1)}{\sqrt{4\pi(2L + 1)}} \times \\ & \times C_{l_2 0 l_2 0}^{L 0} \times \\ & \times \sum_{m_2} (-1)^{j_2 + m_2 - j_1 + l_2 + 1/2} \cdot C_{j_2 - m_2 j_2 m_2}^{L 0} \cdot (C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{LM})^2 \times \\ & \times B_l(R, \alpha, \beta) \end{aligned} \right] \quad (30)$$

де $A_l(R, \alpha, \beta)$, $B_l(R, \alpha, \beta)$ – коефіцієнти розкладу для l -го та 2 -го нуклонів відповідно.

Система однорідних рівнянь (18) має відмінні від нуля розв'язки при умові, що

детермінант, складений із коефіцієнтів при невідомих C_{nj} , є рівний нулеві. Розв'язуючи чисельно систему (18) можна знайти спектр енергії E деформованого ядра та коефіцієнти C_{nj} , а значить і відповідні хвильові функції стаціонарних станів деформованого ядра. Шукана енергія E деформованого ядра буде визначатися за допомогою теорії послідовних наближень у першому наближенні як сума енергії ε_{nj} ядра у випадку сферичної симетрії та матричного елемента (29). Вираз для енергії довільного рівня E_j деформованого ядра в першому наближенні методу послідовних наближень матиме вигляд

$$E = E_j^{(1)} = \varepsilon_j + V_{jj}, \quad (31)$$

де ε_j – енергія j -го рівня сферично-симетричного ядра, V_{jj} – шуканий матричний елемент (29) для j -го рівня.

Отже, для розрахунку енергетичного спектру деформованого ядра A_ZX в рамках розглядуваної адіабатичної багато-частинкової оболонкової моделі ядра необхідно по схемі праць [5, 6] знайти спектри рівнів ε_{nj} і відповідні їм хвильові функції стаціонарних станів у припущенні сферично-симетричного поля ядра A_ZX , а далі врахувати деформацію поля ядра шляхом чисельного розв'язку системи рівнянь (18), тобто шляхом чисельного знаходження матричного елемента (29).

Для чисельного розв'язку даної задачі авторами розроблено алгоритм та пакет прикладних комп'ютерних програм. Чисельні ж розрахунки енергетичного спектру конкретних деформованих ядер буде проведено найближчим часом.

Література

1. Б.И.Барц, Ю.Л.Болотин, Е.В.Инопин, В.Ю.Гончар, *Метод Хартри-Фока в теории ядра*, (Наукова думка, Киев, 1982).
2. H.Feshbach, *Ann. Phys.* **5**, 357 (1958); *Ann. Phys.* **19**, 287 (1962).
3. В.П.Жигунов, Б.Н.Захарьев, *Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния*, (Атомиздат, Москва, 1974).
4. А.И.Базь, М.В.Жуков, *Ядерная физика* **11**, 779 (1970).
5. М.М.Капустей, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч, *УФЖ* **40**, 1166 (1995).
6. М.М.Капустей, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч, *ДНАН України, сер. матем.* **10**, 71 (1995).
7. М.М.Капустей, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч, *УФЖ* **43**, 1215 (1998).
8. М.М.Капустей, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч, *УФЖ* **44**, 1330 (1999).
9. Р.М.Плекан, М.М.Капустей, І.В.Хіміч, *Наук. вісник Ужг. унів., Сер. Фіз.* **4**, 50 (1999).
10. М.М.Капустей, І.В.Хіміч, Р.М.Плекан, V.Yu.Pojda, *Uzhhorod Univ. Scient. Herald, Ser. Phys* **8**, 98 (2000).
11. М.М.Капустей, Р.М.Плекан, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч, *Наук. вісник Ужг. унів., Сер. Фіз.* **7**, 12 (2000).
12. М.М.Капустей, Р.М.Плекан, В.Ю.Пойда, І.В.Хіміч, *УФЖ* **46**, 524 (2001).
13. І.В.Хіміч, *Наук. вісник Ужг. унів., Сер. Фіз.* **3**, 53 (1998).
14. S.G.Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **29**, 16 (1955).
15. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов, *Ядерная физика* **3**, 998 (1966).
16. А.Ф.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов, *ЭЧАЯ* **4**, 357 (1973).
17. В.М.Михайлов, О.Е.Крафт, *Ядерная физика* (Изд-во Ленинград. ун-та, Ленинград, 1988).

INVESTIGATION OF ENERGY SPECTRUM OF DEFORMED NUCLEI IN THE ADIABATIC APPROACH

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

Uzhhorod National University, Department of Nuclear Physics,
9a, Kapitulna str., Uzhhorod, 88000,
e-mail: nphys@univ.uzhgorod.ua

A theoretical description of the energy spectrum of stationary states of deformed nuclei is carried out in the model of a "core" plus two valence nucleons in the unfilled shell. The description is carried out within the framework of the adiabatic three-particle shell model of nucleus in terms of collective variables, namely: hyper-radius R , hyperangle α and conventional spherical angles (θ, φ_i) , $i=1,2$. The model is based on the assumption of the separability of the motion of the valence nucleons into the fast motion over the angular variables and adiabatic (slow) motion along the hyperradius R and the introduction of the convenient notion of the potential term $U_\mu(R)$ of nucleons of the nucleus.