

ВПЛИВ ВІБРАЦІЙНО-РОТАЦІЙНОГО ЗВ'ЯЗКУ В СТРУКТУРІ ЯДРА НА ПЕРЕРІЗИ НЕЙТРОН-ЯДЕРНОГО РОЗСІЯННЯ

І. Є. Кашуба, І. О. Корж, М. Т. Скляр, Т. І. Яковенко

На ядрах парно-парних ізотопів селену вивчено залежність теоретичних перерізів пружного та непружного розсіяння нейтронів від модельної трактовки структури ядра. Показано, що досліджувані ядра можуть мати статичну деформацію, а колективні рухи виникають навколо деформованого м'якого ротатора.

Вступ

В атомному ядрі як квантовому об'єкті можливе співіснування різних форм руху, які можна розглядати незалежними або пов'язаними між собою. Цей підхід дозволяє використовувати різноманітні модельні уявлення, що відзеркалюють певні структурні риси ядра та їх вплив на нуклон-ядерну взаємодію. Відомо, що кожна модель ядра має обмежену сферу своєї дієвості в просторі енергій збуджень, спінів, парностей та масових чисел. З цієї причини питання про вибір моделі ядра в кожному окремому випадку для аналізу експериментальної інформації має неабияке значення. Це стосується як достовірності теоретичних висновків, так і визначення чутливості обчислювальних фізичних величин (квантових характеристик збуджених станів ядра та ймовірностей електромагнітних переходів між ними, перерізів ядерних процесів) до її основних положень.

Для вивчення залежності теоретичних перерізів пружного та непружного розсіяння нейтронів від модельної трактовки щодо структури ядра вибрано парні ізотопи селену. Вони займають проміжне положення між магічними ядрами по кількості протонів ($Z = 34$) і нейтронів ($N = 42 \div 48$), містять у собі багатогранність природи збуджень ядра, що може проявлятися як через деформацію форми ядра, так і через ступінь і типи колективності принаймні його нижчих збуджених станів.

Характерною рисою парних ізотопів селену є наявність у нижній частині їх енергетичного спектра вібраційного квадрупольного двофононного триплету ($\Gamma^\pi = 0_2^+; 2_2^+; 4_1^+$) серед рівнів ротаційної смуги на основному стані ядра $|0_1^+\rangle$. Це приводить до того, що в кожному з вказаних станів міститься домішка як ротаційної, так і вібраційної моди, що дозволяє до ядер селену застосовувати моделі і вібраційного, і ротаційного спрямування з можливим урахуванням у структурі ядра вібраційно-ротаційного зв'язку між цими модами. Якщо діяти в рамках цього припущення, то можна виконувати відповідні обчислення перерізів нейтрон-ядерного розсіяння на основі різних структурних моделей ядра з подальшим порівнянням між собою теоретичних розрахунків при одних і тих же значеннях спільних для них параметрів (наприклад, параметри оптичного нуклон-ядерного потенціалу) і досліджувати роль структурних параметрів ядра на обчислювані перерізи розсіяння нейтронів ядрами. У такий спосіб можна визначити для кожної моделі ділянки найбільшого їх впливу на форму кутового розподілу розсіяних нуклонів та значення перерізів, а також провести відповідне тестування самої моделі ядра. Наприклад, поведінка експериментальних значень статичних квадрупольних моментів перших 2^+ -станів парних ізотопів селену свідчить на користь їх подовжньої деформації [1], у той час як структура енергетичного спектра може бути основою уявлення про ядро як таке, що має нестабільну форму [2].

Раніше при проведенні аналізу експериментальних даних по перерізам розсіяння нейтронів [3] і протонів [4] на ядрах $^{76,80}\text{Se}$ було використано прості структурні моделі ядра, які дуже наближено описували енергетичну структуру збуджених станів досліджуваних ядер і різні набори параметрів оптичного потенціалу, що не дозволяло надійно дослідити

роль модельної структури ядра на розраховуванні перерізи розсіяння. Ці роботи показали, що на основі будь-якої простої структурної моделі ядра неможливо описати з належною точністю кутові розподіли розсіяних нуклонів. Основна причина цього криється в змішаності різних мод збуджень у розглянутих ядрах і в неможливості їх урахувати на основі формалізму окремої простої моделі ядра.

В останні роки в багатьох роботах розрахунки перерізів нуклон-ядерного розсіяння виконуються на основі обчислювальної програми ECIS94 [5], що орієнтується на використання формалізму структурних моделей ядра: 1) вібраційної (однофоновної ($N = 1$), двофоновної ($N = 2$)) - VM-N [6]; 2) симетричної ротаційної - CRM [5]; 3) асиметричної ротаційної - APM [7]; 4) вібраційно-ротаційної - BPM [8]. Додатково до цих моделей нами було виконано розрахунки перерізів розсіяння нейтронів ізотопами селену [9] на основі моделі м'якого по β -коливанням неаксіального ротатора - МДЧ [10]. Формалізм МДЧ значною мірою еквівалентний моделі Фесслера - Грайнера BPM [8], якщо в них мова йде про нижні смуги збуджених станів парно-парних ядер. При цьому слід підкреслити, що МДЧ і BPM базуються на врахуванні (у різній формі) вібраційно-ротаційної взаємодії в гамільтоніані моделі. Беручи до уваги уявлення щодо ядра як м'якого ротатора відносно β -коливань його поверхні, ми тим самим ефективно оцінюємо зв'язок між ротаційними та вібраційними модами руху.

Використання формалізму VM стосовно обчислення перерізів розсіяння $^{76,82}\text{Se} (n,n)$, (n,n') може бути обґрунтовано існуванням станів 2_1^+ (однофоновний) та 0_2^+ ; 2_2^+ ; 4_1^+ (двофоновні). Стани 0_2^+ і 2_2^+ інтерпретуються як базові β - і γ -вібраційних смуг відповідно. Наявність у парних ізотопів селену збудженого стану від'ємної парності 3_1^- дає змогу розглядати його як початок октупольної ротаційної смуги або приписувати йому колективний вібраційний характер. Отже, ми маємо достатньо аргументів, аби використовувати декілька структурних моделей, спільних за своїм походженням від гамільтоніана Бора [8].

Особливістю проведення аналізу перерізів взаємодії нейтронів з ядрами в рамках будь-якої структурної моделі є його двоетапність: обчислення енергетичної структури ядра мішені з подальшим теоретичним передбаченням значень перерізів нейтрон-ядерного розсіяння (наприклад, у МДЧ [9, 11, 12]). У тому випадку, коли від теоретичної моделі вимагається відповідна точність в описі перерізів розсіяння, а енергетичний спектр ядра не може бути надійно відтвореним структурною моделлю, ми задовольняємося експериментальними значеннями щодо енергій та спінів [13, 14] його збуджених станів (у випадках VM, CRM, APM). Подальший розвиток МДЧ з урахуванням м'якості ядра відносно подовжніх та поперечних коливань його поверхні [15] може дати інформацію по більшій кількості смуг збуджених станів, а це, безумовно, може покращити ситуацію відносно узгодження експериментальних перерізів розсіяних нейтронів з теоретичними оцінками.

Аналіз модельних перерізів нейтрон-ядерного розсіяння

Потенціальне розсіяння нейтронів ядрами може бути описано рівнянням Шредінгера з гамільтоніаном $H = T + H_i + U(r, \theta, \varphi)$, в якому T , H_i - оператори кінетичної енергії налітаючого нейтрона в системі центра мас і внутрішнього руху ядра мішені відповідно; $U(r, \theta, \varphi)$ визначає взаємодію налітаючого нейтрона з ядром мішені і в нашому випадку являє собою несферичний локальний оптичний потенціал, що включає в себе центральну комплексну та реальну спін-орбітальну взаємодію.

Нами при проведенні теоретичних розрахунків перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами використано три варіанти моделі ядра: CRM, VM та МДЧ. Для кожної з цих моделей радіуси ядра задаються у вигляді

$$R_i(\theta)_{\text{СРМ}} = r_{oi} A^{1/3} \{1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)\},$$

де β_2 і β_4 - параметри квадрупольної та гексадекапольної деформацій;

$$R_i(\theta, \varphi)_{\text{ВМ}} = r_{oi} A^{1/3} \{1 + \sum \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi)\},$$

де $\alpha_{2\mu}$ - параметри деформації, що визначаються в квадрупольному наближенні через оператори народження та зникнення квадрупольних фононів;

$$R_i(\theta, \varphi)_{\text{МДЧ}} = r_{oi} A^{1/3} \{1 + \beta \cdot \cos\gamma \cdot Y_{20}(\theta, \varphi) + 2^{-1/2} \beta \cdot \sin\gamma \cdot [Y_{22}(\theta, \varphi) + Y_{2-2}(\theta, \varphi)]\},$$

в якому β та γ - параметри (або змінні) загальної деформації та неаксіальності ядра відповідно.

Параметри потенціалу $U(r, \theta, \varphi)$ для ізотопів $^{76,78,80,82}\text{Se}$ нами було обчислено [9] у n -мірному просторі параметрів, що варіювались, з використанням методу зв'язаних каналів та МДЧ на основі аналізу експериментальних даних по диференціальним перерізам пружного та непружного зі збудженням першого 2^+ -стану розсіяних нейтронів у діапазоні їх енергій від 1,5 до 6,0 MeV [16]. Їх значення для досліджуваних ізотопів селену дорівнюють

$$\begin{aligned} V &= (52,16 - 0,32 E_n - 20,4 \cdot (N-Z)/A) \text{ MeV}, & a_v &= 0,65 \text{ ФМ}, & r_0 &= 1,24 \text{ ФМ}, \\ W &= (7,19 + 0,25 E_n - 21,3 \cdot (N-Z)/A) \text{ MeV}, & a_w &= 0,59 \text{ ФМ}, & r_{0w} &= 1,22 \text{ ФМ}, \\ V_{so} &= 6,0 \text{ MeV}, \end{aligned}$$

з відповідними деформаціями $\beta_0 = 0,236$ і $0,211$ для ізотопів $^{76,82}\text{Se}$.

Теоретичні перерізи розсіяння нейтронів це сума перерізів прямого процесу (потенціальне розсіяння) і процесу розсіяння через стадію складеного ядра, переріз якого обчислювався за моделлю Хаузера - Фешбаха - Мольдауера [5].

Щодо параметрів неаксіальності γ_0 і м'якості μ_β ядер селену відносно подовжніх коливань, то їх значення було визначено в МДЧ за енергетичною структурою збуджених станів з урахуванням величини енергетичного множника $\hbar\omega_0$ β -коливань і ймовірностей $E2$ -переходів між найнижчими станами ядра (^{76}Se : $\gamma_0 = 24,6^\circ$, $\mu_\beta = 0,440$, $\hbar\omega_0 = 1,847$ MeV; ^{82}Se : $\gamma_0 = 25,2^\circ$, $\mu_\beta = 0,317$, $\hbar\omega_0 = 4,204$ MeV). Апробовані таким чином параметри форми ядер і оптичного потенціалу використовувались у подальшому аналізі.

Порівняння розрахунків показало, що обчислені кутові розподіли пружно розсіяних нейтронів за різними моделями ядра особливо різняться між собою для кутів розсіяння $\theta > 110^\circ$. У першу чергу це стосується МДЧ і ВМ-1, теоретичні дані для яких більшою мірою різняться і між собою і від решти моделей. Це положення зберігається для обох ізотопів й енергій нейтронів.

Щодо непружного розсіяння зі збудженням першого 2^+ -рівня, то всі кутові розподіли по формі майже модельно незалежні при фіксованій енергії нейтронів, але в числовому визначенні суттєво різняться між собою, що може служити певним критерієм у виборі колективної моделі. Більш того, якщо при $E_n = 1,5$ MeV кутові перерізи $\sigma_{n,n}(2^+; \theta)$ для всіх моделей подібні за формою і мають просту форму, то вже при $E_n = 5,0$ MeV ці перерізи становляться більш структуризованими. З цим, перш за все, пов'язано збільшення домішки перерізу прямого процесу при зменшенні одночасно перерізу непружного розсіяння через стадію складеного ядра. Отже, тестування структурної моделі ядра більш прозоре при зростанні енергії нейтронів, що добре демонструють рис.1 - 4, на яких, як приклад, наведено експериментальні і обчислені перерізи пружного і непружного розсіяння нейтронів з енергіями 1,5 - і 5,0 MeV для ^{76}Se .

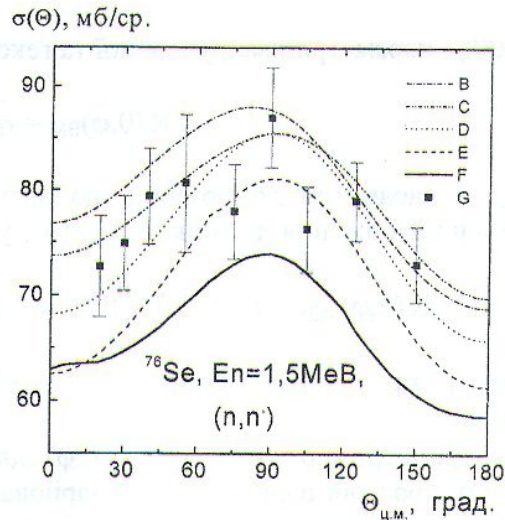
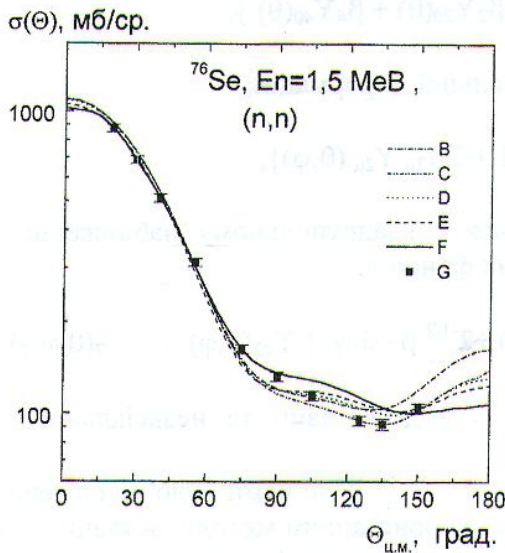


Рис. 1. Порівняння експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів з енергією 1,5 MeB ядрами ^{76}Se (G-[16]) з розрахованими за різними варіантами теорії: B-ВМ-1; C-ВМ-2; D-СРМ-1; E-СРМ-2; F-МДЧ.

Рис. 2. Те ж саме, що і на рис. 1, для непружного розсіяння нейтронів з $E_n = 1,5 \text{ MeB}$.

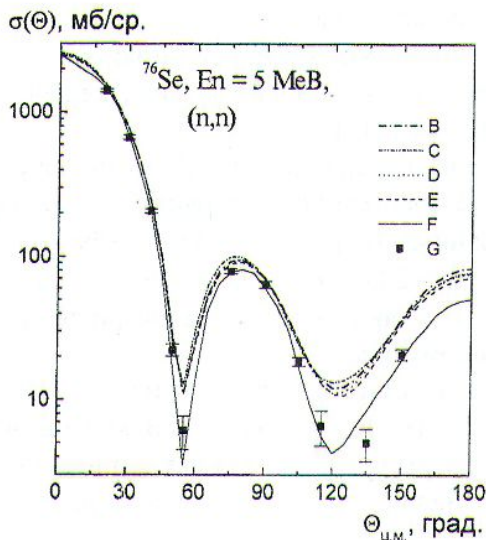


Рис. 3. Те ж саме, що і на рис.1, для $E_n=5 \text{ MeB}$.

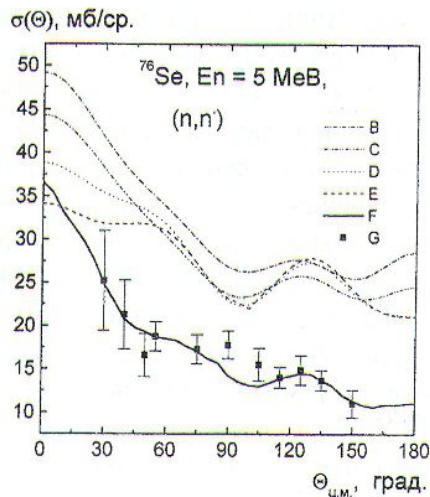


Рис. 4. Те ж саме, що і на рис. 1, для непружного розсіяння нейтронів з $E_n = 5 \text{ MeB}$.

За фізичним змістом найбільш простою є ВМ-1, на основі якої обчислено перерізи пружного розсіяння $\sigma_{n,n}^{\text{ВМ-1}}(\theta)$. Вони завищені на задніх кутах розсіяння порівняно з іншими моделями. Урахування двофононних станів у ВМ-2 понижує $\sigma_{n,n}^{\text{теор}}(2_1^+; \theta)$, зберігаючи подібність за формою з тим, що дає ВМ-1, оскільки включення додаткових станів веде до перерозподілу перерізів розсіяння. У випадку МДЧ перерізи непружного розсіяння

$\sigma_{n,n}^{\text{МДЧ}}(2_1^+; \theta)$ розміщено нижче за інших, оскільки МДЧ включає в себе зміну форми ядра, і ця здатність ядра може розглядатись як поява додаткової багатоканальності в процесі розсіяння, особливо при зростанні енергії нейтронів.

Урахування β_4 в симетричній ротаційній моделі (СРМ-2) для кутів розсіяння $\theta > 40^\circ$ майже не відчувається на поведінці $\sigma_{n,n}^{\text{топр.}}(2_1^+; \theta)$ порівнянно з тим, що дає СРМ-1. Це узгоджується з висновками робіт [3, 4] про те, що величину параметра гексадекапольної деформації може бути знайдено додатково при аналізі перерізів непружного розсіяння зі збудженням 4_1^+ . Отже, визначення параметра β_4 є модельно залежною процедурою.

Порівняння обчислених перерізів пружного і непружного розсіяння нейтронів з експериментальними показало можливість опису процесу розсіяння швидких нейтронів парними ізотопами селену в рамках вібраційно-ротаційної моделі. Це підтверджує істинність нашого уявлення про те, що ці ядра мають статичну деформацію, а колективні вібраційні рухи виникають навколо деформованого м'якого ротатора.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Lecomte R., Paradis P., Barrette J. et al.* Measurement of the static quadrupole moments of the first 2^+ states in ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se and ^{82}Se // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A284, No. 1. - P. 123 - 134.
2. *Каууба И.Е., Котилевская Э.Ю.* Параметры формы ядер в модели четно-четного неаксиального деформируемого ядра // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1975. - Т. 39, № 3. - С. 617 - 624.
3. *Kurup R.G., Finlay R.W., Rapaport J. et al.* Strong coupling and isospin effects in neutron scattering from $^{76,80}\text{Se}$ // Nucl. Phys. - 1984. - Vol. A240, No. 2. - P. 237 - 256.
4. *Delaroche J.P., Varner R.L., Clegg T.B. et al.* Structure of low-lying states of $^{78,80,82}\text{Se}$ deduced from (p, p') scattering at 16 MeV // Nucl. Phys. - 1984. - Vol. A414, No. 1. - P. 113 - 140.
5. *Raynal J.* Notes on ECIS94 // Centre d'Etudes de Saclay Service de Physique Théorique Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matière. Septembre 1994. ISSN 0429-3460. CEA-N-2772.
6. *Tamura T.* Analysis of the scattering of nuclear particles by collective nuclei in terms of the coupled-channel calculation // Rev. Mod. Phys. - 1965. - Vol. 37, No. 4. - P. 679 - 708.
7. *Давыдов А.С., Филиппов Г.Ф.* Вращательные состояния неаксиальных ядер // ЖЭТФ. - 1958. - Т. 35, вып. 2(8). - С. 440 - 447.
8. *Айзенберг Н., Грайнер В.* Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления / Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1975. - 456 с.
9. *Голубова А.А., Каууба И.Е., Породинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш.* $^{76,78,80,82}\text{Se}(n,n)$, (n,n') : изоспиновые эффекты в нейтронном оптическом потенциале // Ядерная физика. - 1990. - Т. 51, вып. 3. - С. 660 - 668.
10. *Davydov A.S., Chaban A.A.* Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei // Nucl. Phys. - 1960. - Vol. 20, No. 3. - P. 499 - 508.
11. *Каууба И.Е.* Рассеяние нуклонов на четно-четных ядрах с учетом их неаксиальности и деформируемости (Материалы конфер. по ядерно-физич. исследов., посвящен. 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомн. ядра, Харьков, 4 - 6 окт. 1982 г.). - М.: ЦНИИатоминформ, 1983. - Ч. 2. - С. 149 - 153.
12. *Каууба И.Е., Породинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш.* Применение модели Давыдова - Чабана для описания рассеяния быстрых нейтронов четно-четными ядрами // Ядерная физика. - 1988. - Т. 48, вып. 6(12). - С. 1688 - 1698.
13. *Singh B., Viggars D.A.* Nuclear data sheets for $A = 76$ // Nucl. Data Sheets. - 1984. - Vol. 42, No. 3. - P. 233 - 368.
14. *Möller H.W.* Nuclear data sheets for $A = 82$ // Nucl. Data Sheets. - 1987. - Vol. 50, No. 1. - P. 1 - 62.
15. *Каууба И.Е., Породинский Ю.В.* Коллективные возбуждения парно-парных м'яких по (β, γ) -коливанням ядер в феноменологічній моделі квадрупольних наближень // Укр. фіз. журн. - 1999. - Т. 44, № 6. - С. 677 - 684.
16. *Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А., Правдивый Н.М.* Анализ сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов четными изотопами селена в области энергий 0,5 - 8,0 МэВ // Нейтронная физика. - М.: ЦНИИатоминформ, 1984. - Т. 3. - С. 173 - 178.

ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИОННО - РОТАЦИОННОЙ СВЯЗИ В СТРУКТУРЕ ЯДРА НА СЕЧЕНИЯ НЕЙТРОН-ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ

И. Е. Кашуба, И. А. Корж, Н. Т. Скляр, Т. И. Яковенко

На ядрах четно-четных изотопов селена изучена зависимость теоретических сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов от модельной трактовки ядра. Показано, что исследуемые ядра могут иметь статическую деформацию, а коллективные вибрационные движения возникают вокруг деформированного мягкого ротатора.

INFLUENCE OF VIBRATION-ROTATION COUPLING IN A NUCLEAR STRUCTURE ON THE NEUTRON-NUCLEI SCATTERING CROSS SECTIONS

I. E. Kashuba, I. A. Korzh, N. T. Sklyar, T. I. Yakovenko

The dependence of theoretical cross sections of elastic and inelastic neutron scattering on nuclear structure model is studied for the even-even isotopes of selenium. It is shown that the nuclei under investigation may have static deformation while collective vibration motions appear around the deformed soft rotator.