

І. О. Корж, А. Д. Фурса

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ЕФЕКТУ ЗМІШУВАННЯ СТАНІВ У НЕПАРНИХ ЯДРАХ НА ПЕРЕРІЗИ ПРЯМОГО НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ НУКЛОНІВ

Розроблений авторами метод розрахунку амплітуди змішування станів непарних ядер, в яких серед компонент мультиплетів збуджених станів спостерігаються стани з такими ж самими квантовими характеристиками, що і в основному стані, використано для визначення амплітуд змішування станів ядер ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al , ^{41}K , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{93}Nb . Отримані кількісні оцінки впливу змішування станів на перерізи непружного розсіювання нуклонів у рамках моделі збудженого остова.

Ключові слова: амплітуда змішування станів непарних ядер, переріз прямого непружного розсіювання нейтронів, модель збудженого остова.

Вступ

В енергетичних спектрах непарних ядер часто спостерігається картина, коли серед низько розташованих збуджених станів присутній стан з тими ж самими квантовими числами (спін, парність), що і в основному стані. Спін і парність основного стану непарного ядра зазвичай визначається кутовим моментом непарного нуклона, який знаходиться в незаповненому одночастинковому стані (nlj).

Добре відомо, що стани з одними й тими ж квантовими характеристиками j^π зв'язані між собою. Механізм такого зв'язку залежить від конкретних особливостей ядер, зокрема від структури станів, що розглядаються. Такий зв'язок приводить до того, що такі стани змішуються, даючи в результаті для фактичних хвильових функцій квантово-механічні суперпозиції незв'язаних станів, які потрібно визначити, і, як наслідок, змішування станів може суттєво впливати на перерізи непружного розсіювання нуклонів. Для вирішення цієї задачі нами було використано модель збудженого остова (МЗО) [1]. Головна фізична ідея, яка покладена в основу цієї моделі, полягає в тому, що більшість властивостей непарного ядра ($A+1$), яке складається з парно-парного остова A плюс один екстрануклон, майже збігається з властивостями остова. Екстрануклон зі спіном j зв'язується з остовом і розщеплює його енергетичні рівні зі спінами λ в мультиплет станів зі спінами J у відповідності з правилами складання кутових моментів: $J = |\lambda - j|, |\lambda - j| + 1, \dots, \lambda + j$. Парність цих ядерних рівнів визначається парністю одночастинкового стану екстрануклона j^π . Є також певний сенс розглядати непарні ядра як парно-парний остов A мінус один екстрануклон, тобто плюс одна

дірка в оболонці. Очевидно, що розглядувана модель буде краще працювати, якщо остов буде представляти собою сильно зв'язану стабільну структуру, аніж коли він має одну або більше пар нуклонів поза своїх заповнених оболонок.

Модель збудженого остова припускає що:

- пружне розсіювання нуклонів на ядрі $A+1$ таке ж, як і розсіювання на ядрі A ;
- непружне розсіювання на кожний із станів мультиплету в ядрі ($A+1$) має такий же самий кутовий розподіл, що і в $0^+ \rightarrow \lambda^\pi$ непружному розсіюванні на парно-парному ядрі A ;
- переріз розсіювання на остові розподіляється по станах мультиплету згідно з їхньою статистичною вагою $W(J) = (2J+1) / ((2\lambda+1)(2j+1))$;
- центр ваги мультиплету розташовується приблизно при тій же самій енергії збудження, що і збуджений λ^π стан в ядрі A :

$$E_C = \sum_J (2J+1)E_J / \sum_J (2J+1) \cong \omega_\lambda. \quad (1)$$

Сума поширюється на всі стани мультиплету, а ω_λ - енергія збудження λ^π -стану в ядрі A .

На практиці сила зв'язку одночастинкової та колективної ступені свободи звичайно немала і це приводить до того, що стани з різних мультиплетів з одним і тим же самим J сильно зв'язані один з одним, що приводить до додаткового зсуву цих рівнів мультиплетів і порушенню вказаного вище співвідношення (1). Якщо таких зв'язаних рівнів немає, то співвідношення (1) буде добре виконуватися. Так, зокрема, буде, якщо серед компонентів мультиплету буде відсутнім стан з квантовими числами, які збігаються з квантовими числами основного стану непарного ядра.

Як відзначалося в [2], зв'язок між цими станами приводить до відштовхування цих рівнів у

бік більш високих енергій збудження, і, як наслідок, це може привести до суттєвого зменшення перерізу непружного розсіяння із збудженням $J = j^\pi$ стану порівняно з правилом $(2J + 1)$. Для обчислення коефіцієнтів зменшення перерізів непружного розсіяння нуклонів необхідно визначити амплітуду змішування таких станів.

Визначення амплітуди змішування станів з однаковими квантовими числами в непарних ядрах

Детально метод визначення амплітуди змішування станів викладено в нашій роботі [3] на прикладі розрахунку амплітуди змішування в ядрі ^{27}Al . Нижче викладено тільки його суть. Методика визначення амплітуди змішування станів базується на теоретичному визначенні відстані між основним станом і збудженим з однаковими значеннями j^π .

Перш за все визначимось із хвильовими функціями для них і гамільтоніаном системи (парно-парний остов + нуклон або дірка). Враховуючи умови нормування хвильових функцій цих станів та їхньою ортогональністю, можна одержати такі найбільш загальні вирази для хвильових функцій основного $\Psi^{(1)}$ та збудженого $\Psi^{(2)}$ станів j^π :

$$\begin{aligned} (j^\pi)_1: & E^{(1)}, \quad \Psi^{(1)} = \sqrt{1-\eta^2}\psi_1 - \eta\psi_2, \\ (j^\pi)_2: & E^{(2)}, \quad \Psi^{(2)} = \sqrt{1-\eta^2}\psi_2 + \eta\psi_1, \quad (2) \\ & (\Psi^{(2)}, \Psi^{(1)}) = 0, \end{aligned}$$

де η - амплітуда, яка характеризує величину змішування базових станів ψ_1 і ψ_2 у моделі із взаємодією “частинка - остов” через фонон:

$$\psi_1 \equiv |00j; j\rangle, \quad \psi_2 \equiv |1\lambda j; j\rangle, \quad (3)$$

де ψ_1 - одночастинковий стан за відсутності будь-яких фононів, а стан ψ_2 складається з не-взаємодіючих частинки або дірки в стані $(n\lambda)$ і одного λ -фонона (індекс 1λ), які зв’язані в стан з повним спіном j . Інші стани однофононного мультиплету описуються такими хвильовими функціями:

$$\psi_j(1\lambda j, J) \equiv |1\lambda j, J\rangle, \quad J \neq j.$$

Гамільтоніан усієї системи має вигляд

$$H = H_c + H_p + H_{\text{int}}. \quad (4)$$

Гамільтоніан колективного руху остова H_c містить у собі енергію нульових коливань і оператор числа фононів N_λ :

$$H_c = \sum_\lambda \left(N_\lambda + \frac{2\lambda + 1}{2} \right) \omega_\lambda. \quad (5)$$

Одночастинковий гамільтоніан H_p узято у вигляді гамільтоніану Нільссона. Гамільтоніан взаємодії “нуклон-фонон” H_{int} узято у вигляді скалярного добутку тензорів:

$$H_{\text{int}} = -k(r) \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi), \quad (6)$$

де r, θ, ϕ - сферичні координати непарної частинки; $\alpha_{\lambda\mu}^*$ - тензор, що описує колективний рух збудженого остова і визначається відомими співвідношеннями з операторами народження і знищення фононів:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \left(\frac{1}{2B_\lambda \omega_\lambda} \right)^{1/2} \left[b_{\lambda\mu}^\dagger + (-1)^\mu b_{\lambda-\mu} \right], \quad \omega_\lambda = \left(\frac{C_\lambda}{B_\lambda} \right)^{1/2},$$

$k(r)$ - радіальна залежність потенціалу взаємодії непарної частинки з поверхневим фононом збудженого парно-парного остова має вигляд $k(r) = M\omega_0^2 r^2$, де M - маса нуклона, а ω_0 - осциляторний параметр гамільтоніану H_p , B_λ - масовий параметр.

Обрахуємо тепер середні значення енергії повного гамільтоніану H (4) ядра $(A+1)$ у станах (2). Ці значення ми ототожнюємо з енергіями цих станів $E^{(1)}$ та $E^{(2)}$. У даному обчисленні абсолютні значення цих енергій не важливі, оскільки ми цікавимося лише відстанню між рівнями: $\Delta = (E^{(2)} - E^{(1)})$. З урахуванням виразів для хвильових функцій у формулі (2) вирази для середніх значень енергій набувають такого вигляду:

$$\begin{aligned} E^{(1)} &= (\Psi^{(1)}, H \Psi^{(1)}) = \\ &= \left\langle \sqrt{1-\eta^2}\psi_1 - \eta\psi_2 \left| H_c + H_p + H_{\text{int}} \right| \sqrt{1-\eta^2}\psi_1 - \eta\psi_2 \right\rangle, \\ E^{(2)} &= (\Psi^{(2)}, H \Psi^{(2)}) = \\ &= \left\langle \sqrt{1-\eta^2}\psi_2 + \eta\psi_1 \left| H_c + H_p + H_{\text{int}} \right| \sqrt{1-\eta^2}\psi_2 + \eta\psi_1 \right\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Обмежуючись у гамільтоніані колективного руху остова внеском тільки одного мультиполь-

ного доданка з огляду на те, що в ядрі остова зазвичай збуджується тільки один фонон з мультипольністю λ , вираз (7) перетворюється у такий вигляд:

$$E^{(1)} = (1 - \eta^2)H_{11} - \eta\sqrt{1 - \eta^2}(H_{12} + H_{21}) + \eta^2H_{22},$$

$$E^{(2)} = (1 - \eta^2)H_{22} + \eta\sqrt{1 - \eta^2}(H_{12} + H_{21}) + \eta^2H_{11}.$$

(8)

Оскільки повний гамільтоніан H є ермітовим, то $H_{12} = H_{21}$. Таким чином для відстані між рівнями Δ одержимо вираз

$$\Delta = (1 - 2\eta^2)(H_{22} - H_{11}) + 4\eta\sqrt{1 - \eta^2}H_{21}, \quad (9)$$

де H_{22} , H_{11} і H_{21} – матричні елементи повного гамільтоніану за базовими станами (3), кінцевими виразами яких є

$$H_{11} = \varepsilon(nlj) + \frac{2\lambda + 1}{2}\omega_\lambda,$$

$$H_{22} = \varepsilon(nlj) + \frac{2\lambda + 3}{2}\omega_\lambda,$$

$$H_{21} = -\left(\frac{2\lambda + 1}{4\pi}\right)^{1/2} C_{j\frac{1}{2}\lambda 0}^{j\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega_\lambda}{2C_\lambda}\right)^{1/2} \omega_0(2n + l + 3/2) \equiv w\omega_0 \left(\frac{\omega_\lambda}{2C_\lambda}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

У наведених вище виразах $\varepsilon(nlj)$ – енергія одночастинкового зв'язаного стану, який визначає спін непарного ядра в основному стані; ω_λ – енергія фонуна з мультипольністю λ , тобто енергія збудженого однофононного стану парно-парного ядра остова; ω_0 – частота гармонічного осцилятора для одночастинкового потенціалу.

Відстань між рівнями з урахуванням виразу (10) набуває вигляду

$$\Delta = (1 - 2\eta^2)\omega_\lambda + 4\eta\sqrt{1 - \eta^2}w\omega_0 \left(\frac{\omega_\lambda}{2C_\lambda}\right)^{1/2}, \quad (11)$$

де C_λ – параметр жорсткості ядра, який ми визначимо нижче з розв'язку секулярного рівняння.

Рівняння (11) дозволяє в принципі визначити амплітуду змішування станів η , виходячи тільки з експериментальних значень відстані між розглядуваними рівнями Δ і жорсткості C_λ .

Задача визначення власних значень повного гамільтоніану H для розглядуваного випадку двох станів (2) може бути вирішена в загальному вигляді іншим способом, а саме методом секулярного рівняння або діагоналізацією енергетичної матриці. Цінність такого підходу полягає в тому, що одержане рівняння не залежить від амплітуди змішування η або в загальному випадку від коефіцієнтів розкладу повної хвильової функції Ψ за базовими станами (3). У результаті виникає нове співвідношення, яке пов'язує відстань між рівнями Δ з жорсткістю C_λ .

Розглянемо, наприклад, рівняння Шредінгера для основного стану $\Psi^{(1)}$, не конкретизуючи

коефіцієнти його розкладу за базовими станами

$$(E - H)(a_{11}\Psi_1 + a_{12}\Psi_2) = 0. \quad (12)$$

Помножуючи формулу (12) зліва на Ψ_1^* і Ψ_2^* та інтегруючи, одержимо систему двох однорідних рівнянь

$$(E - H_{11})a_{11} + (E\delta_{12} - H_{12})a_{12} = 0,$$

$$(E\delta_{12} - H_{21})a_{11} + (E - H_{22})a_{12} = 0. \quad (13)$$

Однорідна система рівнянь відносно коефіцієнтів розкладу a_{11} і a_{12} буде мати ненульове рішення, якщо детермінант цієї системи дорівнює нулю. Одержане з цієї умови квадратне рівняння для значень енергій станів дає змогу знайти такі розв'язки для енергій станів:

$$E^{(1,2)} = \frac{1}{2}(H_{11} + H_{22}) \mp \frac{1}{2}\sqrt{(H_{22} - H_{11})^2 + 4H_{21}^2}, \quad (14)$$

де для основного стану потрібно вибирати верхній знак (-), а для збудженого – нижній (+). Таким чином, відстань між рівнями з урахуванням формули (10) набуває вигляду

$$\Delta = \sqrt{(H_{22} - H_{11})^2 + 4H_{21}^2} = \omega_\lambda \sqrt{1 + 2\frac{w^2\omega_0^2}{C_\lambda\omega_\lambda}}. \quad (15)$$

З цього виразу для Δ можна визначити ядерну жорсткість C_λ .

Перейдемо тепер до розв'язку рівняння (11) відносно амплітуди змішування η , виключивши

з нього жорсткість за допомогою виразу (15). У результаті одержимо рівняння

$$\Delta = (1 - 2\eta^2)\omega_\lambda + 2\eta\sqrt{1 - \eta^2}\omega_\lambda \left[\left(\frac{\Delta}{\omega_\lambda} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Розв'язання цього рівняння для амплітуди змішування станів дає такий вираз:

$$\eta = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_\lambda}{\Delta} \right)}. \quad (17)$$

З цього виразу видно, що амплітуда змішування станів визначається тільки енергетичними характеристиками непарного ядра і ядра остова і що повинна виконуватись нерівність $\omega_\lambda < \Delta$. Це

означає, що взаємодія H_{int} , розщеплюючи мультиплет вироджених рівнів, зсуває збуджений стан $(j^\pi)_2$ з квантовими числами основного стану в бік більш високих за ω_λ енергій, тобто рівні з однаковими квантовими числами відштовхуються.

Використовуючи експериментальні значення Δ для непарних ядер та енергії збудження перших 2^+ станів у ядрах остовів знаходимо значення амплітуд змішування станів для досліджуваних ядер. Отримані нами теоретичні значення амплітуд змішування станів ядер ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al , ^{41}K , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{93}Nb наведено в табл. 1. Їх можна порівняти з експериментальними значеннями амплітуди змішування станів тільки для ядра ^{27}Al .

Таблиця 1. Параметри змішування станів η у непарних ядрах (Δ і ω_2 в МеВ)

Ядро	^{23}Na	^{25}Mg	^{27}Al	^{41}K	^{51}V	^{55}Mn	^{59}Co	^{63}Cu	^{65}Cu	^{93}Nb
Остов	^{22}Ne	^{28}Si	^{24}Mg	^{42}Ca	^{50}Ti	^{54}Cr	^{60}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni	^{92}Zr
J^π	$3/2^+$	$5/2^+$	$5/2^+$	$3/2^+$	$7/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$3/2^-$	$3/2^-$	$9/2^+$
Δ	2,982	2,735	1,965	1,560	3,40	2,215	1,745	1,547	1,725	1,083
ω_2	1,275	1,779	1,369	1,525	1,560	0,835	1,333	1,173	1,346	0,934
η	0,535	0,418	0,389	0,106	0,520	0,558	0,344	0,348	0,331	0,262

Із таблиці видно, що отримані нами значення амплітуди змішування станів для ядра ^{27}Al досить добре узгоджується зі значенням $\eta = 0,435$, яке отримано в роботі [5] з аналізу експериментальних перерізів непружного розсіяння протонів з енергією 17,5 МеВ.

Вплив ефекту змішування станів з однаковими квантовими числами на перерізи прямого непружного розсіяння нуклонів із збудженням станів мультиплету непарного ядра

Розглянемо тепер наслідки, до яких призводить урахування змішування станів з однаковими квантовими числами і які належать різним мультиплетам. У нашому випадку мова йде про основний стан $(j^\pi)_1$ і про стан $(j^\pi)_2$ мультиплету збуджених станів (2) в непарному ядрі $(A+1)$.

$$(\Psi^{(2)}, Q\Psi^{(1)}) = \langle \sqrt{1 - \eta^2}\psi_2 - \eta\psi_1 | Q | \sqrt{1 - \eta^2}\psi_1 + \eta\psi_2 \rangle =$$

$$= (1 - \eta^2)(\psi_2, Q\psi_1) + \eta\sqrt{1 - \eta^2} [(\psi_2, Q\psi_2) - (\psi_1, Q\psi_1)] - \eta^2(\psi_1, Q\psi_2). \quad (18)$$

Діагональні матричні елементи в цьому виразі зникають унаслідок недіагональності оператора Q по числу фононів. У результаті отримаємо

$$(\Psi^{(2)}, Q\Psi^{(1)}) = (1 - 2\eta^2)(\psi_2, Q\psi_1). \quad (19)$$

Позначимо через Q оператор переходу, який діє в просторі одностинкових і колективних ступенів свободи ядра. Оскільки непружне розсіяння частинок на ядрі $(A+1)$ супроводжується народженням одного фонуна мультипольності λ в остові парно-парного ядра A , цей оператор повинен бути недіагональним по числу фононів в основному і збудженому станах. Цієї властивості оператора Q достатньо для одержання важливих співвідношень для диференціальних перерізів непружного розсіяння нуклонів зі збудженням різних станів мультиплету. Розглянемо спочатку непружне розсіяння нуклонів зі збудженням стану $(j^\pi)_2$ в ядрі $(A+1)$. Диференціальний переріз для такого переходу визначається з урахуванням виразу (3) таким матричним елементом:

Матричний елемент у правій частині рівняння (19) визначає диференціальний переріз непружного розсіяння без урахування змішування, яке в загальному вигляді для переходів на рівні мультиплету J записується в моделі збудженого остова у вигляді

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}((j)_1 \rightarrow J) = \frac{2J+1}{(2j+1)(2\lambda+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^+ \rightarrow \lambda^\pi), \quad (20)$$

де λ^π – мультипольність збудженого стану парно-парного ядра із парністю π ; j – повний кутовий момент непарного екстрануклона в непарному ядрі; $d\sigma/d\Omega(0^+ \rightarrow \lambda^\pi)$ – диференціальний переріз непружного розсіяння нуклонів зі збудженням колективного стану λ^π ядра остова. Кінцевий вираз для непружного розсіяння зі збудженням стану $(j^\pi)_2$ в ядрі $(A+1)$ набуває вигляду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}((j)_1, 0 \rightarrow (j)_2, E_j)_{(A+1)} = (1-2\eta^2)^2 \frac{1}{2\lambda+1} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^+ \rightarrow \lambda^\pi, E_\lambda)_{(A)}. \quad (21)$$

Переходи на інші рівні мультиплету з $J \neq j$ визначаються матричним елементом

Таблиця 2. Значення факторів зменшення перерізів прямого збудження рівнів непарних ядер, обчислених у рамках моделі збудженого остова

Ядро	^{23}Na	^{25}Mg	^{27}Al	^{41}K	^{51}V	^{55}Mn	^{59}Co	^{63}Cu	^{65}Cu	^{93}Nb
J^π	$3/2^+$	$5/2^+$	$5/2^+$	$3/2^+$	$7/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$3/2^-$	$3/2^-$	$9/2^+$
$(1-\eta^2)$	0,714	0,849	0,825	0,989	0,730	0,689	0,882	0,879	0,830	0,931
$(1-2\eta^2)^2$	0,183	0,486	0,423	0,956	0,211	0,143	0,584	0,574	0,610	0,743

Як приклад дослідження впливу ефекту змішування станів на перерізи непружного розсіяння швидких нейтронів зі збудженням станів мультиплету непарних ядер нами розглянуто теоретичний опис перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням найнижчих рівнів ядер ^{27}Al , ^{63}Cu і ^{65}Cu в рамках статистичної моделі і моделі збудженого остова.

Експериментальні дані з перерізів непружного розсіяння нейтронів $\sigma_{in}(E_n)$, що є в літературі [6 - 16] для ядра ^{27}Al , наведено на рис. 1.

Теоретичний аналіз експериментальних даних із перерізів непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{65}Cu проведено в рамках оптико-статистичної моделі, що описує виліт частинок з компаунд-ядра, та запропонованій моделі збудженого остова. Повні перерізи збудження дискретних рівнів знаходимо як суму перерізів компаундного розсіяння і перерізів прямого збудження, обчислених за моделлю збудженого остова з урахуванням ефекту змішування станів.

$$\begin{aligned} (\Psi_J, Q\Psi^{(1)}) &= \langle 1\lambda j; J | Q | \sqrt{1-\eta^2} \Psi_1 + \eta \Psi_2 \rangle = \\ &= \sqrt{1-\eta^2} \langle 1\lambda j; J | Q | \Psi_1 \rangle, \end{aligned} \quad (22)$$

і, отже, диференціальний переріз непружного розсіяння набуває такого вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}((j)_1, 0 \rightarrow J, E_j)_{(A+1)} &= \\ = (1-\eta^2) \frac{2J+1}{(2j+1)(2\lambda+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^+ \rightarrow \lambda^\pi, E_\lambda)_{(A)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Із співвідношень (21) і (23) видно, що якщо для непарного ядра має місце ефект змішування станів, то його врахування приводить до істотного зменшення прямої компоненти перерізів непружного розсіяння нуклонів на фактор $(1-\eta^2)$ для станів з $j_\pi \neq j$ і на фактор $(1-2\eta^2)^2$ для станів з $j_\pi = j$. Числові значення факторів, на які зменшуються перерізи прямого непружного розсіяння нуклонів досліджуваними ядрами, наведено в табл. 2.

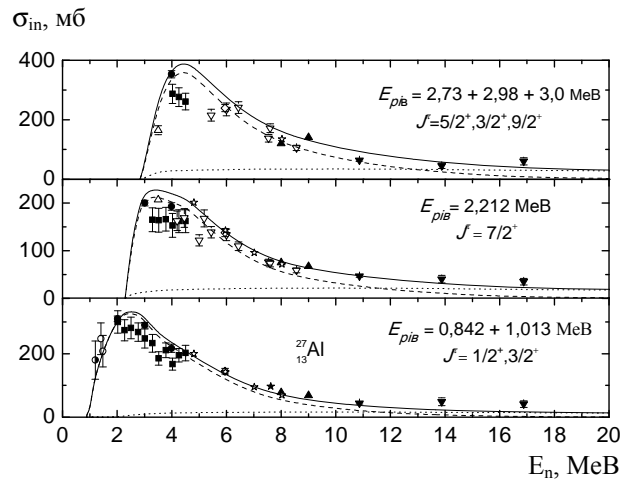


Рис. 1. Енергетична залежність перерізів непружного розсіяння зі збудженням перших рівнів ядра ^{27}Al . Точки – експериментальні дані робіт: \blacktriangledown - [6], \blacktriangle - [7], \diamond - [8], \star - [9], \star - [10], \circ - [11], \bullet - [12], ∇ - [13], \blacksquare - [14], \triangle - [15], \circ - [16]. Криві: суцільна – результати розрахунків за статистичною моделлю (СМ) і МЗО, штрихова – за СМ, пунктирна – за МЗО з урахуванням ефекту змішування станів.

Компаундні компоненти перерізів непружно-го розсіяння нейтронів було обчислено за моделлю Хаузера - Фешбаха - Мольдауера [17] з використанням програми АВAREX [18]. Коефіцієнти проникності обчислено за оптичною моделлю з параметрами, отриманими нами з аналізу диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів в області енергій 2,5 - 25 MeV [19].

Пряму компоненту непружного розсіяння нейтронів зі збудженням найнижчих рівнів ядра алюмінію розраховано нами за МЗО [16] з урахуванням ефекту змішування станів. Переріз прямого збудження колективного рівня 2^+ ядра ^{28}Si обчислено за методом зв'язаних каналів за програмою ECIS-94 [20]. Обчислений переріз прямого збудження рівня 2^+ ядра ^{28}Si плавно зростає від порога і досягає максимальної величини ≈ 100 мб при енергії 10 MeV і плавно зменшується до ≈ 82 мб при енергії 20 MeV.

Перерізи прямого непружного розсіяння нейтронів зі збудженням квінтету станів ядра ^{27}Al було обчислено з урахуванням ефекту змішування станів. Про важливість урахування цього ефекту говорить той факт, що переріз прямого збудження всього квінтету станів ^{27}Al зменшується на фактор 0,74 від перерізу прямого збудження стану 2^+ в ядрі ^{28}Si , а переріз збудження стану з $J^\pi = 5/2^+$ зменшується на фактор 0,42 [3].

Із рис. 1 видно, що теоретичні розрахунки перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням шести найнижчих рівнів ядра ^{27}Al , які враховують компаундний і прямий механізми розсіяння з урахуванням ефекту змішування станів, задовільно описують експериментальні дані в широкій області енергій. У тих областях енергії, де відсутні експериментальні дані, результати розрахунків перерізів можна розглядати як рекомендовані дані перерізів непружного розсіяння нейтронів.

Перерізи непружного розсіяння нейтронів зі збудженням трьох найнижчих рівнів ядер ^{63}Cu і ^{65}Cu в області енергій нижче 8 MeV виміряні в багатьох точках по енергії [16, 21 - 27]. Компіляцію даних цих робіт щодо перерізів непружного розсіяння наведено на рис. 2.

Компаундні компоненти перерізів розсіяння нейтронів ізотопами міді в області енергій збуджень, де добре відомі характеристики рівнів (до $\sim 2,7$ MeV) обчислювалися за моделлю Хаузера - Фешбаха - Молдауера [17] за обчислювальним кодом LIANA [28]. При більш високих енергіях збудження розрахунки перерізів компаундного розсіяння проведені за моделлю Хаузера - Фешбаха [29] за обчислювальним кодом STATIS [30], в якому враховані вихідні канали зі збудженням як рівнів дискретного, так і неперервного спектрів досліджуваних ядер.

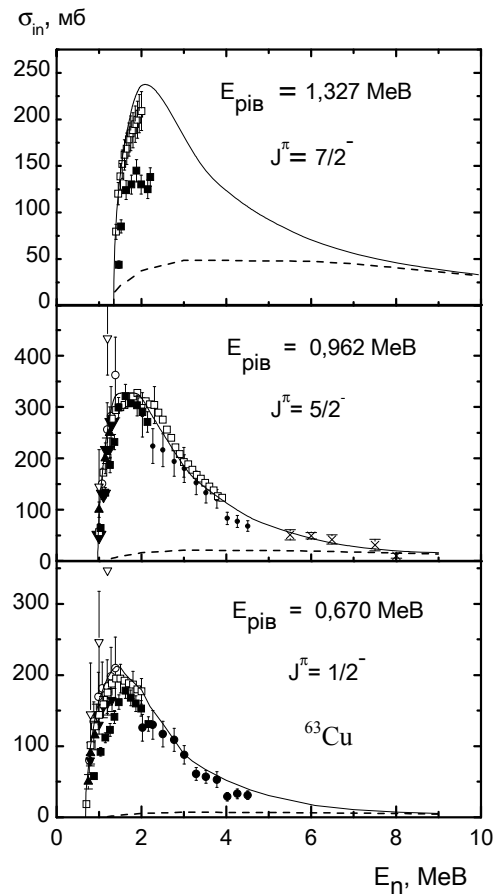


Рис. 2. Енергетична залежність перерізів непружного розсіяння зі збудженням трьох перших рівнів ядра ^{63}Cu і ^{65}Cu . Точки – експериментальні дані робіт: ∇ - [16], \blacktriangle - [21], \square - [22], \blacktriangledown - [23], \bullet - [24], \blacksquare - [25], \times - [26], \circ - [27]. Криві: суцільна – результати розрахунків за СМ і МЗО, штрихова – за МЗО з урахуванням ефекту змішування станів.

Переріз непружного розсіяння швидких нейтронів при збудженні колективного рівня сусіднього парно-парного ядра розраховується за методом сильного зв'язку каналів по програмі ECIS-94 [20]. Параметри оптичного потенціалу для розрахунку прямого розсіяння нейтронів на ядрах ^{62}Ni та ^{64}Ni взяті із роботи [31], в якій показана ефективність їхнього використання при проведенні теоретичного аналізу експериментальних диференціальних і інтегральних перерізів пружного й непружного розсіяння нейтронів ядрами $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ в області енергій 0,5 - 9 MeV.

Із рис. 2 і 3 видно, що результати обчислень інтегральних перерізів збудження трьох найнижчих рівнів ядер ^{63}Cu і ^{65}Cu загалом добре відтворюють енергетичну залежність перерізів у широкій області енергій. Тому в тих областях, де відсутні експериментальні дані, результати розрахунків можна розглядати як рекомендовані перерізи непружного розсіяння зі збудженням трьох найнижчих рівнів ізотопів міді.

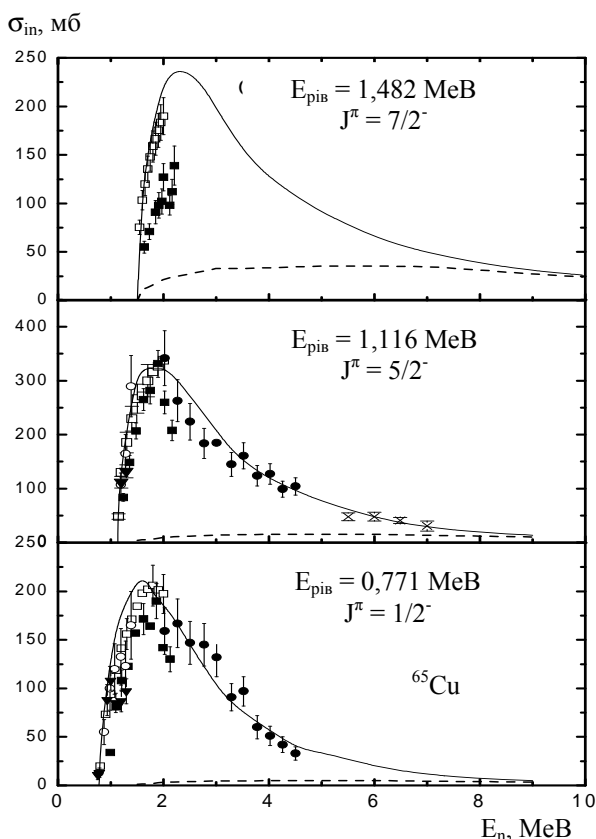


Рис. 3. Те ж саме, що й на рис. 2, для ядра ^{65}Cu .

Таким чином, нами показано, що врахування змішування станів у хвильових функціях компонент мультиплетів для ядер ^{63}Cu , ^{65}Cu , як і для ядра ^{27}Al , приводить до істотного зменшення перерізів прямого непружного розсіяння нейтронів

і, як наслідок, забезпечує краще узгодження розрахованих перерізів з експериментальними.

Висновки

У роботі розроблений авторами метод розрахунку амплітуди змішування станів непарних ядер, в яких серед компонент мультиплетів збуджених станів спостерігаються стани з такими ж самими квантовими характеристиками, що і в основному стані, використано для визначення амплітуд змішування станів ядер, необхідних для оцінки впливу ефекту змішування станів на перерізи непружного розсіяння нуклонів. Уперше для ядер ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al , ^{41}K , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{93}Nb отримано кількісні оцінки впливу змішування станів на перерізи непружного розсіяння нуклонів у рамках моделі збудженого остова.

Як приклад дослідження впливу ефекту змішування станів на перерізи непружного розсіяння швидких нейтронів зі збудженням станів мультиплету непарних ядер розглянуто теоретичний опис перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням ряду рівнів ядер ^{27}Al , ^{63}Cu і ^{65}Cu в рамках статистичної моделі і моделі збудженого остова. Показано, що врахування змішування станів у хвильових функціях компонент мультиплетів для цих ядер приводить до істотного зменшення перерізів прямого непружного розсіяння нейтронів і, як наслідок, забезпечує краще узгодження розрахованих перерізів з експериментальними в широкій області енергій.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- Hodgson P.E. Nuclear reaction and nuclear structure. - London: Clarendon Press, 1971.
- Niewodniczanski H., Nurzynski J., Strzalkowski A. et al. Elastic and inelastic scattering of 12.8 MeV deuterons by ^{27}Al and ^{28}Si nuclei // Nucl. Phys. - 1964. - Vol. 55. - P. 386 - 396.
- Корж І. О., Скляр М. Т., Фурса А. Д. Визначення амплітуди змішування станів $5/2^+$ в ядрі ^{27}Al // Ядерна фізика та енергетика. - 2009. - Т. 10, № 2. - С. 134 - 137.
- Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. - М.: Атомиздат, 1973.
- Crawley G. M., Garvey G. T. Inelastic scattering in the 2s-1d shell. II. Odd-A nuclei // Phys. Rev. - 1986. - Vol. 167. - P. 1070.
- Whisnant C.S., Dave J.H., Gould C.R. Elastic and inelastic neutron scattering from ^{27}Al at 11, 14, and 17 MeV // Phys. Rev. - 1984. - Vol. C30. - P. 1435.
- Brandenberger J.D., Mittler A., McEllistrem M.T. The scattering of 8.0 and 9.0 neutrons by ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P and ^{32}S // Nucl. Phys. - 1972. - Vol. A196. - P. 65.
- Martin J., Steward D.T., Currie W.M. Scattering of 6 MeV neutrons from light nuclei // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A113. - P. 564.
- Tanaka S., Tsukada K., Marnyama M., Tomita Y. Fast neutron scattering from Al, Si, S and Zn // Nuclear Data for Reactors // Proc. of the 2-nd Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors. - Vienna: IAEA, 1970. - Vol. II. - P. 317.
- Dagge G., Grum W., Hammer J.W. et al. Optical model analysis of polarized neutron scattering from aluminum, copper, and chromium // Phys. Rev. - 1989. - Vol. C39. - P. 1768.
- Chien J.P., Smith A.B. Fast neutron scattering from beryllium, sodium and aluminium // Nucl. Sci. and Eng. - 1966. - Vol. 26. - P. 500.
- Towle J.H., Gilboy W.B. Spin assignments in ^{27}Al from neutron scattering studies // Nucl. Phys. - 1962. - Vol. 39. - P. 300.
- Kinney W.E., Perey F.G. Al neutron elastic and inelastic scattering cross sections from 4.19 to 8.56 MeV // Report ORNL-4516, 1970.
- Ramström E. Neutron inelastic scattering from some odd-mass nuclei in the energy range 2.0 to 4.5 MeV // Nucl. Phys. - 1979. - Vol. A315. - P. 143.
- Chung K.C., Velkley D.E., Brandenberger J.D., McEllistrem M.T. $^{27}\text{Al}(n, n' \gamma)$ reaction and the 3002 keV level // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. A115. - P. 476.

16. *Глазков Н.П.* Сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 0,4 - 1,2 МэВ на средних и легких ядрах // *Атомная энергия.* - 1963. - Т. 15, № 5. - С. 416 - 418.
17. *Moldauer P.A.* Statistical theory of nuclear collision cross section // *Phys. Rev.* - 1964. - Vol. B135. - P. 642; Average compound-nucleus cross section // *Rev. Mod. Phys.* - 1964. - Vol. 41. - P. 1079.
18. *Lawson R.D., Smith A.B.* A Neutron Spherical-Optical-Statistical-Model Code (ABAREX) // Report ANL/NDM-145, 1999.
19. *Korzh I.O., Sklyar M.T., Foursat A.D.* Influence of mixing of multiplet states in the nucleus ^{27}Al on neutron scattering cross sections // *Ukr. J. Phys.* - 2008. - Vol. 53, No 8. - P. 744 - 749.
20. *Raynal J.* Notes on ECIS-94. Centre d'Etudes de Saclay Service de Physique Theorique Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matière. Septembre 1994. ISSN 0429 -3460. CEA - N - 2772.
21. *Tucker A.B., Wells J.T., Meyerhof W.E.* Inelastic neutron scattering near threshold // *Phys. Rev.* - 1965. - Vol. B137. - P. 1181. - 1187.
22. *Guenther P. et al.* Total, Scattering, and Gamma production cross section for few-MeV neutrons of elemental copper // *Nucl. Phys.* - 1986. - Vol. A448. - P. 280 - 300.
23. *Nishimura K., Okano K., Kikuchi S.* Studies of excitation cross sections // *Nucl. Phys.* - 1965. - Vol. 70, No. 2. - P. 421 - 443.
24. *Ramström E.* Neutron inelastic scattering from some odd mass nuclei in the energy range 2,0 to 4,5 MeV // *Nucl. Phys.* - 1979. - Vol. A315. - P. 143 - 156.
25. *Крамаровский Я.М., Немилев Ю.А., Победоносцев Л.А., Ширяев Б.М.* Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах ^{63}Cu и ^{65}Cu . // *ВАНИТ. Сер. Ядерные константы.* - 1989. - Вып. 4. - С. 22 - 35.
26. *Kinney W.E., Perey F.G.* ^{63}Cu and ^{65}Cu neutron elastic and inelastic scattering cross sections from 5.50 to 8.5 MeV // Oak Ridge National Laboratory, Report ORNL-4908. - 1974.
27. *Holmgvist B., Wiedling T.* Inelastic neutron scattering cross sections of ^{63}Cu and ^{65}Cu in the energy range 0,7 - 1,4 MeV // *Arkiv för Fysik.* - 1968. - Vol. 35, No. 5. - P. 71 - 83.
28. *Smith W.R.* // *Computer Physics Communications.* - 1969. - Vol. 1. - P. 181.
29. *Hauser W., Feshbach H.* The inelastic scattering of neutrons. // *Phys. Rev.* - 1952. - Vol. 87. - P. 366.
30. *Stokstad R.* // *STATIS.* - A Hauser-Feshbach computer code: Yale university. - 1972. - Report No. 52. - P. 35.
31. *Корж И.А.* Анализ сечений рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами никеля // *ВАНИТ. Сер. Ядерные константы.* - 1985. - Вып. 4. - С. 61 - 71.

И. А. Корж, А. Д. Фурса

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТА СМЕШИВАНИЯ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ НА СЕЧЕНИЯ ПРЯМОГО НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ

Разработанный авторами метод расчета амплитуды смешивания состояний нечетных ядер, в которых среди компонент мультиплетов возбужденных состояний наблюдаются состояния с такими же квантовыми характеристиками, как и в основном состоянии, использован для определения амплитуд смешивания состояний в ядрах ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al , ^{41}K , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{93}Nb . Получены количественные оценки влияния смешивания состояний на рассчитанные сечения неупругого рассеяния нуклонов.

Ключевые слова: амплитуда смешивания состояний нечетных ядер, сечения неупругого рассеяния нейтронов, модель возбужденного остова.

I. O. Korzh, A. D. Foursa

RESEARCH OF THE INFLUENCE OF THE MIXING EFFECT OF STATES IN ODD NUCLEI TO THE CROSS-SECTION OF THE DIRECT INELASTIC SCATTERING OF NUCLEONS

Developed by authors, the methods of calculation of mixing states of odd nuclei amplitude where among the component of multiplets of the excited states is observed with the same quantum characteristics as well as in the main state and is used for the determination of amplitudes of mixing states in nuclei ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al , ^{41}K , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{93}Nb . Quantitative assessment of the influence of the mixing states to calculate cross-section of the direct inelastic scattering of nucleons was obtained.

Keywords: mixing states amplitude for odd nuclei, inelastic scattering cross sections, excited core model.

Надійшла 27.05.2013

Received 27.05.2013