

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ РОЗСІЯННЯ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ
ЯДРАМИ ВАНАДІЮ

І. О. Корж, М. Т. Скляр

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Уперше досліджено застосовність варіанту оптико-статистичного підходу, в основу якого покладено сферичну оптичну модель, метод зв'язаних каналів, модель збудженого остова та сучасні варіанти статистичної моделі, до опису експериментальних повних перерізів і перерізів пружного та непружного розсіяння нейтронів ядрами ванадію в області енергій 0,2 - 20 МеВ. Результати теоретичного аналізу використано для дослідження механізмів розсіяння швидких нейтронів ядрами ванадію.

Вступ

Природний елемент ванадію є суттєво моноізотопним елементом (~ 99,75 % ^{51}V). Ядро ^{51}V є магічним по числу нейтронів ($N = 28$), знаходиться поблизу піка S_0 -силової функції та має добре відому структуру нижніх збуджених станів. Ці характеристики роблять вивчення взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію цікавими з точки зору дослідження механізмів взаємодії. Крім того, ванадій є одним із головних легіруючих елементів конструкційних матеріалів. Можливе використання ванадію й у високотемпературних системах, які містять у собі нейтрони, особливо це стосується тих систем, де є тритій (наприклад, у системах синтезу). Тому дослідження перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію представляє інтерес як з наукової точки зору, так і для вирішення ряду прикладних задач.

У літературі вже накопичено значну експериментальну інформацію щодо повних перерізів і перерізів розсіяння швидких нейтронів ядрами ванадію. Аналіз цієї інформації показав, що вона носить фрагментарний характер, і, незважаючи на існування помітних розходжень у даних з пружного та непружного розсіяння нейтронів, дані експериментів різних авторів і лабораторій, загалом, добре узгоджуються між собою. Такі узгоджені дані становлять велику цінність, оскільки вони сприяють як створенню надійної бібліотеки оцінених даних, так і дослідженню механізмів взаємодії швидких нейтронів з непарними ядрами.

На сьогодні на базі аналізу фрагментарних даних з перерізів пружного розсіяння нейтронів ядрами ванадію при енергіях < 10 МеВ одержано набори параметрів оптичного потенціалу [1 - 4]. Їх аналіз показав, що вони різняться між собою як за значенням параметрів, так і за їх енергетичною залежністю. Існуючі розходження в значеннях параметрів, одержаних різними авторами, імовірно пов'язані з використанням різної бази експериментальних даних при проведенні аналізу в рамках оптичної моделі ядра. Дані по непружному розсіянню нейтронів ядрами ^{51}V , одержані авторами робіт [1, 2, 5 - 7], аналізувались у рамках статистичної моделі з метою визначення як характеристик збуджених станів ядра ^{51}V , так і дослідження впливу флуктуацій ширин резонансів на перерізи розсіяння, що проходять через складене ядро. Авторами цих робіт надійно встановлено, що врахування флуктуацій ширин резонансів значно покращує опис перерізів непружного розсіяння в області енергій ≤ 4 МеВ. При більш високих енергіях нейтронів експериментальні дані робіт [3, 8, 9] указують на необхідність врахування як механізму розсіяння через складене ядро, так і прямого механізму. Проте роль прямого механізму непружного розсіяння нейтронів ядрами ^{51}V до цього часу не досліджено.

Незважаючи на великі зусилля в розробці теоретичних підходів до опису перерізів взаємодії швидких нейтронів з непарними ядрами, до теперішнього часу на базі узгоджених даних з перерізів розсіяння нейтронів ядрами ванадію в широкій області енергій ще не одержано надійних даних з параметрів оптичної моделі й не досліджено механізму непружного розсіяння в широкій області енергій. Це пов'язано з тим, що на сьогодні ще недостатньо апробовані як самі моделі, що здатні кількісно передбачити перерізи розсіяння нейтронів непарними ядрами, так і їх параметри. Для непарних ядер, до яких належать і ядра ванадію, най-

більш значні труднощі зустрічаються на шляху теоретичної інтерпретації прямого непружного розсіяння. Нині для непарних ядер для інтерпретації прямого непружного розсіяння можна застосувати тільки модель збудженого остова (МЗО) [10]. Цю модель нами уже було плідно використано при теоретичній інтерпретації непружного розсіяння нейтронів ядрами $^{63,65}\text{Cu}$ [11], ^{89}Y [12] і ^{93}Nb [13] у широкій області енергій.

Тому проведення аналізу всієї сукупності експериментальних даних з повних перерізів і перерізів розсіяння нейтронів ядрами ванадію та дослідження на базі узгоджених експериментальних даних застосовності варіанта оптико-статистичного підходу, основу якого становить сферична оптична модель (СОМ), метод зв'язаних каналів (МЗК), МЗО та сучасні варіанти статистичної моделі (СМ), до опису повних перерізів і перерізів розсіяння в широкій області енергій є актуальними задачами нейтронної фізики. На рішення цих задач і націлена дана робота.

Аналіз експериментальних перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію

Систематичні дослідження повних перерізів і перерізів розсіяння швидких нейтронів було почато більше 30 років тому, проте в літературі на сьогодні узгоджено систематичні дані тільки для повних перерізів взаємодії нейтронів з ядрами ванадію. Для відтворення енергетичної залежності $\sigma_t(E)$ досить використати дані робіт [1, 5, 14, 15], що є найбільш точними й систематичними. Дані цих робіт не суперечать фрагментарним даним інших авторів [16]. Дані систематичних робіт наведено на рис. 1 не всіма експериментальними точками, а, в основному, з кроком 100 - 300 кеВ. Дані роботи [5] одержано з високим енергетичним розділенням, тому для порівняння з обчисленими перерізами в рамках оптичної моделі вони усереднені в інтервалі енергії 100 кеВ. З даних [1, 5] випливає, що повні перерізи флюктуують з енергією до 4 МеВ. Флюктуації повних перерізів зберігаються й в усереднених перерізах по інтервалу енергії 100 кеВ. Тому в цій області енергій надійно визначити параметри оптичного потенціалу майже неможливо. Слід відзначити аномально велике зростання повного перерізу в області енергій $\leq 1,5$ МеВ у порівнянні з сусідніми ядрами титану та хрому. З рис. 1 видно, що дані систематичних робіт добре узгоджуються між собою в спільному енергетичному інтервалі й надійно ілюструють енергетичну залежність σ_t в широкій області енергій.

В області енергій 0,3 - 15,0 МеВ у літературі є систематичні [1 - 3, 5, 8, 9] і фрагментарні [4, 6, 17, 18] дані про диференціальні перерізи пружного розсіяння нейтронів ядрами ванадію. Аналіз даних цих робіт показав, що на сьогодні ще не досягнуто такої ж узгодженості, як для даних з $\sigma_t(E)$. Проте значні систематичні розходження в даних з $\sigma_{el}(\theta)$ спостерігаються між даними робіт [2, 3] при енергіях 4,5 - 8,0 МеВ. Для ілюстрації тенденцій у зміні анізотропії з ростом енергії на рис. 2 наведено кутові розподіли пружно розсіяних нейтронів ядрами ванадію не всіма точками по енергії, що є в літературі, а тільки 12 енергетичними точками робіт [1 - 5, 8, 9, 17]. З рис. 2 видно, що кутові розподіли пружно розсіяних нейтронів про-

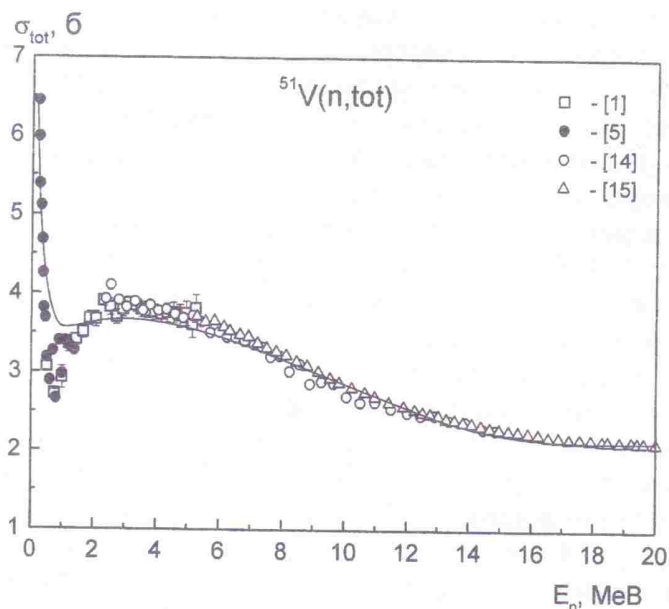


Рис. 1. Енергетична залежність повного перерізу взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію. Точки – експериментальні дані робіт [1, 5, 14, 15], крива – результати розрахунків перерізів за СОМ з параметрами (1).

являють плавну зміну анізотропії зі зміною енергії нейтронів. Компіляцію даних з інтегральних перерізів пружного розсіяння наведено на рис. 3, з якого видно, що інтегральні перерізи пружного розсіяння нейтронів за даними робіт [1 - 6, 8, 9, 18] плавно змінюються зі зміною енергії нейтронів. Значні розходження в даних з $\sigma_{el}(E)$ спостерігаються тільки між даними робіт [2, 3].

Перерізи непружного розсіяння нейтронів зі збудженням чотирьох найнижчих рівнів ядра ^{51}V в області енергій, нижчих за 8,5 MeB, виміряно в багатьох точках по енергії [1, 2, 5 - 8, 17, 19] з похибками 10 - 15%. При більш високих енергіях у літературі є тільки дані робіт [3, 8, 9] для перерізів непружного розсіяння зі збудженням другого рівня й суми третього та четвертого рівнів. Компіляцію даних цих робіт щодо перерізів непружного розсіяння наведено на рис. 4. Експериментальні дані робіт [5, 17] наведено на рисунку усередненими в інтервалі енергії 80 - 100 кеВ. З рисунка видно, що значний розкид у даних спостерігається в області енергій, нижчих за ~ 3 MeB. Можливо, це

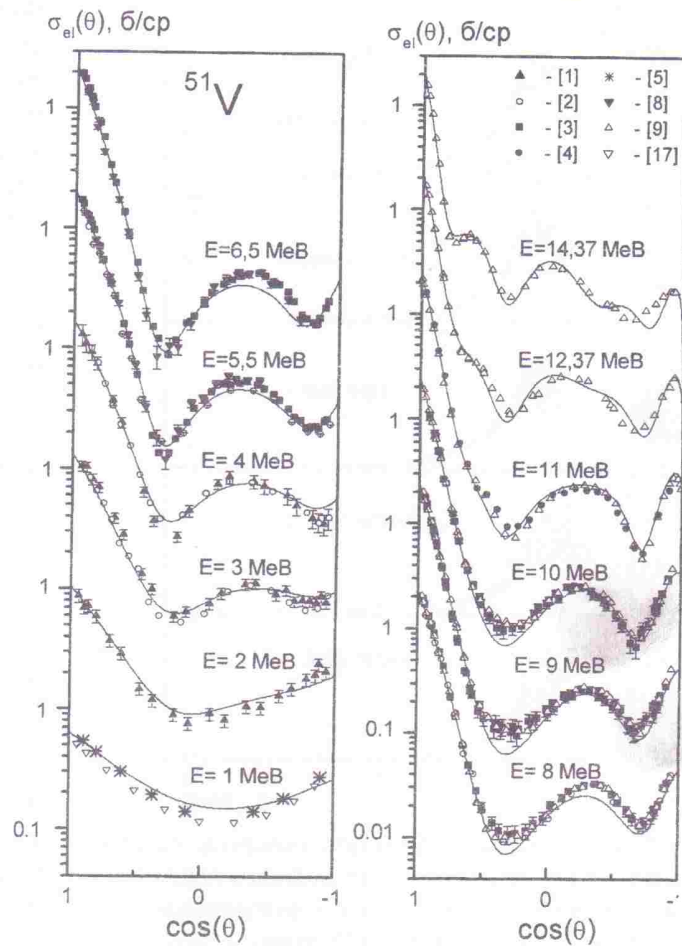
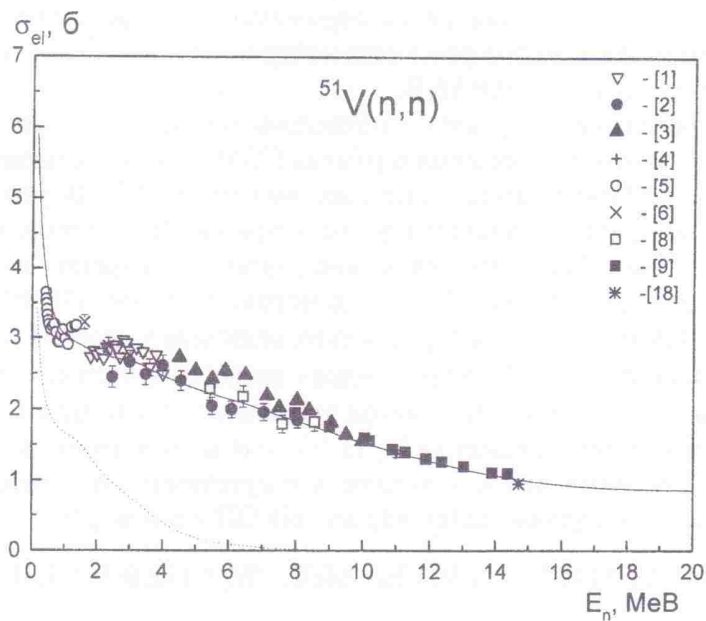


Рис. 2. Диференціальні перерізи пружного розсіяння нейтронів ядрами ванадію в області енергій 1,0 - 14,4 MeB. Точки – експериментальні дані робіт [1 - 5, 8, 9, 17], криві – результати розрахунків за COM і CM з параметрами (1).

Рис. 3. Енергетична залежність перерізу пружного розсіяння нейтронів ядрами ванадію. Точки – експериментальні дані робіт [1 - 6, 8, 9, 18], криві – результати розрахунків перерізів за COM і CM (суцільна крива), за CM (пунктирна) з параметрами (1).



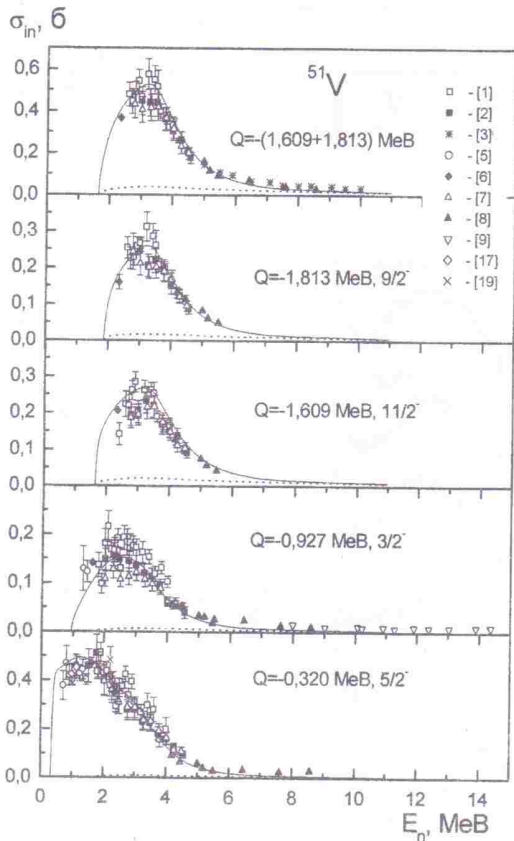


Рис. 4. Енергетична залежність перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням перших чотирьох рівнів ядра ^{51}V . Точки – експериментальні дані робіт [1 - 3, 5 - 9, 17, 19], криві – результати розрахунків за СМ і МЗО (суцільні), за МЗО (пунктирні).

розсіяння. В основу розрахунків перерізів за цими моделями покладено використання єдиного набору параметрів оптичного потенціалу (ОП). За вихідний набір параметрів ОП узяті усереднені параметри з роботи [20], в якій показано ефективність їх використання при проведенні теоретичного аналізу експериментальних диференціальних та інтегральних перерізів пружного й непружного розсіяння нейтронів парно-парними ядрами середньої атомної маси в області енергій 0,5 - 9,0 MeV.

Порівняння результатів обчислень повних перерізів, інтегральних і диференціальних перерізів пружного розсіяння в рамках СМ з набором параметрів роботи [20] з експериментальними показало, що при енергіях, нижчих за 7 MeV, узгодження значень обчислених перерізів з експериментальними добре, а при вищих енергіях обчислені перерізи менші за експериментальні. Для поліпшення опису повних перерізів і перерізів пружного розсіяння в досліджуваній області енергій за допомогою програми GENOA [21] ми провели пошук таких значень параметрів V_c та W_c , для яких величина χ^2 досягає мінімуму при підгонці розрахованих значень σ_t і $\sigma_{el}(\theta)$ до відповідних експериментальних. На цій стадії пошуку значень параметрів V_c та W_c інші параметри залишались постійними на значеннях роботи [20]. Визначені таким чином параметри V_c та W_c для ядра ванадію наведено на рис. 5 і в подальшому використано нами для визначення їх енергетичної залежності. Згідно з нашими даними для ядра ванадію одержано набір параметрів ОП у вигляді

$$V_c = (48,75 - 0,302 E_n), \text{ MeV}, \quad W_c = (12,009 - 0,817 E_n + 0,037 E_n^2), \text{ MeV};$$

$$a_V = a_{s0} = 0,65 \text{ Фм}, \quad a_W = 0,47 \text{ Фм}, \quad r_V = r_W = r_{s0} = 1,25 \text{ Фм}. \quad (1)$$

пов'язано з існуванням у цій області енергій значних флуктуацій у перерізах взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію. При енергіях, вищих за 3 MeV, за даними робіт [1 - 3, 7 - 9], спостерігається плавна залежність перерізів непружного розсіяння від енергії.

З аналізу вищенаведених експериментальних даних з перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію можна зробити висновок, що експериментальних даних, в основному, за кількістю та якістю достатньо для проведення теоретичного аналізу з метою дослідження механізмів взаємодії нейтронів з ядрами ванадію в широкій області енергій.

Теоретичний опис перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію

Теоретичний аналіз експериментальних даних з перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами ванадію здійснено в рамках оптико-статистичної моделі, основу якої становлять СМ, МЗК, МЗО та сучасні варіанти СМ. У рамках цього підходу можна надійно врахувати як розсіяння через складене ядро, так і прямий механізм

У подальшому систематичні розрахунки повних перерізів і перерізів розсіяння проведено з використанням параметрів ОП у вигляді (1).

Параметрами статистичної моделі, у рамках якої розраховуються компоненти перерізів розсіяння через складене ядро, є коефіцієнти проникності, обчислені за оптичною моделлю, і характеристики збуджених ядерних рівнів. Ці компоненти перерізів розсіяння нейтронів в області енергій збуджень, де добре відомі характеристики рівнів (до 3,28 MeV), обчислено за моделлю Хаузера - Фешбаха - Молдауера [22] за програмою LIANA [23], яка придатна для розрахунку перерізів у випадку, коли між каналами реакції немає динамічного зв'язку. При більш високих енергіях збудження розрахунки перерізів розсіяння через складене ядро проведені за моделлю Хаузера - Фешбаха [24] за програмою STATIS [25], де як конкурентні вихідні канали непружного розсіяння враховано канали зі збудженням як дискретного, так і безперервного спектра рівнів ядра. Характеристики рівнів дискретного спектра ядра ^{51}V взято з роботи [26]. При енергіях у кілька мегаелектрон-вольт енергетична залежність перерізів значною мірою визначається щільністю збуджених рівнів. Для ядра ^{51}V щільність рівнів розраховано за комбінованою формулою Гільберта та Камерона [27], що складається з виразу моделі постійної температури при низьких енергіях і виразу моделі Фермі-газу при високих. За вихідні параметри щільності рівнів ядра ^{51}V нами використано параметри моделі Фермі-газу й моделі постійної температури з роботи [27]. Порівняння обчислених перерізів непружного розсіяння нейтронів ядрами ^{51}V у рамках СМ з використанням параметрів щільності рівнів з роботи [27] з експериментальними показало, що в області енергій 3,5 - 6,0 MeV обчислені перерізи значно більші за експериментальні. Не поліпшує ситуації і використання параметрів щільності рівнів моделі Фермі-газу із зворотним зміщенням з параметрами систематики А. В. Ігнатюка [28]. Поліпшення опису перерізів непружного розсіяння в цій області енергій, як показано в роботі [3] і підтверджено нашими розрахунками, можна досягти зменшенням значення ядерної температури до 1 MeV (у роботі [27] $T = 1,18$ MeV).

Для опису прямої компоненти непружного розсіяння нейтронів на ядрах ^{51}V нами використано МЗО, яку схематично наведено на рис. 6. У цій моделі збуджені стани в ядрі ^{51}V в діапазоні енергій збудження 0,3 - 1,9 MeV із спінами від $3/2^-$ до $11/2^-$ трактуються як члени мультиплету рівнів при зв'язку однофононного 2_1^+ збудження рівня кора ^{50}Ti ($Q = -1,554$ MeV, $\beta_2 = 0,165$ [29]) з одночастинковим протонним станом $f_{7/2}$ в ядрі ^{51}V .

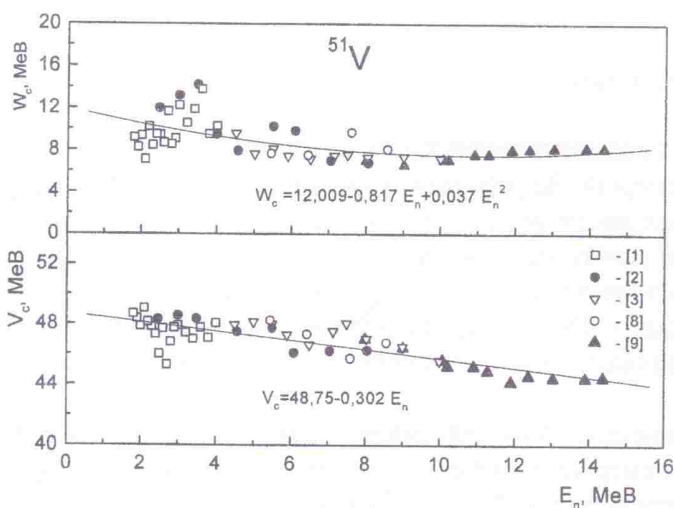


Рис. 5. Енергетична залежність параметрів ОП V_c і W_c для ядра ванадію за результатами аналізу експериментальних даних робіт [1 - 3, 8, 9].

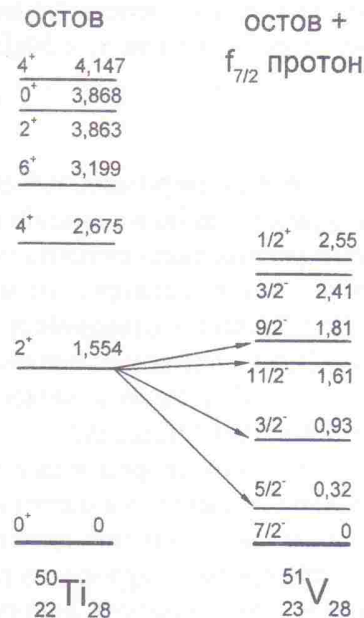


Рис. 6. Модель збудженого остова для ядра ^{51}V .

У моделі слабого зв'язку переріз прямого збудження будь-якого із рівнів мультиплету буде дорівнювати

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(J_p \rightarrow J) = \frac{(2J+1)}{(2J_c+1)(2J_p+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(J_0 \rightarrow J_c), \quad (2)$$

де J_p – спін основного стану непарного ядра; J – спін збудженого стану в непарному ядрі; J_0 – спін основного стану кора; $\frac{d\sigma}{d\Omega}(J_0 \rightarrow J_c)$ – переріз прямого збудження колективного рівня

кора. Переріз прямого збудження колективного кора розраховується за методом сильного зв'язку каналів за програмою ECIS-94 [30]. Розрахунки прямого розсіяння нейтронів на ядрах ^{50}Ti проведено з усередненими параметрами ОП роботи [20]. Для розрахунку перерізів за методом сильного зв'язку каналів величина уявної частини ОП зменшена на 20 %.

На рис. 1 - 4 наведено результати наших розрахунків повних перерізів, диференціальних та інтегральних перерізів пружного розсіяння та інтегральних перерізів непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами ^{51}V з використанням індивідуальних параметрів (1) порівняно з експериментальними. З цих рисунків видно, що обчислені повні перерізи, диференціальні та інтегральні перерізи пружного розсіяння нейтронів ядрами ванадію задовільно узгоджуються з експериментальними в широкій області енергій і результати обчислень енергетичної залежності перерізів збудження чотирьох найнижчих рівнів ядра ^{51}V ($Q_1 = -0,320$ MeV, $J^\pi = 5/2^-$; $Q_2 = -0,927$ MeV, $J^\pi = 3/2^-$; $Q_3 = -1,609$ MeV, $J^\pi = 11/2^-$; $Q_4 = -1,813$ MeV, $J^\pi = 9/2^-$) задовільно відтворюють енергетичну залежність у широкій області енергій.

Адекватний опис перерізів розсіяння нейтронів ядрами ванадію в широкій області енергій дає змогу надійно зробити висновки щодо механізмів розсіяння. Так, із рис. 3 і 4 видно, що механізм розсіяння через складене ядро дає суттєвий внесок у перерізи пружного розсіяння в області енергій до 7 MeV, а при енергіях від порога до 6 MeV у збудженні мультиплету рівнів цей механізм розсіяння домінує. Розрахунки перерізу прямого збудження рівня 2_1^+ ядра ^{50}Ti досягають максимальної величини ~ 70 мб при енергії ~ 3 MeV і плавно зменшуються до ~ 35 мб при енергії 8 MeV. Ці значення перерізу розподіляються між членами досліджуваного мультиплету рівнів ядра ^{51}V у пропорції 0,15 - 0,10 - 0,30 - 0,25. Із рис. 4 видно, що компоненти прямої взаємодії для них за абсолютною величиною невеликі й домінують тільки при енергіях, вищих за 6 MeV.

Висновки

1. Проведено порівняльний аналіз експериментальних даних з перерізів взаємодії нейтронів з ядрами ванадію в широкій області енергій. За результатами аналізу зроблено висновки, що узгоджених експериментальних даних достатньо для проведення на їх базі теоретичного аналізу з метою дослідження механізмів розсіяння швидких нейтронів ядрами ванадію.

2. Досліджено застосовність варіанта теоретичного підходу, придатного до опису перерізів розсіяння нейтронів непарними ядрами. Основу цього підходу становлять СОМ, МЗК, МЗО та СМ. Показано можливість адекватного опису сукупності експериментальних даних у рамках цього підходу.

3. Результати теоретичного аналізу використано для вивчення механізмів розсіяння нейтронів ядрами ванадію в широкій області енергій. Показано, що механізм розсіяння через складене ядро дає суттєвий внесок у перерізи пружного розсіяння в області енергій до ~ 7 MeV. У перерізах непружного розсіяння цей механізм домінує при енергіях, нижчих за 6 MeV, а при більш високих енергіях збудження мультиплету досліджуваних рівнів проходить через прямий механізм розсіяння.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Guenther P., Havel D., Smith A., Whalen J.* // Nucl. Sci. and Eng. - 1977. - Vol. 64, No. 3. - P. 733 - 743.
2. *Holmqvist B., Johansson S. G., Lodin G., Wiedling T.* // Nucl. Phys. - 1970. - Vol. A146. - P. 321 - 336.
3. *Lawson R. D., Guenther P. T., Smith A. B.* // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A493. - P. 267 - 292.
4. *Ferrer J. C., Carlson J. D., Rapaport J.* // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A275, No. 2. - P. 325 - 341.
5. *Smith A. B., Whalen J. F., Takeuchi K.* // Phys. Rev. C. - 1970. - Vol. 1, No. 2. - P. 581 - 593.
6. *Towle J. H.* // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A117. - P. 657 - 672.
7. *Ramström E.* // Nucl. Phys. - 1979. - Vol. A315. - P. 143 - 156.
8. *Perey F., Kinney W.* // Report ORNL - 4551 (1970).
9. *Schmidt D., Mannhart W., Siebert B. R. L.* // Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology, Trieste - 97. - Vol. 59, part 1. - P. 407 - 409.
10. *Hodgson P. E.* // Nuclear Reactions and Nucltar Structure. Clarendon Press. Oxford. - 1971. - 661 p.
11. *Корж І. О., Скляр М. Т.* // УФЖ. - 2002. - Т. 47, № 6. - С. 525 - 531.
12. *Корж І. О., Скляр М. Т.* // 36. наук. праць Ін-ту ядерних дослід. - 2004. - № 2(13). - С. 43 - 51.
13. *Korzh I. O., Sklyar M. T., Yakovenko T. I.* // Ukr. J. Phys. - 2004. - Vol. 49, № 1. - P. 9 - 15.
14. *Foster D. G., Glasgow D. W.* // Phys. Rev. - 1971. - Vol. C3. - P. 576 - 603.
15. *Abfalterer W. P., Bateman P., Dietrich F. S. et al.* // Phys. Rev. C. - 2001. - Vol. 63, No. 4. - 044608 (19 pages).
16. *McLane V., Dunford C. L., Rose P. F.* // Neutron Cross Section. - 1988. - Vol. 2. - P. 155.
17. *Cabe J., Duchemin B., Adam A.* // Report EANDC(E) - 150, 8 (1972).
18. *Western G. T., Gibbons F. L., Willams J. R., Carter H. G.* // Report AFWL-TR-65-216. - 1966.
19. *Barrows A. W., Lamb R. C., Velkley D., McEllistrem M. T.* // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A107. - P. 153 - 169.
20. *Корж І. А.* // Нейтронная физика. - 3. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. - С. 136.
21. *Perey F.* // SPI-GENOA. An Optical Model Search Code: The Niels Bohr Institute. - Computer Program Library. - 1975.
22. *Moldauer P. A.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. B135, No. 3. - P. 642; Rev. Mod. Phys. - 1964. - Vol. 41, No. 4. - P. 1079.
23. *Smith W. R.* // Computer Physics Communications. - 1969. - Vol. 1. - P. 181.
24. *Hauser W., Feshbach H.* // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 87. - P. 366.
25. *Stokstad R.* // STATIS. - A Hauser-Feshbach computer code: Yale university-1972. - Report No. 52. - P. 35.
26. *Zhou Chunwei, Zhou Enchen, Lu Xiane et al.* // Nucl. Data Sheets. - 1986. - Vol. 48. - P. 111.
27. *Gilbert A., Cameron A. G. W.* // Can. J. Phys. - 1965. - Vol. 43. - P. 1446.
28. RIPL-2 (Reference Input Parameter Library, updated 16 - February - 2005).
29. *Burrows T. W.* // Nucl. Data Sheets. - 1990. - Vol. 61, No. 1. - P. 1 - 46.
30. *Raunai J.* // Notes on ECIS94. - Centre d'Etudes de Saclay Service de Physique Theorique Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matiere. - Septembre 1994. ISSN 0429-3460. CEA-N-2772.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ВАНАДИЯ

И. А. Корж, Н. Т. Скляр

Впервые исследована применимость варианта оптико-статистического подхода, основой которого являются сферическая оптическая модель, метод связанных каналов, модель возбужденного остова и современные варианты статистической модели, для описания экспериментальных полных сечений и сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов ядрами ванадия в области энергий 0,2 - 20 МэВ. Результаты теоретического анализа использованы для исследования механизмов рассеяния быстрых нейтронов ядрами ванадия.

STUDY OF FAST NEUTRON SCATTERING MECHANISM BY VANADIUM NUCLEI

I. O. Korzh, M. T. Sklyar

Applicability of the optical-statistical approach variant based on the spherical optical model, method of the coupled channels, model of the excited core and modern variants of statistical model for the description of experimental total cross sections, elastic and inelastic scattering of neutrons by vanadium nuclei in energy range 0,2 - 20 MeV is investigated for the first time. The results of the theoretical analysis are used for research of fast neutron scattering mechanisms by vanadium nuclei.

Надійшла до редакції 31.03.05,
після доопрацювання – 10.06.05.