

# АНАЛІЗ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ ОДЕРЖАНИХ В ( $\gamma$ , n) РЕАКЦІЯХ ДЛЯ СЕРЕДНІХ І ВАЖКИХ ЯДЕР

**В.М. Мазур, З.М. Біган, Д.М. Симочко,**

**Т.Й. Маринець, М.В. Гошовський**

Інститут Електронної фізики НАН України, 88016, м. Ужгород, вул. Університетська, 21

На основі розрахунків ізомерних відношень (ІВ) в рамках каскадно випарувальної моделі (КВМ) і їх порівняння з експериментом розглянуто поведінку ІВ в широкій області мас ядер. Обговорюються шляхи покращення розрахунків.

Поява, останнім часом, значного обсягу робіт, присвячених експериментальному вивченню ядерних реакцій, які приводять до збудження ізомерних станів дочірніх ядер [1, 2], в значній мірі обумовлена можливістю апробації теоретичних моделей, що описують такі проблеми.

Розрізняють два граничні випадки протікання фотоядерних реакцій – це модель складового ядра і модель прямих реакцій. Модель складового (компаунд) ядра визначається тим, що енергія, яка вноситься в ядро гамма-квантом розподіляється між всіма нуклонами ядра, а процес випромінювання частинок збудженим ядром розглядається як процес випаровування.

Використовуючи гіпотезу складового ядра Хюзенга і Ванденбош [3] запропонували модель розрахунку ізомерних відношень, яка спирається на статистичну теорію. З цього часу використання статистичної теорії для опису процесів заселення ізомерних станів в ядерних реакціях (каскадно-випарувальна модель) одержало значний розвиток [4–8]. Це пояснюється тим, що аналіз ізомерних відношень дає важливу інформацію для уточнення виду функції, що описує густину ядерних рівнів, її залежність від енергії і спіну, про механізм реакції і т.д. Такий аналіз набуває особливого змісту в

тому випадку, якщо використати послідовний підхід до розрахунку ізомерних відношень без вільних параметрів, спираючись тільки на наявні теоретичні співвідношення, або варіюючи один параметр.

В даній роботі розрахунок ізомерних відношень проведено згідно каскадно-випарувальної моделі в дусі роботи [4], що дало можливість, з одного боку, поширити розвинутий для реакцій ( $n$ ,  $2n$ ), ( $n$ ,  $n'$ ) підхід на випадок фотонейтронних реакцій, а з другого, дозволяє порівняти одержані параметри моделі з параметрами одержаними із нейтронних реакцій.

Сутність розрахунків ізомерних відношень для реакцій ( $\gamma$ ,  $n$ ) полягає в наступному: при поглинанні дипольного гамма-кванту утворюється складове ядро із спін-парністю ( $J_c$ ,  $\pi_c$ ), із нього вилітає частинка (нейтрон) з кутовим моментом  $l$  і енергією  $\epsilon$ , а ядро при цьому переходить в стан із спін-парністю ( $J_f$ ,  $\pi_f$ ). Збудження утвореного дочірнього ядра знімається каскадом гамма-переходів (як правило, дипольних), останній із яких (вирішальний) і заселяє або ізомерний або основний стан.

Імовірність утворення складового ядра із спін-парністю ( $J_c$ ,  $\pi_c$ ) при поглинанні дипольного гамма-кванту приймається пропорційною щільності рівнів із відповідними спінами:

$$P(J_c, \pi_c) = W(J_c) / \sum_{J=|J_g-1|}^{J_g+1} W(J), \quad \pi_c = (-1)^l \pi_g, \quad (1)$$

де  $(J_g, \pi_g)$  – спін-парність основного стану ядра,  $W(J)$  - відносна щільність рівнів з даним спіном  $J$ ,

$$W(J) = \rho(J) / \rho(0) = (2J + 1) \exp[-J(J + 1) / 2\sigma^2]. \quad (2)$$

Тут  $\rho(J)$  – спінова частина в формулі щільності рівнів Бете-Блоха [9,10]:

$$\rho(E, J) = \rho(E) \cdot \rho(J) = \frac{2J + 1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3} \exp\left\{2\sqrt{aU} - \frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma^2}\right\}. \quad (3)$$

Параметр обмеження спіну  $\sigma$  обчислюється за співвідношенням [10]:

$$\sigma^2 = 0.0889\sqrt{aU} \cdot A^{2/3}, \quad (4)$$

де  $a$  – параметр щільності рівнів,  $A$  – масове число,  $U$  – енергія збудження ядра, яка бралася як приведена енергія збудження  $U = E_\gamma - \delta$  [11];  $E_\gamma$  – енергія гамма-

кванту, а поправка  $\delta$  визначається наступними формулами:

$$\delta = \begin{cases} \delta_p + \delta_n \text{ для парно-парного ядра,} \\ \delta_p \text{ для парно-непарного ядра,} \\ \delta_n \text{ для непарно-парного ядра,} \\ 0 \text{ для непарно-непарного ядра,} \end{cases}$$

$$\left. \begin{aligned} \delta_p &= \varepsilon_p - \frac{1}{9A^{1/3}} \left[ 17 - \frac{0.691}{A} \cdot (3A - 1) \cdot (3A - Z) \right] + 89 \frac{N^2}{A^3} \\ \delta_n &= \varepsilon_n - \frac{1}{9A^{1/3}} \left[ 17 - \frac{1.38}{A} \cdot Z(Z - 1) \right] + 89 \frac{Z^2}{A^3} \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

$$\varepsilon_p = 1/2(E_{Z,N} - 2E_{Z-1,N} + E_{Z-2,N}), \quad (6)$$

$$\varepsilon_n = 1/2(E_{Z,N} - 2E_{Z,N-1} + E_{Z,N-2}), \quad (6')$$

де  $E_{Z,N}$  – маса відповідного ядра в мегаелектронвольтах.

Параметр щільності рівнів  $a$  брався у вигляді [10]:

$$a = \alpha(Z, N) \cdot A^{2/3} (\bar{j}_Z + \bar{j}_N + 1) \left\{ 2\alpha_0 - 2\beta \cdot \sin \left[ \frac{\pi}{20} \cdot \frac{A}{1 + \gamma(A - A_0)/2} \right] \cdot \cos \left[ \frac{\pi (1 - \gamma A_0/2)(N - Z)}{20 (1 + \gamma(A - A_0/2))^2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Тут  $A_0 = 80$ ,  $2\alpha_0 = 0.076$ ,  $2\beta = 0.025$ ,  $\gamma = 0$  якщо  $A < A_0$  і  $\gamma = 0.0067$  якщо  $A \geq A_0$ . Значення  $\bar{j}_Z$  та  $\bar{j}_N$  наведені в роботі [11].

(нейтрона) з моментом  $l$  і енергією  $\varepsilon$  (в с.ц.і.) і перехід при цьому в стан із спін-парністю  $(J_f, \pi_f)$  обчислюється по формулі [4]:

Зведена імовірність (величина пропорційна імовірності) емісії компаунд ядром із спін-парністю  $(J_c, \pi_c)$  частинки

$$P(J_c, \pi_c; J_f, \pi_f) = B \cdot \rho(J) \sum_{s=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J_c-s|}^{J_c+s} T_l(\varepsilon) \omega_l(\pi_c, \pi_f), \quad (8)$$

де  $B$  – константа,  $s$  – спін частинки, що вилітає,  $T_l$  – коефіцієнт проникності бар'єру [12,13],  $\omega_l(J_c, \pi_c) = [1 + (-1)^{l - \pi_c \cdot \pi_f}] / 2$  –

коефіцієнт, що враховує парність станів. В якості енергії нейтрона  $\varepsilon$ , що вилітає з ядра, бралася його середня енергія. Згід-

но з випарювальною моделлю середня енергія, що забирається нейтроном рівна  $\epsilon_n = 2T$ , де ядерна температура  $T$  визначається із рівняння:

$$U = aT^2 - 4T. \quad (9)$$

Після емісії нейтрона енергія збудження дочірнього ядра залишається рівною

$$U' = U - B_n - \epsilon_n, \quad (10)$$

де  $B_n$  – енергія зв'язку нейтрона в ядрі.

Припускається, що подальша розрядка ядра відбувається лише за допомо-

$$G(J_g, J_m, J_a) = \begin{cases} 1 & \text{при } |J_a - J_g| > |J_a - J_m|, \\ 0 & \text{при } |J_a - J_g| < |J_a - J_m|, \\ 1/2 & \text{при } |J_a - J_g| = |J_a - J_m|. \end{cases} \quad (12)$$

При розрахунках вважалося [4], що доля ядер  $z = 1 + E[\overline{N}_\gamma] - \overline{N}_\gamma$  випро-

гою каскаду дипольних гамма-квантів (за винятком вирішального переходу). Середнє число гамма переходів  $\overline{N}$  обчислювалася за формулою [14]:

$$\overline{N} = \frac{1}{2} \sqrt{aU'}. \quad (11)$$

Оцінка імовірності переходу із вирішального рівня з спин-парністю  $(J_a, \pi_a)$  на основний або ізомерний рівень проводилося по мінімуму різниці спінів між відповідними станами з функцією відбору [4]:

мінює  $N_1 = E[\overline{N}_\gamma]$  гамма-квантів, а частина ядер  $(1-z)$ , що залишилася –  $N_2 = E[\overline{N}_\gamma] + 1$  ( $E[\overline{N}_\gamma]$  – визначає цілу частину числа). Тоді ізомерне відношення  $r$  обчислювалося як середнє і дорівнювало:

$$r = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = zP(J_m, \pi_m, N_1) + (1-z)P(J_m, \pi_m, N_2). \quad (13)$$

$P(J_m, \pi_m, N_1)$ ,  $P(J_m, \pi_m, N_2)$  – імовірність заселення ізомерного рівня каскадами з числом гамма-переходів  $N_1$  і  $N_2$ ;  $\sigma_m$ ,  $\sigma_g$  – перерізи заселення ізомерного  $m$  і основного  $g$  рівнів. При цьому враховувалося, що  $\sigma_m + \sigma_g = \sigma_c$ , де  $\sigma_c$  – переріз утворення компаунд ядра і стан з якого відбувається заселення ізомерної пари знаходиться не нижче рівня 1–1.5 МеВ. Більш детально процедура розрахунків приведена в [5].

Використана для розрахунків каскадно-випарювальна модель, знаходиться в рамках статистичної моделі фермі-газу, що накладає на неї певні обмеження і встановлює нижню енергетичну межу прийнятності  $U' = 6-8$  МеВ, що в нашому випадку для  $(\gamma, n)$  реакцій відповідає максимальній енергії гальмівного випромінювання 15–17 МеВ. Тому порівняння

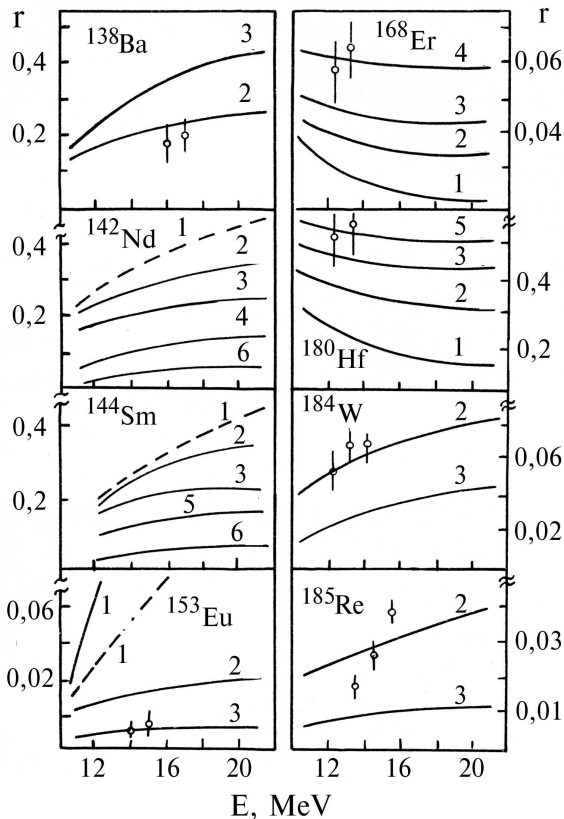


Рис. 1. Результати розрахунку ізомерних відношень перерізів  $(\gamma, n)$  та порівняння їх з експериментом для важких ядер.

експериментальних і розрахункових значень  $\gamma(E)$  доцільно проводити в цьому інтервалі і вище.

Результати розрахунків ізомерних

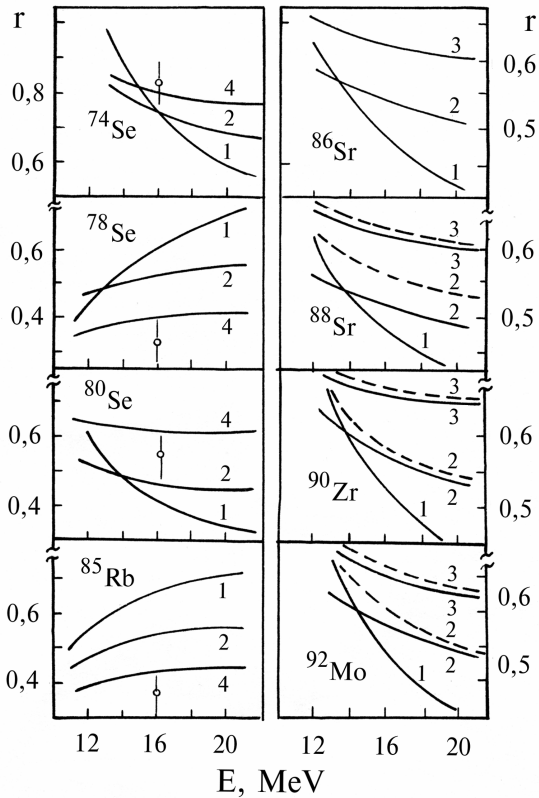


Рис. 2. Результати розрахунку ізомерних відношень перерізів  $(\gamma, n)$  та порівняння їх з експериментом для середніх ядер.

Точками приведені експериментальні значення. Штриховими лініями приведені результати розрахунків  $\gamma(E)$  з використання середньої енергії  $\bar{E}$  гамма переходів [15]:

$$\bar{E} = 4\sqrt{(U' / a) - 5a^2} . \quad (14)$$

Обчислення проводилися без фіксації якогось параметру і з фіксацією параметру обмеження спіну  $\sigma$  на певному рівні. При цьому результати розрахунку ізомерних відношень без введення обмеження відповідає крива 1. При фіксації  $\sigma = 3$  відповідає крива 2;  $\sigma = 2.5$  – крива 3;  $\sigma = 2$  – крива 4;  $\sigma = 2.5$  крива 5;  $\sigma = 1.5$  – крива 6.

відношень для ядер  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{184}\text{W}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ,  $^{74, 78}\text{Se}$ ,  $^{80}\text{Rb}$ ,  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{86, 88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  та приведені на Рис. 1 та 2 суцільними лініями.

Аналіз результатів приведених на рис. 1 і рис. 2 показав, що практично для всіх ядер узгодження розрахунків з експериментом досягається при фіксації  $\sigma$  на рівні 2.5-3. При послідовних теоретичних розрахунках без введення обмежень досягнути узгодження не вдається. Порівняння розрахунків виконаних за допомогою формули (11) і формули (14) показало, що для обох підходів при фіксації параметра обмеження спіна  $\sigma$  результати в межах  $\sim 15\%$  співпадають.

Із всієї сукупності даних проглядаються наступні закономірності: при заселенні ізомерної пари, в якій спін ізомерного стану більше спіну основного  $J_m > J_g$  із збільшенням енергії гамма-квантів спостерігається ріст ізомерних відношень  $\sigma_m/\sigma_g$  від порогу реакції  $(\gamma, n)^m$ , потім крива  $\sigma_m/\sigma_g$  виходить на плато. У випадку  $J_m < J_g$  спостерігається деякий спад ізомерного відношення з наступним виходом на плато.

Обчислення в рамках каскадно-випарювальної моделі правильно передають ці загальні тенденції, однак кількісного узгодження розрахунків з експериментом, як було вже сказано, вдається досягнути тільки при фіксації параметру обмеження спіну  $\sigma$  на певному рівні конкретно для кожного ядра.

З подібними труднощами зустрілися і автори роботи [16]. Вони спостерігали суттєве розходження між експериментально спостереженими інтенсивностями двоквантових каскадів, якими знімалося збудження дочірніх ядер і розрахунками, які використовували фермі-газові уявлення про ядро. Підсилення інтенсивності двоквантових каскадів в деформованих ядрах з довільною парністю нейтронів при енергіях збудження на 2–3 МеВ нижче  $E_n$ , як рахують автори [16] обумовлено суттєвим зменшенням густини рівнів в нижній половині збуджених станів у порівнянні із фермі-газовими уявленнями.

### Література

1. Мазур В.М. // ФЭЧАЯ, 2000, т. 31, вып. 2, с. 385–430.
2. Гангрский Ю.П., Мазур В.М. // ФЭЧАЯ, 2002, т. 33, вып. 1, с. 158–200.
3. Huizenga J.R., Vandenbosh R. // Phys. Rev., 1960, v. 120, p.1305.
4. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. // ЯФ, 1981, т. 34, с. 1028.
5. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. // Препринт КИЯИ-84-10, Киев, 1984.
6. Мазур В.М., Соколюк И.В., Биган З.М. // ЯФ, 1991, т. 54, вып. 4, с. 895.
7. Богила Е.А., Коломиец В.М. // ЯФ, 1991, т. 53, с. 120.
8. Пшеничний В.А., Грицай Е.А. // ЯФ, 1990, т. 51, с. 621.
9. Bete H. //Phys. Rev., 1936, v. 50, p.332.
10. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомн ядер.
11. Ставинский В.С. // ФЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 832.
12. Эммерих У.С. Сб.: Физика быстрых нейтронов, М. Госатомиздат, 1966, т. 2, с. 55–91.
13. Марчук Г.М., Колесов В.Е. Применение численных методов для расчёта нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1970.
14. Струтинский В.М., Грошев Л.В., Акимова М.К. // ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 598.
15. Bartsch H., Huber K., Kneissl et al. // Nucl. Phys., 1976, v. A252, p. 243.
16. Васильева Э.В., Суховой А.М., Хитров В.А. // ФЭЧАЯ, 2000, т. 31, вып. 2, с. 350.

## **ANALYSIS OF THE ISOMER RATIOS OBTAINED IN ( $\gamma$ , n) REACTIONS FOR MIDDLE AND HEAVY NUCLEI**

**V.M. Mazur, Z.M. Bigan, D.M. Simochko, T.Y. Marinets,**

**M.V. Hoshovsky**

Institute of electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences,  
Universytetska st. 21, Uzhgorod, 88016, Ukraine.

Based on the comparison of isomer ratios calculated in the cascaded-evaporation model and obtained experimentally, character of the isomer ratios for wide mass region is considered. Ways of the improving the calculation are discussed.