

# ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ ОДЕРЖАНИХ В РЕАКЦІЯХ $(\gamma, n)$ ДЛЯ ЯДЕР $^{197}\text{Pt}$ І $^{197}\text{Hg}$

**В.М.Мазур, З.М.Біган**

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

В області 8–17 МеВ досліджено залежність ізомерних відношень виходів від енергії гамма-квантів в реакціях  $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$  і  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$ . Одержані експериментальні результати порівнюються з розрахунками в рамках каскадно-випарювальної моделі, а також з результатами одержаними під дією частинок.

Перехідні ядра з масами  $A \approx 185\text{--}200$ , до яких належать ізотопи платини і ртуті, розташовані між сильнодеформованими ядрами рідкоземельних елементів і областю сферичних ядер району свинцю. Аналізуючи сукупність даних по спектрах низькоенергетичних збуджень ізоотопів платини і ртуті [1–3] можна відзначити складний характер зміни форми розглядуваних нуклідів, про що свідчить і еволюція характеристик спектрів низькоенергетичних збуджень показаних на рис. 1. На рис. 1 приведено енергії  $2_1^+, 4_1^+$  – перших і других збуджених рівнів основної смуги, а також  $0_2^+, 2_2^+$  – перших рівнів відповідно  $\beta$  і  $\gamma$ -вібраційних смуг. Спектр низькоенергетичних збуджень ядер  $^{197}\text{Pt}$  і  $^{197}\text{Hg}$  в значній мірі формується одночастинковими (дирковими) станами  $3p_{1/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $1i_{13/2}$ . Останній стан і визначає наявність ізомерного рівня з  $J^\pi = 13/2^+$ .

І хоч основні характеристики гігантського E1-резонансу (ГР) достатньо добре вивчені для широкого кола ядер [4, 5], вивчення функції залежності ізомерних відношень від енергії гамма-квантів в  $(\gamma, n)^m$  реакціях для ядер платини-197 і ртуті-197 не проводилося. На теперішній час є всього кілька робіт виконаних на мішенях природнього ізотопного складу по вимірюванню

ізомерних відношень виходів, тобто відношення виходу збудження ізомерного рівня  $Y_m$  до основного  $Y_g$   $d = Y_m / Y_g$  в реакції  $(\gamma, n)^m$  в одній енергетичній точці при максимальній енергії гальмівного гамма-спектру  $E_{\gamma\text{max}} = 30 \text{ MeV}$  [6, 7].

Дослідження реакцій  $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m,g}\text{Pt}$  і  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m,g}\text{Hg}$  проводилися нами на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 Інституту електронної фізики НАН України. Виходи вимірювалися в інтервалі енергій 8–17 МеВ. При цьому треба мати на увазі, що поріг реакції  $(\gamma, n)$  складає по ізотопу  $^{198}\text{Pt}$  – 7,8 МеВ, а для  $^{198}\text{Hg}$  – 8,3 МеВ. В якості мішеней використовувалися окис природньої ртуті ( $\text{HgO}$ ) і пластинки металічної платини. Наведена активність опромінених взірців вимірювалася за допомогою Ge(Li)-детектора об'ємом  $100 \text{ cm}^3$ . Більш детально процедура вимірювання приведена в роботах [8, 9].

Утворені в реакціях  $(\gamma, n)$  ядра платини-197 і ртуті-197 нестабільні. В обох випадках в результаті розпаду заселяється стабільний ізоотоп золото-197. Оскільки основні стани досліджуваних нуклідів нестабільні, то безпосереднім експериментальним результатом можна одержати ізомерне відношення виходів, використовуючи формулу [10]:

$$d = \frac{Y_m}{Y_g} = \frac{\lambda_g - \lambda_m}{\left\{ c \frac{N_g}{N_m} \cdot \frac{\varphi_m}{\varphi_g} (\lambda_g - \lambda_m) - p \lambda_g \right\} \frac{\lambda_g}{\lambda_m} \cdot \frac{f_m(t)}{f_g(t)} \} + p \lambda_m}, \quad (1)$$

де:

$$f_{m,g} = (1 - e^{-\lambda_{m,g} t_{\text{опр}}}) (e^{-\lambda_{m,g} t_{\text{охол}}}) (1 - e^{-\lambda_{m,g} t_{\text{вим}}});$$

$$\varphi_{m,g} = \xi_{m,g} \cdot k_{m,g} \cdot \alpha_{m,g}.$$

Тут:  $\xi_m, \xi_g$  – фотоефективність

детектора при реєстрації  $\gamma$ -лінії розпаду ізомерного (m) і основного (g) стану;

$k_m, k_g$  – поправка на самопоглинання відповідних ліній;

$\alpha_m, \alpha_g$  – інтенсивність ліній,

відповідальних за розпад ізомерного (m) і основного (g) стану;

$\lambda_m, \lambda_g$  – постійні розпаду метастабільного і основного стану;

$t_{\text{опр}}, t_{\text{охол}}, t_{\text{вим}}$  – часи опромінення,

охолодження, вимірювання;

$N_m, N_g$  – кількість імпульсів у відповідних фотопіках;

$c$  – поправка на прорахунки і накладання імпульсів;

$p$  – коефіцієнт розгалуження.

Спектроскопічні характеристики – спін-парність основного і ізомерного станів  $J^\pi$ , різниця спинів основного  $J_g$  і

ізомерного  $J_m$  станів  $\Delta J = |J_g - J_m|$ ,

енергія гамма-ліній, по яким вимірювався розпад  $E_\gamma$ , інтенсивність цієї лінії  $I$ ,

період напіврозпаду  $T_{1/2}$ , коефіцієнт розгалуження  $p$  – брались із робіт [4, 5] і

наведені в таблиці 1. При цьому уточнене значення періоду напіврозпаду основного стану платини-197  $T_{1/2} = 19,96 \pm 0,05$  години взято із роботи [11].

Експериментальні ізомерні відношення  $d = Y_m / Y_g$  одержані в

реакціях  $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$

$^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$  приведені на рис. 2.

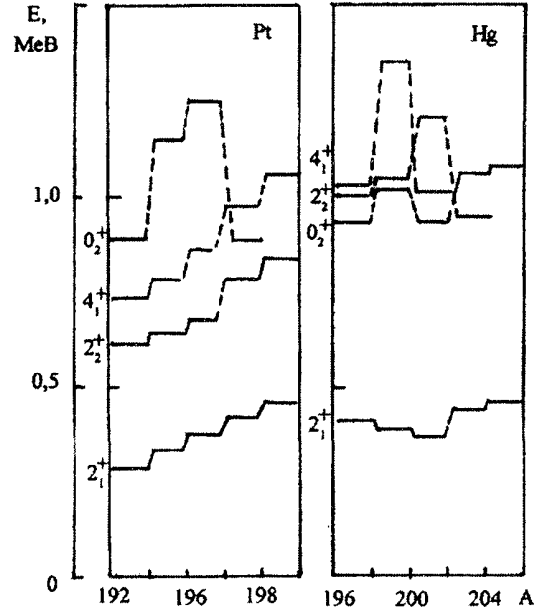


Рис. 1 – Систематика експериментальних даних енергій низьколежачих збуджених

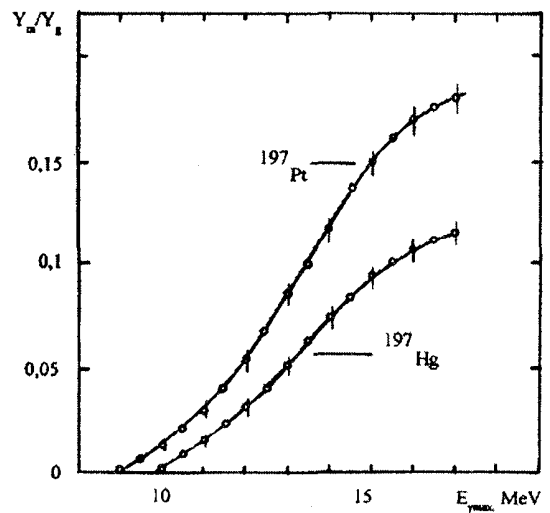


Рис. 2 – Залежність експериментальних ізомерних відношень виходів від енергії  $E_{\gamma \text{max}}$

Відносна статистична похибка при енергіях  $E_{\gamma \text{max}} = 9-10$  MeV складає  $\sim 1-2\%$ , а при енергії  $E_{\gamma \text{max}} = 16$  MeV –  $0.2\%$ . Встановлений поріг реакції

$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Pt}$  складає  $8,9 \pm 0,15$  MeV, що на 0.9 MeV перевищує енергетичний поріг реакції  $(\gamma, n)^{\text{m}}$  для цього ядра. Відповідно поріг реакції  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  складає  $9,7 \pm 0,15$  MeV, що на 1.1 MeV перевищує розрахункову енергію порогу реакції  $(\gamma, n)^{\text{m}}$ . Наявність такого значного порогу заселення метастабільного стану обумовлено відносно значною різницею спинів  $\Delta J$  основного стану материнського ядра і ізомерного рівня ядра-продукта. Для заселення

метастабільного стану каскадом  $\gamma$ -квантів необхідно мінімум п'ять переходів, або наявність швидких, з енергією  $\sim 1$  MeV, нейтронів, які можуть забезпечити відповідну зміну кутового моменту дочірнього ядра. Вище порогу  $(\gamma, n)^{\text{m}}$  реакцій ізомерне відношення виходів різко зростає і в області енергій 16–17 MeV має тенденцію виходу на плато, досягаючи помітної величини –  $d = 0,171$  для ядра  $^{197}\text{Pt}$  і  $d = 0,104$  для  $^{197}\text{Hg}$  при енергії  $E_{\gamma\text{max}} = 16$  MeV.

Табл.1. Спектроскопічні характеристики основного і ізомерного станів ізотопів  $^{197}\text{Pt}$  і  $^{197}\text{Hg}$

Ізотоп	$J^{\pi}_{\text{m}}, J^{\pi}_{\text{g}}$	$\Delta J = J_{\text{m}} - J_{\text{g}}$	Енергія лінії $E_{\gamma}$ , (кеВ)	Інтенс.лінії I, (%)	$T_{1/2}$ (год)	P
$^{197\text{m}}\text{Pt}$	$13/2^{*}$	6	346	12,4	1,573	0,97
$^{197\text{g}}\text{Pt}$	$1/2^{-}$		191,4	6,7	19,9	
$^{197\text{m}}\text{Hg}$	$13/2^{*}$	6	133,9	34,2	23,8	0,935
$^{197\text{g}}\text{Hg}$	$1/2^{-}$		191	0,96	64,4	

Нами проведені розрахунки ізомерних відношень в рамках статистичної каскадно-випаровувальної моделі [12, 15] по наступній схемі: ядром поглинається гамма-квант з енергією E, із утвореного ядра із спин-парністю  $(J_{\text{c}}, \pi_{\text{c}})$  вилітає нейтрон з кутовим моментом l і енергією  $\epsilon$ , а ядро переходить при цьому в стан  $(J_{\text{f}}, \pi_{\text{f}})$ .

Імовірність утворення складового ядра із спин-парністю  $(J_{\text{c}}, \pi_{\text{c}})$  при поглинанні такого нейтрона обчислювалась за формулою:

$$P(J_{\text{c}}, \pi_{\text{c}}) = W(J_{\text{c}}) / \sum_{J_{\text{g}}=J_{\text{c}}-1}^{J_{\text{c}}+1} W(J_{\text{g}}) \quad (2)$$

$$\pi_{\text{c}} = (-1)^l (\pi_{\text{g}}).$$

де  $(J_{\text{g}}, \pi_{\text{g}})$  - спин-парність основного стану ядра,  $W(J)$  - відносна густина рівнів із даним спіном J.

$$W(J) = \rho(J) / \rho(0) = (2J+1) \exp[-J(J+1)/2\sigma^2]. \quad (3)$$

Спінова частина густини рівнів  $\rho(J)$  бралась із моделі фермі-газу [16-18]:

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

де  $\rho(U)$ ,  $\rho(J)$  – відповідно енергетична і спінова частина формули густини рівнів,

a-енергетичний параметр густини рівнів,  $\sigma$  – параметр спінового обмеження, який

згідно [17] можна обчислити за формулою  $\sigma^2 = 0,889 \sqrt{aU} \cdot A^{2/3}$ . Тут  $A$  – масове число,  $U$  – ефективна енергія збудження, яка визначається як  $U = E - \Delta$  [17], де  $\Delta$  – енергія спарювання,  $E$ ,  $J$  – енергія і спин збуджених рівнів.

Збудження утвореного дочірнього ядра із спин-парністю ( $J_f, \pi_f$ ) знімається каскадом дипольних гамма-переходів, останній з яких і заселяє ізомерний або основний стан. При цьому число гамма-

Для ядер ртуті-197 проведені виміри ізомерних відношень перерізів  $R = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g}$  в реакціях під дією частинок ( $p, n$ ), ( $d, 2n$ ), ( $d, p$ ), ( $n, 2n$ ) та інших [19]. Порівняння цих результатів і одержаних в даній роботі в реакціях ( $\gamma, n$ ) приведено на рис. 3. Ізомерне відношення виходів взято у виді

$$\eta = \frac{Y_m}{Y_m + Y_g} = \frac{d}{d+1}$$

Із рисунку видно, що при всіх випадках з ростом енергії падаючих частинок спостерігається ріст ізомерних відношень. При однакових енергіях ізомерне відношення, одержане в реакціях ( $\gamma, n$ ) суттєво менше, ніж в реакціях під дією частинок. Така ситуація зрозуміла, оскільки частинки приносять в ядро значні кутові моменти і з ростом їх енергії величини цих моментів значно зростають, а в реакціях ( $\gamma, n$ ) гамма-квант приносить практично фіксований момент  $l = 1$ .

Деяке виключення складає реакція радіаційного захоплення теплових нейтронів, ізомерне відношення  $R$  для якої складає  $0.42 \pm 0.008$  і воно близьке до значень, які дає реакція ( $\gamma, n$ ). В даному випадку нейтрон приносить момент  $l = 0$  (спін нейтрона  $s = 1/2$ ), а величина ізомерного відношення практично повністю визначається

переходів і середня енергія переходу рівна:

$$N_\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{aU}, E = 4 \sqrt{\frac{U}{a} - \frac{6}{a^2}} \quad (5)$$

До задовільного узгодження розрахунків з експериментом при енергіях поглинутих гамма-квантів 14–16 МеВ приводить фіксація параметру спінового обмеження  $\sigma = 3.4$  для  $^{198}\text{Pt}$  і  $\sigma = 3.0$  для  $^{198}\text{Hg}$ .

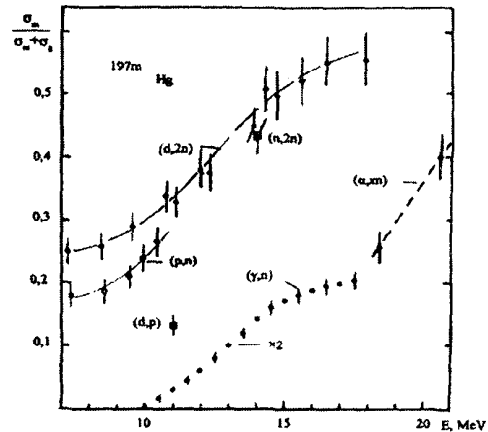


Рис.3 – Порівняння ізомерних відношень одержаних для ядра  $^{197}\text{Hg}$  в реакціях під дією частинок

характеристиками каскаду гамма-квантів і в цьому плані заселення ізомерного стану в реакції ( $n, \gamma$ ) подібне до такого ж процесу при непружному розсіюванні гамма-квантів в області порогу ( $\gamma, n$ ) реакції. Найвні результати по збудженню в реакції ( $\gamma, \gamma'$ ) ізомера з  $J^\pi = 13/2^+$  для близького ізотопу  $^{199}\text{Hg}$  [20] дають ізомерне відношення перерізів  $R \approx 0.01$  для енергій 6.5–7.0 МеВ, що, особливо враховуючи деяку різницю в енергіях збудження, складає величину близьку до ізомерного відношення із реакції ( $n, \gamma$ ).

Дещо більш близькі величини до фотонейтронних дає ізомерне відношення і реакція  $^{196}\text{Hg}(d, p)^{197m,g}\text{Hg}$ . Така близькість пояснюється тим, що реакція ( $d, p$ ) іде через механізм підхвату. При цьому далеко не весь кутовий момент, що є у дейтона передається ядру мішені, а

протон забирає з собою більшу частину енергії дейтона і енергія збудження дочірнього ядра залишається незначною

по крайній мірі помітно менше енергії порогу вильоту нейтрона.

1. Lederer C.M., Shirley V. // Tables of Isotopes. – 7th Ed. N. Y, Wiley, 1978.
2. Схемы распада радионуклидов. Публикации 38 МКРЗ. – М.: Энергоиздат, 1987.
3. Borwne E., Firestone R.B. Table of Rad.Isotopes. Ed. Shirley, N.Y., 1986.
4. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S. et al. //Atlas of Giant dipole resonanse. IAEA, INDS-394. – 1999.
5. Gurevich G. M., Lazareva L.E., Mazur V.M. et al. // Nucl.Phys. – 1981. – A 351. – P. 257–268.
6. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. // АЭ. – 1987. – Т. 62. – Вып. 4. – С. 236–243.
1. Гангрский Ю.П., Тончев А.П.Балабанов Н.П. // ЭЧАЯ. – 1996. – Т. 27. – Вып. 4. – С. 1043–1046.
2. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. // УФЖ. – 1990. – Т. 35. – № 4. – С. 509–512.
3. Мазур В.М., Соколюк И.В., Биган З.М. // ЯФ. – 1991. – Т. 54. – С. 895–897.
4. Vanska R., Rieppo R. // Nucl. Instr. and Meth. – 1981. – V. 179 – P. 525–532.
5. Mohr P., Hutter C., Vogt K. et. al. // Eur. Phys. J. – 2000. – V. A7. – P. 45–49.
6. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. // ЯФ. – 1981. – Т. 34. – P. 1028–1043.
7. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. // Препринт КИЯИ-85-15. – 1985.
8. Эммерих У.С. // Сб. Физика быстрых нейтронов. – М.: Госатомиздат, 1966. – Т. 2.
9. Марчук Г.М., Колесов В.Е. // Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. – М.: Атомиздат, 1970.
10. Bete H. // Phys. Rev. – 1936. – V. 50. – P. 332–334.
11. Мальшев А.В. // Плотность уровней и структура атомных ядер. – М.: Атомиздат, 1969.
12. Игнатюк А.В. // Статистические свойства возбужденных ядер. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
13. Vandenbosch R., Huizenga J.H. // Phys. Rev. – 1960. – V. 120 – P. 1313–1318.
14. Мазур В.М., Соколюк И.В., Биган З.М. и др. // ЯФ. – 1993. – Т. 56. – С. 20–24.

## ENERGY RANGE DEPENDENCE OF ISOMER RATIOS OBTAINED IN THE $(\gamma, n)$ REACTIONS FOR THE $^{197}\text{Pt}$ AND $^{197}\text{Hg}$ NUCLEI

V.M.Mazur, Z.M.Bigan

Institute of Electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences,  
Universytetska St.21, Uzhgorod, 88016, Ukraine

Within 8–17 MeV energy range the dependence of isomer yield ratios on the gamma-quanta energy in the  $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Pt}$  and  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  reactions have been studied. The experimental results are compared with those calculated within framework of cascade-evaporation model as well as obtained under the influence of the particles.