

В.М. МАЗУР, Д.М. СИМОЧКО, П.С. ДЕРЕЧКЕЙ, З.М. БІГАН

Інститут Електронної Фізики НАН України

(Вул. Університетська, 21, Ужгород 88016; e-mail: nuclear@email.uz.ua)

## ПЕРЕРІЗ ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНОГО СТАНУ ЯДРА $^{127}\text{Te}$ В РЕАКЦІЇ $(\gamma, n)$ В ІНТЕРВАЛІ ЕНЕРГІЙ 9–20 МеВ

УДК 539.172

*В інтервалі 9–20 МеВ досліджено залежність ізомерних відношень виходів та перерізу в реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127}\text{Te}$  від енергії гамма-квантів. Одержані експериментальні дані порівнюються з теоретичними розрахунками, проведеними за допомогою програмного пакета TALYS-1.2.*

*Ключові слова:* ізомерне відношення виходів, механізм Хаузер–Фешбаха, гігантський дипольний резонанс

### 1. Вступ

На теперішній час розвиток експериментальних досліджень властивостей гігантського Е1-резонансу в перерізах поглинання гамма-квантів ядрами в значній мірі пов'язаний з вивченням різних каналів його розпаду і в першу чергу таких, в результаті яких можливе вивчення заселення визначених, виділених станів ядер-продуктів. Розподіл імовірності заселення збуджених станів кінцевого ядра визначається як характеристиками складового, материнського ядра, так і спектром частинок, що вилітають. За наявності в дочірньому ядрі ізомерних станів, спін яких  $J_m$  помітно відрізняється від спіну основного стану  $J_g$ , імовірність їх заселення буде визначатися як спіновими розподілами в спектрі вилітаючих частинок, так і розподілом по енергії і спіну розташованих вище рівнів. Таким чином, вимірювання ізомерних відношень (ІВ), тобто відношень перерізів утворення ядер в ізомерному  $\sigma_m$  і основному  $\sigma_g$  станах, дозволять оцінювати параметри, що описують залежність густини рівнів від енергії і спіну, а також про імовірність радіаційних переходів в ізомерний і основний стани. Все це є чутливим тестом відповідності теоретичних підходів, у тому числі статистичної теорії, для опису механізму розпаду високоенергетичних колективних станів.

Метою даної роботи є вивчення відносного заселення ізомерного стану з  $J_m=11/2^-$  в залежності від енергії гамма-квантів у реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m,g}\text{Te}$  в інтервалі енергій 9–20 МеВ. Особливістю фотоядерних експериментів, виконаних на гальмівних гамма-пучках, є та обставина, що в них безпосередньо під час вимірювання визначається не переріз, а вихід  $Y(E_{\gamma\text{max}})$  фотоядерної реакції, а в нашому випадку ізомерне відношення виходів  $d = Y_m/Y_g$ , де  $Y_m$ ,  $Y_g$  – відповідно виходи реакцій із заселенням ізомерного та основного станів. І хоча вимірюванню ізомерних відношень виходів для ядер з  $A=110\text{--}130$  було приділено значну увагу [1–3], до теперішнього часу залежність  $d = f(E_{\gamma\text{max}})$  для ядра  $^{127}\text{Te}$  не вивчалася, і проведена в даній роботі вперше. Ізомерний стан телуру-127 характеризується спін-парністю  $J_m = 11/2^-$  і визначається підоболонкою  $1h_{11/2^-}$ , а основний стан має спін-парність  $J_g = 3/2^+$  і формується підоболонкою  $2d_{3/2}$ .

### 2. Методика експерименту

В експерименті використовувалась активаційна методика. Дослідження проводилися на гальмівному пучку прискорювача електронів – мікротрона М-30 відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України [4]. Зміна енергії прискорених електронів відбувалася двома шляхами: в широких межах – заміною хвильоводних вставок, тобто зміною числа орбіт, які проходить електронний пучок і, в межах однієї хвильоводної

© В.М. МАЗУР, Д.М. СИМОЧКО, П.С. ДЕРЕЧКЕЙ,  
З.М. БІГАН, 2013

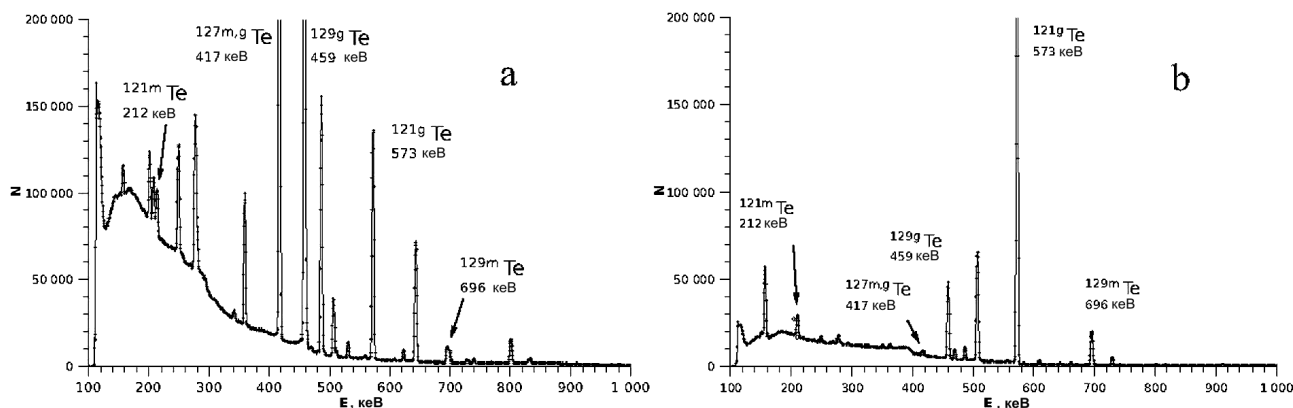


Рис. 1. Ділянки апаратного спектра від опроміненої мішені телуру: *a* – час охолодження – 3,5 год, час вимірювання – 20 год; *b* – час охолодження – 7 діб, час вимірювання – 44,7 год

вставки, зміною величини провідного магнітного поля. Напруженість магнітного поля прискорювача контролювалася методом ядерного магнітного резонансу. Розкид електронного пучка по енергії не перевищував 30–50 кеВ. Струм прискорених електронів, що виводився з мікротрона, вимірювався монітором вторинної емісії, який було прокалібровано циліндром Фарадея. Контроль струму здійснювався кожні 1,2 с і записувався в пам'ять ПК. Середній струм прискорених електронів становив 5 мкА. Прискорений пучок електронів використовувався як джерело гальмівних гамма-квантів. Гальмівною мішенню слугувала танталова пластина товщиною 0,5 мм, за якою на відстані 30 см по осі пучка розташовувався досліджуваний зразок.

Досліджувані мішені було виготовлено у вигляді дисків із склоподібного окису телуру  $\text{TeO}_2$  діаметром 25 мм; товщиною 2 мм і чистотою 99,99%. Опромінення дослідних мішеней здійснювалося в області 9–20 МеВ з кроком  $\Delta E = 0,5$  МеВ.

Гамма-спектри від наведеної активності мішені телуру вимірювалися гамма-спектрометром з високою роздільною здатністю на базі HPGe-детектора об'ємом  $175 \text{ см}^3$  і 8192 каналним аналізатором ORTEC, зв'язаним з комп'ютером для накопичення даних. Фотоефективність детектора була визначена за допомогою стандартних монохроматичних гамма-джерел. Роздільна здатність детектора становила  $\sim 2$  кеВ для лінії 1332 кеВ кобальту-60. Типовий апаратний спектр наведеної активності для мішені  $\text{TeO}_2$ , опроміненої при  $E_{\gamma \text{max}} = 16$  МеВ, наведено на рис. 1, *a, b*. На рисунку наведено залежність кількості гамма-квантів  $N$ , зареєстрованих в аналізаторі від їх енергії. Час

опромінення становив 40 хв. При цьому на рис. 1, *a* наведено спектр, коли час охолодження становив 3,5 години, час вимірювання – 20 год; на рис. 1, *b* – час охолодження становив 7 діб, час вимірювання 44,7 год. Спектроскопічні характеристики досліджуваного ядра бралися з робіт [5, 6]. Енергія ізомерного рівня становить 88,26 кеВ і він з імовірністю  $p = 97,6\%$  розпадається на основний стан. Але інтенсивність відповідної гамма-лінії надзвичайно слабка – 0,084%. Ще слабша інтенсивність іншої можливої аналітичної лінії 659 кеВ – 0,013%. У той самий час інтенсивність гамма-лінії 417 кеВ від розпаду основного стану становить 0,993% і вона надійно реєструється.

У випадку ізотопу  $^{127}\text{Te}$  періоди напіврозпаду ізомерного  $T_m$  і основного стану  $T_g$  відрізняються більше ніж на два порядки:  $T_m = 109$  діб,  $T_g = 9,35$  год. Ця обставина була використана таким чином: зразу після опромінення, яке тривало залежно від максимальної енергії гальмівного гамма-випромінювання  $E_{\gamma \text{max}}$  від 20 хв до 2 годин і охолодження опроміненої мішені 1–2 години, вимірювався вихід заселення основного стану протягом 16–20 год. Оскільки  $T_m \gg T_g$  і  $\lambda_m \ll \lambda_g$ , то з точністю не гіршою за 0,5% вважалося, що число імпульсів  $N_g$  у фотопіці гамма-лінії 417 кеВ відповідає розпаду тільки основного стану, а можливий внесок у заселення основного стану за рахунок розпаду ізомерного стану нехтувався.

Виміри поновлювалися через 7–10 діб після опромінення. За цей час кількість ядер  $N_g$ , які утворилися в реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127g}\text{Te}$  під час опромінення скоротилося у  $10^5$ – $10^6$  раз. Тобто з високою точністю можемо стверджувати, що вся заселеність основного стану, наявна у момент вимі-

рівняння, є результатом розпаду ізомерного стану. Тобто можемо вважати, що в початковий момент  $t = 0$ ,  $N_g = 0$ , а кількість ізомерних ядер дорівнює  $N_m(0)$ . Тоді процес розпаду зводиться до таких рівнянь:

$$\frac{dN_m}{dt} = -\lambda_m N_m \quad \frac{dN_g}{dt} = \lambda_m N_m - \lambda_g N_g. \quad (1)$$

Оскільки  $\lambda_m \ll \lambda_g$  і  $e^{-\lambda_m t} \gg e^{-\lambda_g t}$ , то в нашому випадку маємо:

$$N_g(t) = \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} N_m(0) e^{-\lambda_m t},$$

і враховуючи те, що  $N_m(t) = N_m(0) e^{-\lambda_m t}$ , співвідношення кількості ядер, що знаходяться у перехідній рівновазі буде:

$$\frac{N_g}{N_m} = \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \approx \frac{\lambda_m}{\lambda_g} = \text{const},$$

$$\lambda_g N_g(t) = \lambda_m N_m(t) = -\frac{dN_m}{dt}. \quad (2)$$

Як видно, основний стан розпадається з періодом ізомерного і реєструючи гамма-лінію 417 кеВ (вимірюючи його розпад) ми можемо визначити кількість ізомерних ядер, утворених під час опромінення.

Тоді, враховуючи сказане вище, ізомерне відношення  $d$  можемо визначити, як ізомерне відношення незалежних виходів:

$$d = \frac{Y_m}{Y_g} = \frac{N_m c_g \phi_g \lambda_m f_g(t)}{N_g c_m \phi_m \lambda_g p f_m(t)}. \quad (3)$$

Тут  $N_m$ ,  $N_g$  – число імпульсів у фотопіках гамма-лінії, відповідальних за розпад ізомерного і основного стану;  $\phi_{m,g} = \xi_{m,g} \cdot k_{m,g} \cdot \alpha_{m,g}$ , де  $\xi_{m,g}$  – фотоефективність реєстрації гамма-лінії від розпаду ізомерного і основного станів,  $k_{m,g}$  – поправка на самопоглинання відповідних ліній,  $c_{m,g}$  – коефіцієнти, що враховують можливі прорахунки і накладання імпульсів,  $\lambda_{m,g}$  – стала розпаду ізомерного і основного станів,  $p$  – коефіцієнт розгалуження.

Оскільки в нашому випадку  $\phi_m = \phi_g$ , то ізомерне відношення виходів буде:

$$d = \frac{N_m c_g \lambda_m f_g(t)}{N_g c_m \lambda_g p f_m(t)}, \quad (4)$$

де  $f_{m,g}(t)$  – часова функція:

$$f_{m,g}(t) = (1 - e^{-\lambda_{m,g} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{m,g} t_{\text{cool}}^{m,g}} (1 - e^{-\lambda_{m,g} t_{\text{meas}}^{m,g}}).$$

Тут  $t_{\text{irr}}$  – час опромінення,  $t_{\text{cool}}^{m,g}$ ,  $t_{\text{meas}}^{m,g}$  – часи охолодження і вимірювання під час реєстрації розпаду ізомерного і основного станів.

### 3. Обговорення результатів

Одержані згідно з співвідношенням (4) експериментальні ізомерні відношення виходів для реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m,g}\text{Te}$  зображені на рис. 2 точками. Приведені похибки – середньоквадратичні. Як видно з рисунка, крива залежності ізомерних відношень від енергії гамма-квантів  $d = f(E_{\gamma \text{max}})$  від порога швидко наростає і в області 18–20 МеВ досягає насичення при значенні  $d = 0,31 \pm 0,01$ . Суцільною кривою на рис. 2 наведена крива Больцмана:

$$d = A - \frac{B - A}{1 - \exp\left[\frac{E - E_0}{\Delta E}\right]},$$

де  $A$ ,  $B$ ,  $E_0$ ,  $\Delta E$  – параметри. Апроксимація експериментальної кривої  $d = f(E_{\gamma \text{max}})$  для реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m,g}\text{Te}$  кривою Больцмана здійснювалася методом найменших квадратів. У результаті підгонки одержано такі значення параметрів:  $A = 0,315 \pm 0,020$ ,  $B = 0,0496 \pm 0,020$ ,  $E_0 = 13,92 \pm 0,19$  (МеВ) і  $\Delta E = 1,97 \pm 0,08$  (МеВ).

Одержана експериментальна залежність ізомерних відношень виходів  $d$  від максимальної енергії гамма-спектра  $E_{\gamma \text{max}}$  від порогів  $(\gamma, n)$  реакції до 20 МеВ дозволяє, використовуючи наявні повні перерізи  $(\gamma, n)$  реакцій [7, 8], розрахувати перерізи збудження ізомерних станів  $\sigma_m$ . Наведений нами розрахунок проводився методом оберненої матриці [9]. Процедура розрахунку передбачала згладжування кривих виходів. Одержаний таким чином переріз реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m}\text{Te}$  зображено на рис. 3.

Переріз має однокорбу форму з максимумом при енергії  $E = 15,5$  МеВ. Суцільною кривою на рис. 3 наведено результат апроксимації перерізу кривої

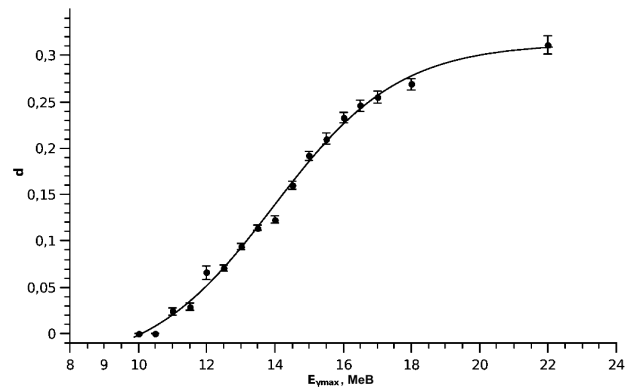


Рис. 2. Залежність ізомерних відношень виходів від максимальної енергії гальмівного гамма-спектра

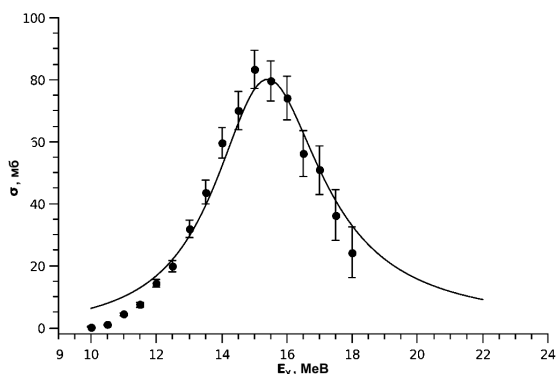


Рис. 3. Переріз реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m}\text{Te}$ . Суцільною кривою наведена крива Лоренца

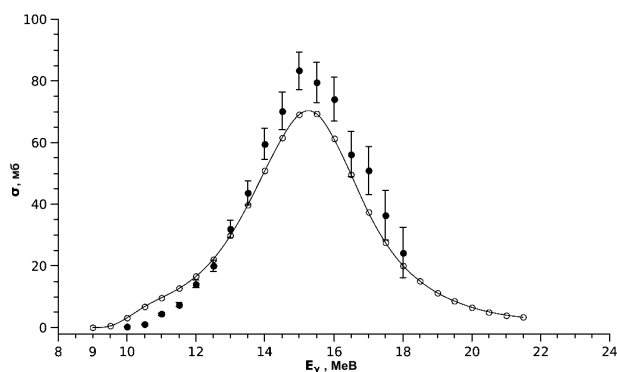


Рис. 4. Порівняння теоретичного перерізу реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m}\text{Te}$  з експериментальними даними: ● – експериментальні дані; ○ – дані розрахунків

Лоренца:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_0^2 E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma_0^2 E^2}.$$

Апроксимація здійснювалася методом найменших квадратів і при цьому одержані такі значення параметрів:  $\sigma_0 = 80, 2 \pm 0, 84$  (мб),  $E = 15, 41 \pm 0, 03$  (MeV) і  $\Gamma_0 = 4, 01 \pm 0, 12$  (MeV).

Для теоретичного аналізу одержаних експериментальних результатів нами проведені розрахунки перерізу збудження ізомерного стану з  $J^\pi = 11/2^-$  в реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m}\text{Te}$  за допомогою програмного пакета TALYS-1.2 [10].

Під час розрахунків використовувалася така схема: досліджуване ядро-мішень з числом протонів і нейтронів ( $Z_i, N_i$ ) і спин-парністю ( $J_i, \pi_i$ ) поглинає гамма-квант з енергією  $E_\gamma$  і формується компаунд-ядро з енергією збудження  $E_c$  ( $E_c = E_\gamma$ ) і спектром можливих значень спин-парності ( $J_c, \pi_c$ ). Розраховується повний переріз фотопоглинання  $\sigma_{\text{tot}}$ . Розпад збудженого ядра здійснюється

як за статистичним механізмом, так і за механізмом напівпрямих процесів. У нашому випадку доля напівпрямих процесів становила 1% при  $E_\gamma = 12$  MeV, 7,5% при  $E_\gamma = 16$  MeV і 11% при  $E_\gamma = 18$  MeV. Статистичний розпад розраховувався в рамках механізму Хаузера-Фешбаха [11]. Емісія нейтронів розраховувалася на конкретні рівні (зони) дочірнього ядра з використанням коефіцієнтів проникності  $T_l$ , розрахованих за оптичною моделлю [12]. При цьому до енергії збудження дочірнього ядра 3 MeV бралися конкретні дискретні рівні з бази даних RIPL-3. При більш високих енергіях збудження спектр станів дочірнього ядра вважався неперервним і описувався густиною рівнів  $\rho(E, J, \pi)$ . Цей спектр рівнів розбивався на певну кількість енергетичних зон (в нашому випадку 50). Якщо ядро розпадалося в зону в неперервному спектрі, то використовувався ефективний коефіцієнт проникності  $T_l^{\text{ef}}$ . Для опису густини рівнів  $\rho$  у даних розрахунках використовувалася зміщена по енергії модель фермі-газу [13]. Результати розрахунку наведено світлими кружечками і суцільною лінією на рис. 4. Темними точками наведені експериментальні дані.

Порівняння розрахункового перерізу з експериментальним вказує на їх задовільну узгодженість, що, у свою чергу, свідчить про основну роль статистичного механізму при заселенні ізомерного стану в реакції  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127m}\text{Te}$ .

1. А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев и др., ЯФ **59**, 585 (1996).
2. V.M. Mazur, D.M. Symochko, Z.M. Bigan, and T.V. Poltorzhytska, *Nauk.Visnyk Uzhgorod. Univ. Ser. Fiz.* **27**, 45 (2010).
3. V.M. Mazur, D.M. Symochko, Z.M. Bigan *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. E* **20**, 2329 (2011).
4. S.P. Kapitza and V.N. Melekhin, *The Microtron* (Harwood Academic Publishers, London-Chur, 1978).
5. R.B. Firestone, *Table of Isotopes, 8-th edition* (Wiley, New York, 1996).
6. A. Hashizume, *Nucl. Data Sheets* **112**, 1647 (2011).
7. A. Leprêtre *et al.*, *Nucl. Phys. A* **219**, 39 (1974).
8. A.V. Varlamov *et al.*, *Atlas of Giant Dipole Resonances*, IAEA, INDC(NDS)-394 (Vienna, 1999).
9. O.V. Bogdankevich and F.A. Nikolaev, *Methods in Bremsstrahlung Research* (Academic Press, New York, 1966).
10. A.J. Koning, S. Hilarie and M.C. Duijvestijn, in *Proceedings of the Conference on Nuclear Data for Science and Technology ND 2007, Nice, France, 22–27 May 2007* (2007).

11. W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 336 (1952).
12. A.J. Koning and J.P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
13. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl., Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).

Одержано 05.03.12

*В.М. Мазур, Д.М. Сымочко, П.С. Деречкей, З.М. Биган*

СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА  $^{127}\text{Te}$  В РЕАКЦИИ  $(\gamma, n)$  В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 9–20 МэВ

Резюме

В интервале 9–20 МэВ исследована зависимость изомерных отношений выходов и сечения в реакции  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127}\text{Te}$

от энергии гамма-квантов. Полученные экспериментальные данные сравниваются с теоретическими расчетами, проведенными с помощью программного пакета TALYS-1.2.

*V.M. Mazur, D.M. Symochko, P.S. Derechkey, Z.M. Bigan*

EXCITATION CROSS-SECTION FOR THE ISOMERIC STATE OF  $^{127}\text{Te}$  NUCLEUS IN THE  $(\gamma, n)$  REACTION IN THE 9–20 MeV ENERGY INTERVAL

S u m m a r y

The energy dependences of the cross-sections and the isomeric yield ratios for the reaction  $^{128}\text{Te}(\gamma, n)^{127}\text{Te}$  in the (9–20)-MeV interval have been studied. The obtained experimental data are compared with the results of theoretical calculations carried out with the use of the TALYS-1.2 software package.