

НЕПРУЖНЕ РОЗСІЮВАННЯ ГАММА-КВАНТІВ НА ЯДРАХ ^{195}Pt ТА ^{199}Hg ПРИ ЕНЕРГІЯХ 4–10 МеВ

В. М. Мазур, З. М. Біган, Д. М. Симочко, Г. Ф. Пітченко
Інститут електронної фізики НАН України,
вул. Університетська, 21, Ужгород, 88016
(Отримано 29 березня 2006 р.)

Одержано перерізи реакцій непружного розсіювання гамма-квантів зі збудженням ізомерних станів ядер ^{195}Pt та ^{199}Hg в ділянці енергій 4–10 МеВ. Експериментальні результати порівнюються з розрахунками в межах каскадно-випарювальної моделі.

Ключові слова: атомне ядро, гамма-квант, ізомерні стани, переріз реакції, густина рівнів, непружне розсіювання.

PACS number(s): 25.20.Dc

Процеси непружного розсіювання гамма-квантів ядрами зв'язані з радіаційними переходами як у процесі поглинання гамма-квантів і переходу ядра в збуджений стан, так і при розпаді збуджених станів. Переходи, що знімають збудження, можна класифікувати кількома групами. По-перше, це CC' – переходи між складними високозбудженими компаунд-станами ядра, що лежать поблизу або вище від порога вильоту частинок (C – початковий, C' – кінцевий стани); по-друге, переходи між високозбудженими C і низькорозташованими станами S (CS' -переходи) і потретє, SS' -переходи між простими низькорозташованими станами. Залежно від енергії збудження метастабільні (ізомерні) рівні можуть заселятися в гамма-переходах усіх трьох типів.

Хоча збудження метастабільних рівнів у реакціях $(\gamma, \gamma')^m$ в широкій ділянці енергій досить активно вивчали [1], для ядер ^{195}Pt , ^{199}Hg перерізи реакцій $(\gamma, \gamma')^m$ досліджені недостатньо. Основні роботи з фотозбудження ізомерних станів платини і ртуті в ділянці 3–8 МеВ виконано на прискорювачах для активаційного аналізу [2,3]. Що стосується вимірювання перерізів збудження ізомерів у реакціях $(\gamma, \gamma')^m$, то їх вивчали, в основному, при низьких енергіях (до 2–3 МеВ) за допомогою радіоактивних джерел [4,5], а

також прискорювачів електронів [6,7].

У першому випадку опромінювали моноенергетичними гамма-квантами від ізотопних джерел: ^{46}Se (1.12 МеВ), ^{60}Co (1.17; 1.33 МеВ), ^{142}Pr (1.57 МеВ), ^{24}Na (1.368; 2.75 МеВ). Але перерізи вдалося отримати тільки для випромінювання ізоотопу ^{24}Na на рівні $32,8 \cdot 10^{-2}$ мкб для ^{195}Pt і $4,2 \cdot 10^{-2}$ мкб для ^{199}Hg .

У роботі [6] на прискорювачі електронів із максимальною енергією 3 МеВ виміряно вихід реакції $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$ з кроком 50 кеВ. Виявлено два активаційні рівні з енергіями 1,49 МеВ і 1,69 МеВ з інтегральними перерізами $6,9_{-2}^{+3} \cdot 10^{-2}$ мкб·МеВ і $9_{-3}^{+4} \cdot 10^{-2}$ мкб·МеВ. У роботі [7] на прискорювачі з максимальною енергією 2 МеВ виявлено для ртуті чотири активаційні рівні з енергіями 1.38 МеВ, 1.42 МеВ, 1.53 МеВ і 1.7 МеВ з інтегральними перерізами відповідно: $0,22 \cdot 10^{-2}$, $0,7 \cdot 10^{-2}$, $1,2 \cdot 10^{-1}$ і $2 \cdot 10^{-1}$ мкб·МеВ. Відзначимо, що не виявлено рівнів з енергіями 0.61 МеВ, 0.98 МеВ, 1.28 МеВ, які спостерігали раніше при непружному розсіюванні нейтронів [8]. Для рівня 0.61 МеВ передбачено спін-парність $J^\pi = 9/2^+$, що дає змогу йому полегшено розпадатися переходом $E2$ на метастабільний рівень $13/2^+$. При розглянутих енергіях ізомерні рівні заселяються SS' переходами.

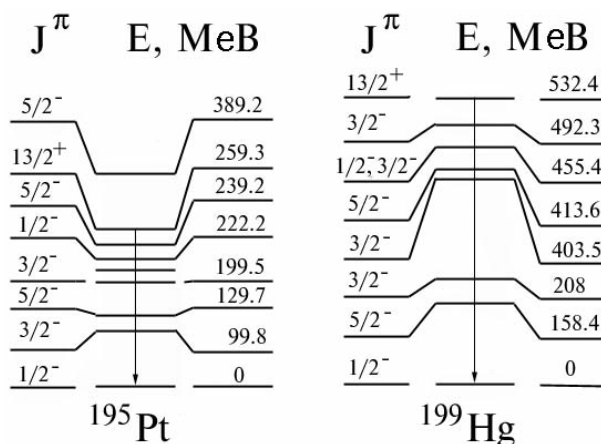


Рис. 1. Схеми низькорозташованих рівнів ядер ^{195}Pt та ^{199}Hg .

Наша робота присвячена вивченню перерізів реакцій $^{195}\text{Pt}(\gamma, \gamma')^{195m}\text{Pt}$ та $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$ в інтервалі енергій 5–10 МеВ. Дослідження проводили на гальмівному пучку мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України. Виходи реакцій вимірювали з кроком $\Delta E = 0.5$ МеВ. Кількість ізомерних ядер ^{195}Pt і ^{199}Hg визначали за інтенсивністю гамма-ліній 0.0988 і 0.1297 МеВ та 0.158 і 0.374 МеВ відповідно. Схема низькорозташованих збуджених рівнів ізотопів ^{195}Pt і ^{199}Hg зображена на рис. 1.

Спектроскопічні характеристики: спін-парність ізомерного J_m^π та основного J_g^π рівнів, їхню різницю $\Delta J = |J_m^\pi - J_g^\pi|$, період напіврозпаду $T_{1/2}$ ізомерного стану, енергію гамма-квантів, що рееструються E_γ , їхню інтенсивність I та енергію метастабільного рівня E_m узято з праць [9,10] і наведено в таблиці.

Ядра $^{195}\text{Pt}^{117}$ і $^{199}\text{Hg}^{119}$ досить близькі за своєю природою. Основні стани їх формуються конфігураціями: для ртуті — протони $(2d_{3/2})^4$ і нейтрони $(3p_{1/2})^1$; для платини — протони $(2d_{3/2})^2$ і нейтрони $(3p_{1/2})^1$.

Ізомерний стан для обох ядер формується оболонкою $1i_{13/2}$.

Вимірювали наведену активність за допомогою спектрометра з $\text{Ge}(\text{Li})$ — детектором об'ємом 100 см^3 . Як мішень використовували платинову фольгу товщиною 0.7 г/см^2 і таблетки з окису ртуті діаметром 20 мм і вагою 2 г. Уводили поправки на самопоглинання гамма-квантів у мішені. Ділянку гамма-спектра від ртутної мішені, опроміненої при максимальній енергії гальмівного спектра $E_{\gamma m} = 8 \text{ МеВ}$, зображено на рис. 2, де n — номер каналу аналізатора, N — кількість імпульсів у каналі. Для перевірки абсолютного моніторингування разом із мішенню HgO опромінювався й вимірювався зразок індію діаметром 20 мм і вагою 0.134 г. На рис. 2 чітко видно максимуми з енергіями 158 кеВ і 374 кеВ, відповідальні за розпад метастабільного стану $13/2^+$ ізотопу ^{199}Hg , а також максимум 336 кеВ від розпаду ^{115m}In . Із кривих виходів перерізи розраховували методом оберненої матриці [11].

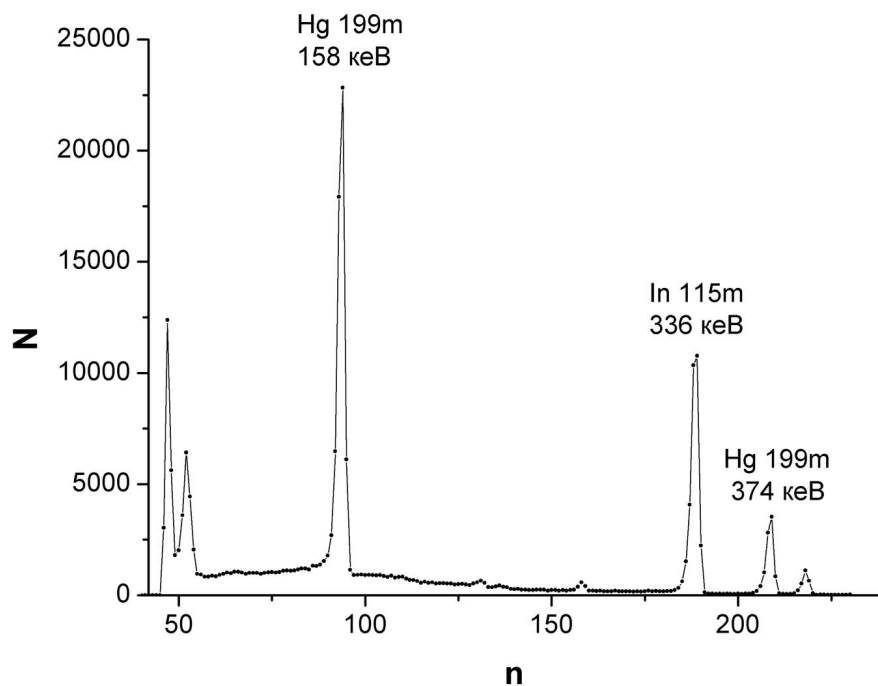


Рис. 2. Фрагмент апаратного гамма-спектра від розпаду наведеної активності ртутної мішені.

Ізотоп	J_m^π	J_g^π	ΔJ	$T_{1/2}$	E_γ (кеВ)	I (%)	E_m (кеВ)
^{195}Pt	$13/2^+$	$1/2^-$	6	4.02 дня	98; 129	11.0; 2,7	259.3
^{199}Hg	$13/2^+$	$1/2^-$	6	42.6 хв	158; 374	52; 14	532.4

Таблиця. Спектроскопічні характеристики ядер ^{195}Pt і ^{199}Hg .

Одержані в ділянці енергій 4–10 MeV перерізи реакцій непружного розсіювання гамма-квантів $^{195}\text{Pt}(\gamma, \gamma')^{195m}\text{Pt}$ та $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$ зображено на рис. 3. Вони мають одногорбий характер із максимумами в околі порогів (γ, n) реакцій. Отже, максимум перерізу реакції $(\gamma, \gamma')^m$ для платини-195 знаходимо при енергії 6.0 MeV, для ртуті-199 — при 6.5 MeV. Пороги (γ, n) реакцій B_n для цих ядер становлять 6.1 MeV і 6.6 MeV відповідно.

При енергіях поглинутих гамма-квантів в околі і вище від порогів (γ, n) реакцій на ядрах ^{195}Pt , ^{199}Hg збуджуються компаунд-стани складної природи. Оскільки основний рівень обох ядер має спін-парність $J_g^\pi = 1/2^-$, то при поглинанні $E1$ гамма-квантів утворюються стани з $J_C^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$. Відомо, що в ієрархії мультипольностей гамма-переходів між рівнями домінує ймовірність $E1$ -переходів. Але є дані, що в м'яких CC' -переходах імовірнішою може бути мультипольність $M1$ [12]. Таким чином, низько розташовані (259 кеВ, 532 кеВ) метастабільні рівні з $J_m^\pi = 13/2^+$ можуть заселятися каскадом мінімум із п'яти переходів, причому в каскаді, який складається, в основному, з дипольних гамма-квантів, має бути хоч один $M1$ або $E2$ перехід для збереження парності. У такому складному каскаді можуть бути як CC' -, CS' -, так і SS' -переходи.

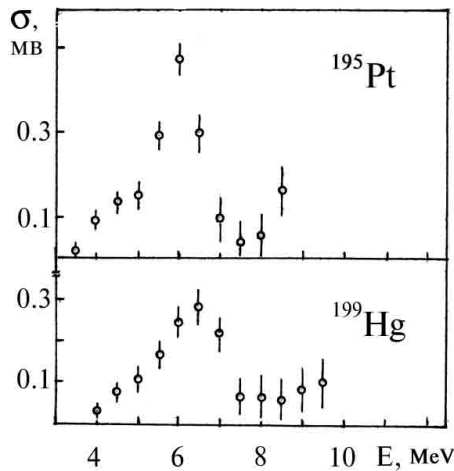


Рис. 3. Перерізи реакцій $(\gamma, \gamma')^m$ для ядер ^{195}Pt та ^{199}Hg .

Одержані експериментальні перерізи реакцій $^{195}\text{Pt}(\gamma, \gamma')^{195m}\text{Pt}$ і $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma')^{199m}\text{Hg}$ дають змогу визначити ізомерні відношення перерізів $r = \sigma_m / \sigma_{\text{tot}}$, використовуючи для розглянутих ядер повні перерізи фотопоглинання σ_{tot} [13,14]. Експериментальні ізомерні відношення r ми визначали в околі максимумів перерізів реакцій $(\gamma, \gamma')^m$, тобто там, де відносна середньоквадратична похибка визначення r мінімальна. При цьому похибка становить $\sim 15\%$. За повні перерізи фотопоглинання в ділянці порогів (γ, n) реакцій і нижче брали значення лоренціанів, які апроксимують переріз σ_{tot} . У результаті ми отримали такі величини ізомерних відношень: для платини-195 — $r = 0.014$ при $E = 5.5$ MeV і $r = 0.018$ при $E = 6.0$ MeV і для

ртуті-199 — $r = 0.0146$ при $E = 6.0$ і $r = 0.013$ при $E = 6.5$ MeV.

Для теоретичної оцінки r ми розрахували ізомерні відношення для досліджуваних реакцій в інтервалі 4–10 MeV. Розрахунок проведено в межах простої каскадно-випарювальної моделі у світлі уявлень статистичної теорії фермі-газу [15].

У розрахунках припускалося, що ядром поглинається $E1$ гамма-квант і утворюється складове ядро. Збудження ядра знімається каскадом дипольних гамма-переходів, останній з яких заселяє ізомерний або основний стан. Для опису густини ядерних рівнів і їх розподілу за спінами J використано формулу Бете-Блоха [16]:

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

де σ — параметр обмеження за спіном, який можна записати у вигляді [16]:

$$\sigma^2 = 0.0889\sqrt{aU}A^{2/3}.$$

Оцінки середньої енергії гамма-кванта \bar{E} в каскаді та середньої кількості переходів \bar{N} визначаються простими співвідношеннями [15,19]:

$$\bar{E} = 4(U/a - 5/a^2)^{1/2},$$

$$\bar{N} = 1/2\sqrt{aU}.$$

Тут A — масове число, a — параметр густини рівнів, U — енергія збудження, в ролі якої приймається ефективна енергія [17]. Докладніше процедуру розрахунків описано в праці [18].

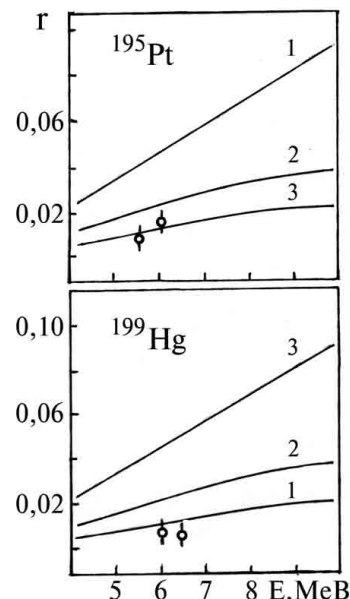


Рис. 4. Порівняння експериментальних ізомерних відношень із розрахунками.

Результати розрахунків показано суцільними лініями на рис. 4, а експериментальні значення ізомерних відношень — точками. Крива 1 — розрахунки при фіксації σ на рівні 2.5. Крива 2 — при фіксації $\sigma = 3$ і крива 3 — результати обчислень без вільних параметрів. Незважаючи на те, що розраховується один простий гамма-каскад і процедура обчислень абсолютно прозора, із рисунка видно, що для гамма-квантів з енергіями 5–7 MeV узгодження з експериментом досягається при фіксації параметра обмеження спіну $\sigma \approx 2.5$. Без цього обмеження теорія дає суттєво завищені результати. Ліпшого узгодження розрахунків з експериментом також можна досягти, накладаючи обмеження на кількість гамма-переходів у каскаді на рівні $\bar{N}=2-3$. Одержані результати нашою думкою, що в досліджуваній ділянці можливості статистичної теорії фермі-газу обмежені і вона не може дати послідовних, правильних результатів при розрахунку гамма-каскадів.

Останнім часом в експериментах із вивчення струк-

тури гамма-каскадів при розпаді компаунд-станів з енергіями B_n , одержаних у реакціях (n, γ) на теплових нейтронах, показано важливу роль двоквантових переходів. Експериментально спостережене підсилення інтенсивності двоквантових каскадів суттєво розходяться з розрахунками, що використовують фермі-газові уявлення про ядро [20, 21].

У роботі [22] відзначено, що параметри цієї моделі реально неможливо змінити так, щоб модифікована модель могла забезпечити збільшення розрахункової інтенсивності каскадів у кілька разів. Практично єдиним можливим варіантом залишається модифікація уявлень узагальненої моделі надтекучого ядра. Зусилля в межах такого підходу [20, 21, 23] дали змогу якісно, але досить приблизно пояснити це явище: підсилення інтенсивності двоквантових каскадів важких ядер при енергіях збудження на 2–3 MeV нижче від B_n зумовлено суттєвим зменшенням густини рівнів у нижній половині збуджених станів порівняно зі значеннями, які дає теорія фермі-газу.

-
- [1] Ю. П. Гангрский, В. М. Мазур, Физ. элем. частиц ат. ядра **33**, 158 (2002).
- [2] H. R. Lukens, F. M. Graber *et al.*, Trans. Am. Nucl. Soc. **10** (1), 90 (1967).
- [3] Ph. Breban, G. Blondiaux, M. Valladon *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **158**, 205 (1979).
- [4] Á. Veres, Isotopotechnika **19**, 449 (1976).
- [5] L. Lakosi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **114**, 13 (1974).
- [6] E. L. Booth, J. Brownsow, Nucl. Phys. A **98**, 529 (1967).
- [7] M. Boivin, F. Perrin, C. R. Acad. Sci. Ser. B **264** (86), 1870 (1967).
- [8] C. P. Swann, F. R. Metzger, Phys. Rev. **100**, 1329 (1955).
- [9] Н. Г. Гусев, Г. П. Дмитриев, *Квантовое излучение радиоактивных нуклидов* (Атомиздат, Москва, 1977).
- [10] E. Browne, R. V. Firestone, *Table Rad. Isotopes* (Wiley, New York, 1986).
- [11] О. В. Богданкевич, Ф. А. Николаев, *Работа с пучком тормозного излучения* (Атомиздат, Москва, 1964).
- [12] С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, Ю. П. Попов *и др.*, *Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра* (Наука, Ленинград, 1981).
- [13] A. V. Varalamov *et al.*, *Atlas of Giant Dipole Resonances* (IAEA, INDC (NDS)-394, Vienna, 1999).
- [14] A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, J. Phys. **36**, 267 (1975).
- [15] Л. Я. Арифов, Б. С. Мазитов, В. Г. Уланов, Яд. физ. **34**, 1028 (1981).
- [16] А. В. Малышев, *Плотность уровней и структура атомных ядер* (Атомиздат, Москва, 1969).
- [17] В. С. Ставинский, Физ. элем. частиц ат. ядра **3**, 832 (1972).
- [18] З. М. Биган, В. М. Мазур, З. З. Торич, препринт КИЯИ-84-10 (Киев, 1984).
- [19] В. М. Струтинский, Л. В. Грошев, М. К. Акимова, Журн. эксп. теор. физ. **38**, 598 (1960).
- [20] С. Т. Бонева, Э. В. Васильева, В. Д. Кулик, Физ. элем. частиц ат. ядра **22** (2), 479 (1991).
- [21] С. Т. Бонева, Э. В. Васильева, В. Д. Кулик, Физ. элем. частиц ат. ядра **22** (6), 1433 (1991).
- [22] Э. В. Васильева, А. М. Суховой, В. А. Хитров, Физ. элем. частиц ат. ядра **31** (2), 350 (2000).
- [23] А. М. Суховой, В. А. Хитров, Изв. Акад. Наук РФ, сер. физ. **40** (3), 573 (1997).

NELASTIC SCATTERING OF GAMMA-QUANTA ON THE ^{195}Pt AND ^{199}Hg NUCLEI AT 4–10 MeV ENERGY RANGE

V. M. Mazur, Z. M. Bigan, D. M. Simochko, G. F. Pitchenko
Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
21 Universytetska St., Uzhgorod, UA-88016, Ukraine

Cross-sections of gamma-quanta inelastic scattering with the excitation of isomer states ^{195}Pt and ^{199}Hg nuclei are measured at 4–10 MeV energies. The experimental results are compared with those calculated within the framework of cascade-evaporation model.