

## АНОМАЛІЇ В КОЕФІЦІЄНТАХ ВНУТРІШНЬОЇ КОНВЕРСІЇ ЗАГАЛЬМОВАНИХ РОТАЦІЙНИХ ГАММА-ПЕРЕХОДІВ

В.І. КИРИЦУК, А.П. ЛАШКО, Т.М. ЛАШКО

Інститут ядерних досліджень НАН України  
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: lashkoa@kinr.kiev.ua)

УДК 539.163  
© 2012

Продовжено цикл робіт щодо дослідження ефекту проникнення в  $M1$ -компоненті загальмованих ротаційних  $\gamma$ -переходів. Ефект зумовлений різними правилами добору для матричних елементів  $\gamma$ -випромінювання та внутрішньоядерної конверсії. Вперше визначено величину параметра проникнення  $\lambda$  для  $M1$ -компоненти  $\gamma$ -переходу з енергією 129 кеВ в  $^{191}\text{Ir}$ . Наведено результати досліджень аналогічних переходів в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{165}\text{Er}$  та  $^{177}\text{Hf}$ . При порівнянні експериментальних матричних елементів проникнення з їх теоретичними значеннями, обчисленими в моделі Нільсона, знайдено перенормування гіромагнітних відношень для спін-мультипольної взаємодії в  $M1$ -конверсійних переходах:  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p) = 0,574 \pm 0,023$  та  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n) = 0,59 \pm 0,07$ .

вимог виконання законів збереження енергії, кутового моменту та парності в радіаційних і конверсійних переходах ядер. Однак, пізніше виявилось [2], що цей висновок справедливий лише у тому випадку, коли  $\gamma$ -випромінювання цього переходу не є значно загальмованим у порівнянні з оцінкою ймовірності одночастинкового переходу. Якщо ж у наведеному розумінні перехід заборонений, то тоді значення КВК може бути суттєво залежним від структури ядра.

Мова йде про аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії  $\gamma$ -променів, зумовлених ефектом проникнення. Під ефектом проникнення або внутрішньоядерною конверсією в теорії внутрішньої конверсії розуміють поправку в КВК, яка виникає при заміні перехідних електромагнітних потенціалів, обчислених для точкового ядра (які виникають в момент переходу ядра з одного ядерного рівня на інший), на перехідні потенціали, обчислені для ядра певного розміру.

Згідно з роботою [2] матричний елемент конверсійного переходу, обчислений з урахуванням того, що ядро має певні розміри, розділяється на дві складові:

$$\langle M_e \rangle = \langle M_e \rangle_{r < R} + \langle M_e \rangle_{r > R} \quad (2)$$

для області  $r < R$  і  $r > R$ , де  $r$  і  $R$  – координати електрона і нуклона, що взаємодіють при переході. Матричний елемент  $\langle M_e \rangle_{r > R}$ , як і у випадку точкового ядра, виявляється пропорційним матричному елементу  $\gamma$ -переходу  $\langle U_\gamma \rangle$ . Тому КВК

$$\alpha = \left| \frac{\langle M_e \rangle}{\langle U_\gamma \rangle} \right|^2 = \sum_{\kappa} |M_{\kappa} + i\Delta_{\kappa}|^2, \quad (3)$$

### 1. Вступ

Внутрішня конверсія  $\gamma$ -променів – процес, за якого атомне ядро, переходячи з одного збудженого стану в інший, з меншою енергією, передає енергію збудження безпосередньо одному з електронів оболонки, у результаті чого електрон вилітає з атома. Відношення кількості конверсійних електронів  $N_e$ , котрі вилетіли з атома, до кількості  $\gamma$ -квантів  $N_\gamma$ , що покинули ядро за той самий час, називається коефіцієнтом внутрішньої конверсії  $\gamma$ -променів  $\alpha$  (скорочено КВК) [1]:

$$\alpha = N_e / N_\gamma. \quad (1)$$

Ще в перших теоретичних роботах зроблено висновок про те, що КВК слугують характеристикою ядерного переходу, яка не залежить від деталей ядерної структури. Метод визначення за допомогою КВК спінів і парності ядерних рівнів тривалий час вважали цілком незалежним від будь-яких теоретичних припущень щодо будови ядра, крім найбільш загальних

де  $M_{\kappa}$  – нормальний конверсійний матричний елемент, який не залежить від ядерних змінних, а

$$\Delta_{\kappa} = \frac{\langle M_e \rangle_{r < R}}{\langle U_{\gamma} \rangle} \quad (4)$$

відображає внесок від внутрішньоядерної конверсії; квантове число  $\kappa = (l - j)(2j + 1)$  характеризує стан електрона після процесу конверсії, де  $j$  – повний, а  $l$  – орбітальний моменти електрона.

З метою спрощення розрахунків функції Ханкеля і Бесселя та електронні хвильові функції, що входять у вираз для внутрішньоядерного конверсійного матричного елемента  $\langle M_e \rangle_{r < R}$ , зручно розкласти у ряд за степенями  $r^n$ , оскільки всередині ядра  $r < R_0$ . Після цього інтегрування за електронними змінними виконується в явному вигляді і  $\Delta_{\kappa}$  можна подати як лінійну комбінацію так званих електронних параметрів та ядерних параметрів проникнення.

Ефект проникнення у випадку переходів магнітної мультипольності можна описати одним ядерним параметром [3]:

$$\lambda = \frac{\langle f \| \hat{\mathbf{J}}_n \mathbf{T}_L^{(0)*} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{L+2} \| i \rangle}{\langle f \| \hat{\mathbf{J}}_n \mathbf{T}_L^{(0)*} \left( \frac{R}{R_0} \right)^L \| i \rangle}, \quad (5)$$

де  $\hat{\mathbf{J}}_n$  – оператор ядерного струму переходу;  $\mathbf{T}_L^{(0)}$  – векторні сферичні функції;  $R_0$  – радіус ядра,  $R_0 = 1,2A^{1/3}$  фм;  $L$  – порядок мультипольності.

Величина  $\lambda$  визначена формулою (5) як відношення безрозмірних матричних елементів проникнення і випромінювання. Внутрішньоядерний конверсійний матричний елемент як виглядом підінтегральних функцій, так і межами інтегрування відрізняється від радіаційного матричного елемента.

Зазвичай, поправки, зумовлені ефектом проникнення, не перевищують 2% і помітно не впливають на величину КВК. Абсолютно іншу ситуацію маємо у випадку загальмованих  $\gamma$ -переходів. Загальмованість  $\gamma$ -переходу означає, що знаменник у формулі (5) суттєво зменшений. У цьому випадку внесок від внутрішньоядерної конверсії може тепер стати основним і визначати собою величину КВК. При цьому, безумовно, необхідно, щоб правила добору, відповідальні за зменшення ймовірності  $\gamma$ -випромінювання, не впливали (або впливали несуттєво) на ймовірність внутрішньоядерної конверсії. Дійсно, у деяких випадках (так звана “випадкова” заборона  $M1$ -переходів;  $l$ -заборона; заборона за асимптотичними квантовими числами в деформованих ядрах) правила добо-

ру для матричних елементів  $\gamma$ -випромінювання і внутрішньоядерної конверсії виявляються різними [4], а КВК аномальними. Саме перший випадок і є предметом наших досліджень.

## 2. Вибір об'єктів досліджень

В узагальненій моделі ядра приведена імовірність переходу  $M1$  між рівнями ротаційної смуги (для  $K \neq 1/2$ ) визначається формулою [5]:

$$B(M1, I + 1 \rightarrow I) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 \times \frac{K^2(I + 1 + K)(I + 1 - K)}{(I + 1)(2I + 3)}. \quad (6)$$

Гіромагнітні відношення для внутрішнього і колективного рухів ( $g_K$  та  $g_R$ ), які входять в (6), пов'язані з магнітним моментом  $\mu_0$  основного стану смуги таким виразом:

$$\mu_0 = \frac{I_0}{I_0 + 1} (g_K I_0 + g_R). \quad (7)$$

Вони можуть бути обчислені за допомогою експериментально виміряних значень  $B(M1)$  і  $\mu_0$ .

У деяких випадках гіромагнітні відношення остова і частинки поза ним ( $g_R$  та  $g_K$ ) виявляються близькими за величиною. Це приводить до “випадкової” заборони  $M1$ -переходів у деформованих ядрах.

Експериментальні значення  $g_R$  для ядер з непарним  $A$  в середині області деформації концентруються поблизу величини  $\sim 0,3$ , на краях області наближуються до оцінки узагальненої моделі  $g_R \cong Z/A$ , яка ґрунтується на припущенні про рух рівномірно зарядженої ядерної речовини [6]. Водночас  $g_K$ -фактор змінюється у більш широкі межі і є характерною величиною, яку можна використати для ідентифікації конфігурації [7]. Аналізуючи дані магнітних  $g_K$ -факторів для непарних деформованих ядер з роботи [8], ми прийшли до висновку, що “випадкова” заборона  $M1$ -переходів може спостерігатись у ротаційних смугах, побудованих як на одночастинкових станах непарного протона – (3/2[402] і 7/2[404]), так і на одночастинкових станах непарного нейтрона – (5/2[523] і 7/2[514]). Оскільки очікуваний внесок у КВК, зумовлений ефектом проникнення, згідно з теоретичними оцінками не буде перевищувати кількох відсотків [9], необхідні прецизійні виміри коефіцієнтів внутрішньої конверсії для

Т а б л и ц я 1. Основні характеристики загальмованих ротаційних  $M1$ -переходів у деформованих ядрах та експериментальні значення ядерних параметрів проникнення

Ядро	$E_\gamma$ , кеВ	$K[Nn_Z\Lambda]$	$J_i^\pi, J_f^\pi$	$F_W$	$\lambda^{\text{exp}}$	Робота
$^{161}_{66}\text{Dy}$	57,2	3/2[521]	5/2 <sup>-</sup> , 3/2 <sup>-</sup>	19 ± 4	$-7_{-8}^{+6}$	[12]
					$-(4, 0 \pm 4, 2)$	[13]
$^{163}_{68}\text{Er}$	84,0	5/2[523]	7/2 <sup>-</sup> , 5/2 <sup>-</sup>	700 ± 100	-	
$^{165}_{67}\text{Ho}$	94,7	7/2[523]	9/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>	3,6 ± 0,2	$2 \leq \lambda \leq 5$	[14]
					$4, 4_{-3,9}^{+2,1}$	[15]
$^{165}_{68}\text{Er}$	77,3	5/2[523]	7/2 <sup>-</sup> , 5/2 <sup>-</sup>	870 ± 70	-	
$^{175}_{71}\text{Lu}$	113,8	7/2[404]	9/2 <sup>+</sup> , 7/2 <sup>+</sup>	28 ± 1	$8, 4_{-2,5}^{+2,2}$	[16]
					$-(3 \pm 1)$	[17]
					$(3, 3 \pm 4, 1)^*$	[18]
					$(3, 8 \pm 4, 1)^*$	[18]
					$\approx 2$	[19]
					$-(3 \pm 1)$	[20]
$^{177}_{72}\text{Hf}$	113,0	7/2[514]	9/2 <sup>-</sup> , 7/2 <sup>-</sup>	2300 ± 500	$-(0, 6 \pm 2, 0)$	[21]
					$5, 6 \pm 8, 4$	[22]
$^{177}_{72}\text{Hf}$	136,7	7/2[514]	11/2 <sup>-</sup> , 9/2 <sup>-</sup>	900 ± 400	-	
$^{181}_{73}\text{Ta}$	136,3	7/2[404]	7/2 <sup>+</sup> , 5/2 <sup>+</sup>	14,7 ± 0,9	-	
$^{191}_{77}\text{Ir}$	129,4	3/2[402]	5/2 <sup>+</sup> , 3/2 <sup>+</sup>	39 ± 1	-	
$^{193}_{77}\text{Ir}$	138,9	3/2[402]	5/2 <sup>+</sup> , 3/2 <sup>+</sup>	32 ± 1	-	

\* П р и м і т к а: при  $\delta^2(E2/M1)$  з різних робіт.

цих переходів. Вони можуть бути виконані тільки на магнітному  $\beta$ -спектрометрі високої роздільної здатності і, оскільки світлосила таких приладів незначна, тільки для  $\gamma$ -переходів достатньої інтенсивності і прийнятним періодом напіврозпаду материнського ядра.

У табл. 1 наведено основні характеристики найбільш перспективних для таких досліджень  $M1$ -переходів, а також експериментальні значення ядерних параметрів проникнення  $\lambda$  з робіт інших авторів. Фактори заборони  $\gamma$ -випромінювання  $F_W$  відносно оцінок Вайскопфа розраховані нами за даними [10]. В огляді [11] наведено результати ще для двох ротаційних  $M1$ -переходів (в  $^{161}\text{Dy}$  і  $^{165}\text{Ho}$ ). Вони мають великі  $|g_K - g_R|$  і, як наслідок, малі фактори заборони. Ці дані також включено до таблиці.

Як видно з табл. 1, найбільші фактори заборони для  $M1$ -переходів спостерігаються в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{165}\text{Er}$  і  $^{177}\text{Hf}$ . Для них же варто очікувати і найбільші аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії. Для  $^{163}\text{Er}$  і  $^{165}\text{Er}$  ядерні параметри проникнення не вимірювали взагалі, для  $^{177}\text{Hf}$  дані суперечливі. Похибка визначення  $\lambda$  занадто велика також і для інших  $M1$ -переходів. Зокрема, для  $^{175}\text{Lu}$  середньозважене значення становить  $\lambda = -(0, 7 \pm 1, 4)$ . Мета наших досліджень – уточнити дані про КВК загальмованих ротаційних переходів в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{165}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$ ,  $^{191}\text{Ir}$  і отримати

прийнятні для подальшого аналізу експериментальні величини параметрів проникнення.

### 3. Методика аналізу аномалій у КВК змішаних ( $M1 + E2$ )-переходів

Параметр проникнення  $\lambda$  і параметр змішування  $\delta$  знаходять за розв'язками системи рівнянь для абсолютних або відносних КВК. Для будь-якої  $i$ -підоболонки змішаного ( $M1 + E2$ )-переходу експериментальні КВК, з урахуванням ефекту проникнення в  $M1$ -компоненті, мають вигляд [23]:

$$\alpha_{i,\text{exp}} = \frac{\alpha_i(M1)(1 + B_1^i\lambda + B_2^i\lambda^2) + \delta^2\alpha_i(E2)}{1 + \delta^2}, \quad (8)$$

де  $B_1^i$  і  $B_2^i$  – параметри, які залежать тільки від хвильових функцій електрона і табульовані у роботі [23];  $\alpha_i(M1)$  і  $\alpha_i(E2)$  – теоретичні значення КВК на  $i$ -підоболонці для  $M1$ - і  $E2$ -переходів відповідно;  $\alpha_{i,\text{exp}}$  – експериментальні значення КВК на  $i$ -підоболонці.

Аналогічний вираз можна записати і для відношень КВК:

$$\left(\frac{\alpha_i}{\alpha_j}\right)_{\text{exp}} = \frac{\alpha_i(M1)(1 + B_1^i\lambda + B_2^i\lambda^2) + \delta^2\alpha_i(E2)}{\alpha_j(M1)(1 + B_1^j\lambda + B_2^j\lambda^2) + \delta^2\alpha_j(E2)}. \quad (9)$$

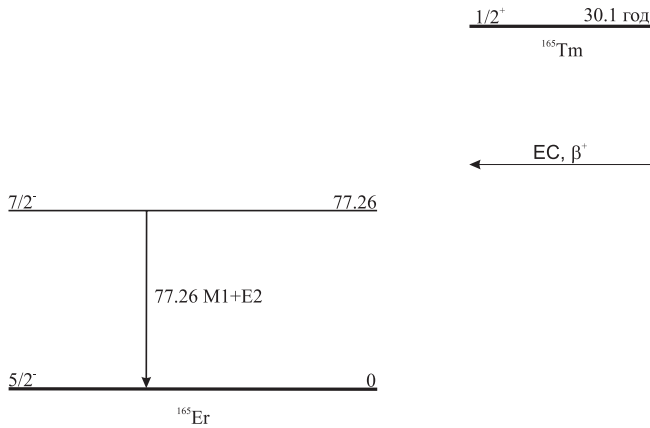


Рис. 1. Фрагмент схеми розпаду  $^{165}\text{Tm}$

Систему рівнянь (8), (9) розв’язували шляхом мінімізації функціонала за методом найменших квадратів

$$\chi_{\min}^2 = \left( \frac{\alpha_{i,\text{exp}} - \alpha_i(\lambda, \delta)}{\Delta\alpha_{i,\text{exp}}} \right)^2 + \sum_{i,j} \left( \frac{(\alpha_i/\alpha_j)_{\text{exp}} - \alpha_i(\lambda, \delta)/\alpha_j(\lambda, \delta)}{\Delta(\alpha_i/\alpha_j)_{\text{exp}}} \right)^2, \quad (10)$$

де  $\alpha_{i,\text{exp}}$ ,  $\Delta\alpha_{i,\text{exp}}$ ,  $(\alpha_i/\alpha_j)_{\text{exp}}$ ,  $\Delta(\alpha_i/\alpha_j)_{\text{exp}}$  – експериментальні значення КВК і відношень КВК на  $i$ - і  $j$ -підоболонках зі своїми похибками;  $\alpha_i(\lambda, \delta)$ ,  $\alpha_j(\lambda, \delta)$  і  $\alpha_i(\lambda, \delta)/\alpha_j(\lambda, \delta)$  – теоретичні значення КВК і відношень КВК на  $i$ - і  $j$ -підоболонках, які залежать від значень  $\lambda$  і  $\delta$ , які є параметрами підгонки за методом  $\chi_{\min}^2$ .

Щоб уникнути локальних мінімумів, початкові значення  $\lambda$  і  $\delta$  знаходили з розв’язків системи рівнянь (8), (9) графічним методом. Теоретичні значення КВК отримані за допомогою інтерполяції табличних значень з роботи [24], а електронних параметрів – з роботи [23].

Стандартні похибки визначаються за допомогою співвідношення:

$$\chi^2(\lambda^{\text{opt}} \pm \Delta\lambda) = \chi_{\min}^2 + 1, \quad (11)$$

де  $\lambda^{\text{opt}}$  – оптимальне значення параметра  $\lambda$ , яке мінімізує величину  $\chi^2$ . При цьому всі інші параметри фіксовані і відповідають своїм оптимальним значенням.

Аналогічно визначаються і похибки  $\delta$ .

## 4. Експеримент

Перші експерименти в цьому напрямку виконано нами на початку 90-х років [25, 26] і продовжуються нині.

Спектри електронів внутрішньої конверсії (ЕВК)  $\gamma$ -переходів вимірюно на магнітному  $\beta$ -спектрометрі типу  $\pi\sqrt{2}$  із залізним ярмом і радіусом рівноважної орбіти 50 см [27]. Вимірювали залежність швидкості лічби електронів від прикладеної напруги між джерелом випромінювання і камерою спектрометра, при цьому магнітне поле залишалося постійним і стабілізувалося в трьох точках вздовж радіуса методом ядерного магнітного резонансу. Роздільна здатність спектрометра становила 0,04% по імпульсу при тілесному куті 0,07% від  $4\pi$ . Він дає змогу визначати відносні інтенсивності конверсійних ліній з точністю до 1%.

Для пошуку аномалій у коефіцієнтах внутрішньої конверсії змішаних (M1+E2)-переходів дуже важливо мати прецизійні дані не тільки про відносні, а і про абсолютні КВК на різних підоболонках атома. Оскільки при визначенні коефіцієнтів внутрішньої конверсії шляхом прямого зіставлення інтенсивностей ЕВК і  $\gamma$ -променів дуже важко досягти необхідної точності, ми визначали їх так. У спектрах ЕВК і  $\gamma$ -променів, близько по енергії до шуканого переходу, вибирали перехід добре відомої мультипольності, теоретичні значення КВК якого використовували як нормуючі. Вимірявши відношення інтенсивностей ЕВК і  $\gamma$ -променів цих двох переходів, абсолютні значення КВК можна визначити за формулою

$$\alpha_i = \alpha_j \frac{I_e^i I_\gamma^j}{I_e^j I_\gamma^i}, \quad (12)$$

де  $I_e^{i,j}$ ,  $I_\gamma^{i,j}$  – експериментальні значення інтенсивностей ЕВК і  $\gamma$ -променів відповідних переходів;  $\alpha_{i,j}$  – абсолютні значення їх коефіцієнтів внутрішньої конверсії.

Для вимірювань  $\gamma$ -спектрів використовували детектори з надчистого германія об’ємом 2 і 160 см<sup>3</sup> з роздільною здатністю 490 і 800 еВ на  $\gamma$ -лінії 122 кеВ  $^{57}\text{Co}$  відповідно. Обробку конверсійних і  $\gamma$ -спектрів виконували за розробленими нами програмами [27–29].

### 4.1. Гамма-перехід з енергією 77 кеВ в $^{165}\text{Er}$

Відношення коефіцієнтів внутрішньої конверсії на  $K$ - і  $L$ -оболонках, а також абсолютний КВК на  $K$ -оболонці  $^{165}\text{Er}$  для цього  $\gamma$ -переходу були отримані

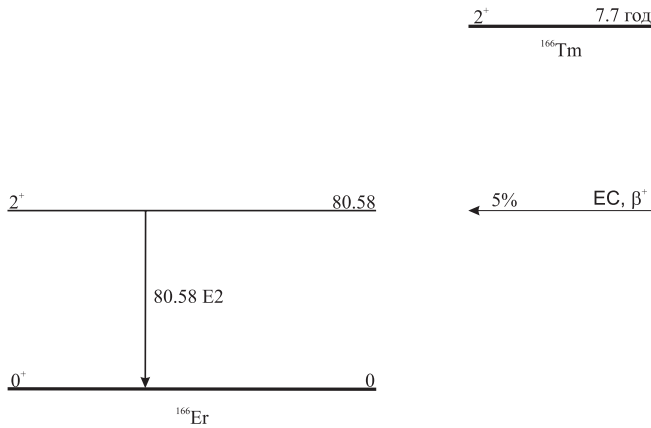


Рис. 2. Фрагмент схеми розпаду  $^{166}\text{Tm}$

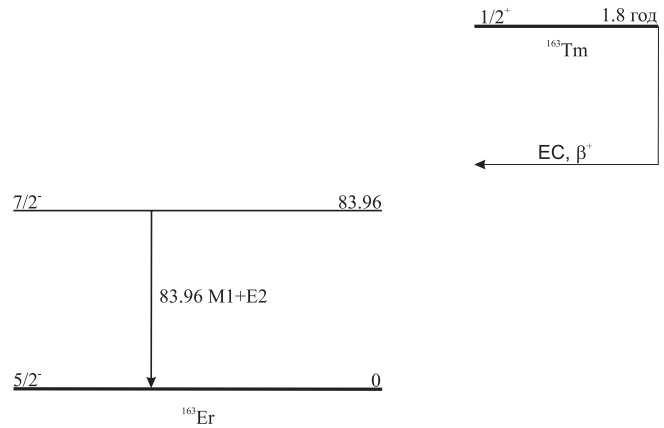


Рис. 3. Фрагмент схеми розпаду  $^{163}\text{Tm}$

при вивченні конверсійного спектра  $^{165}\text{Tm}$  ( $T_{1/2} = 30,1$  год) [30–33], фрагмент схеми розпаду якого зображено на рис. 1. Точність цих вимірів невисока, до того ж і результати різних робіт погано узгоджуються між собою. Одержати з цих даних параметри проникнення  $\lambda$  і змішування  $\delta(E2/M1)$  неможливо, чим, власне кажучи, пояснюється їх відсутність у табл. 1. Не прояснюють ситуацію і результати кореляційних вимірювань [34].

Для  $M1$ -конверсії на  $L_3$ -підоболонці КВК майже не залежать від ядерних параметрів  $\lambda$  внаслідок малості або навіть рівності нулю коефіцієнтів  $B_1$  і  $B_2$  у формулі (8). Але вони містять інформацію про суміш мультипольностей  $\delta^2(E2/M1)$ . Тому разом з вимірами відношень інтенсивностей ЕВК на  $L$ -підоболонках виконано також виміри абсолютного КВК на  $L_3$ -підоболонці  $^{165}\text{Er}$  для переходу  $\gamma 77$  кеВ [26].

Джерела випромінювання  $^{165}\text{Tm}$  отримані в реакції  $(p, 2n)$  при опроміненні мішеней збагаченого  $^{166}\text{Er}$  протонами з енергією  $E_p = 23$  МеВ на ізохронному циклотроні У-240 ІЯД НАНУ. Мішені виготовлено шляхом наплення у вакуумі фториду ербію на алюмінієву основу. Товщина наплення становила приблизно  $50 \text{ мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ .

Для визначення абсолютного КВК на  $L_3$ -підоболонці  $^{165}\text{Er}$  використано той факт, що при опроміненні ербієвої мішені разом з  $^{165}\text{Tm}$  в реакції

**Т а б л и ц я 2.** Експериментальні значення КВК переходу  $\gamma 77$  кеВ на  $L_3$ -підоболонці та відносних інтенсивностей ЕВК на  $L$ -підоболонках  $^{165}\text{Er}$

Підоболонка	$I_e$ , відн. од.	КВК
$L_1$	$0,15 \pm 0,07$	–
$L_2$	$0,91 \pm 0,10$	–
$L_3$	1	$2,27 \pm 0,17$

$(p, n)$  утворюється  $^{166}\text{Tm}$  ( $T_{1/2} = 7,7$  год), в розпаді якого присутній близький за енергією до  $\gamma 77$  кеВ інтенсивний перехід  $\gamma 81$  кеВ мультипольності  $E2$ , теоретичні значення КВК якого можна використовувати як нормуючі. Фрагмент схеми розпаду  $^{166}\text{Tm}$  зображено на рис. 2.

Вимірювання відношень інтенсивностей  $I_\gamma(77)/I_\gamma(81)$  виконано за допомогою НРGe-детектора об'ємом  $160 \text{ см}^3$ . Оскільки це відношення з часом змінюється, виміри  $\gamma$ -спектра приводили до часу вимірювань відношень інтенсивностей ЕВК  $L_3(77)/L_3(81)$  з урахуванням періодів напіврозпаду  $^{165}\text{Tm}$  і  $^{166}\text{Tm}$ .

Результати вимірів наведено у табл. 2. При визначенні абсолютного КВК переходу  $\gamma 77$  кеВ на  $L_3$ -підоболонці  $^{165}\text{Er}$  за формулою (12) для  $E2$ -переходу  $\gamma 81$  кеВ використовували його теоретичне значення  $\alpha_{L_3}(81) = 1,925$  [24].

Виміряні нами відносні інтенсивності ЕВК на  $L$ -підоболонках  $^{165}\text{Er}$  у межах експериментальних похибок узгоджуються з даними [30, 31, 33] і мають вищу точність. Аналіз конверсійних даних з табл. 2 дозволяє отримати для параметра змішування таке значення:  $|\delta(E2/M1)| = 6_{-3}^{+\infty}$  (при  $\lambda \cong 0$ ). Воно добре узгоджується з результатами роботи [34]. На жаль, досягнутої точності вимірювань абсолютних і відносних КВК переходу  $\gamma 77$  кеВ на  $L$ -підоболонках  $^{165}\text{Er}$  виявилось недостатньо, щоб визначити при цьому також величину параметра проникнення  $\lambda$ .

#### 4.2. Гамма-перехід з енергією 84 кеВ в $^{163}\text{Er}$

Ситуація з конверсійними даними для цього переходу нічим не краща, ніж для  $\gamma$ -переходу з енергією 77 кеВ в  $^{165}\text{Er}$ . А оскільки період напіврозпаду материнського ядра  $^{163}\text{Tm}$  (див. рис. 3) становить лише 1,8 годи-

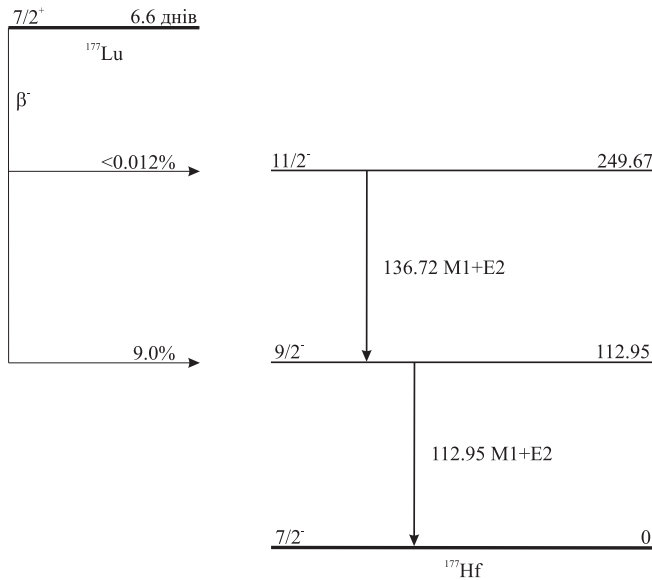


Рис. 4. Фрагмент схеми розпаду  $^{177}\text{Lu}$

ни, отримати їх значно складніше. Для переходу  $\gamma_{84}$  кеВ виміряні відношення КВК на  $K$ - і  $L$ -оболонках, а також абсолютний КВК на  $K$ -оболонці  $^{163}\text{Er}$  [35–37]. Точності цих даних виявилось недостатньо, щоб визначити параметри проникнення  $\lambda$  і змішування  $\delta(E2/M1)$  для цього переходу.

Проведений аналіз показав, що ця задача може бути розв’язана за умови вимірів абсолютного КВК переходу на  $L_3$ -підоболонці  $^{163}\text{Er}$ . Для цього мішені зі збагаченого  $^{166}\text{Er}$  опромінювались спочатку протягом 8 годин протонами з енергією  $E_p = 23$  МеВ, щоб в реакції  $(p, n)$  одержати  $^{166}\text{Tm}$ , а потім протягом 2 годин мішень опромінювалась протонами з енергією  $E_p = 41$  МеВ, щоб в реакції  $(p, 4n)$  отримати  $^{163}\text{Tm}$ . Як і в попередньому випадку, теоретичні значення КВК  $E2$ -переходу з енергією 81 кеВ з розпаду  $^{166}\text{Tm}$  використовували як нормуючі.

Вимірювання відношень інтенсивностей  $I_\gamma(84)/I_\gamma(81)$  виконані НРСє-детектором об’ємом  $160\text{ см}^3$ . Оскільки це відношення змінюється з часом, виміри  $\gamma$ -спектра приводили до часу вимірювань відношень інтенсивностей ЕВК  $L_3(84)/L_3(81)$  з урахуванням періодів напіврозпаду  $^{163}\text{Tm}$  і  $^{166}\text{Tm}$ .

Абсолютний КВК  $\gamma$ -переходу з енергією 84 кеВ на  $L_3$ -підоболонці  $^{163}\text{Er}$  виявився таким:  $\alpha_{L_3}(84) = 0,82 \pm 0,16$ . Спільний аналіз найбільш точних конверсійних даних роботи [37] і виміряного нами абсолютного значення КВК на  $L_3$ -підоболонці дозволив визначити параметр змішування  $|\delta(E2/M1)| = 1,5 \pm 0,1$

і параметр проникнення  $\lambda = 2,5 \pm 1,7$  для  $M1$ -компоненти цього переходу.

### 4.3. Гамма-перехід з енергією 113 кеВ в $^{177}\text{Hf}$

Як видно з табл. 1,  $M1$ -компонента цього переходу має найбільший фактор заборони серед всіх відомих ротаційних переходів у деформованих ядрах. Це приводить до того, що  $\gamma_{113}$  кеВ в  $^{177}\text{Hf}$  є майже чистим  $E2$ -переходом з невеликою домішкою  $M1$ -компоненти. Ця ситуація і пояснює таку велику кількість розбіжностей в оцінці параметрів змішування  $\delta(E2/M1)$ , одержаних як з конверсійних даних, так і з результатів кореляційних вимірювань.

На сьогодні відомо дев’ять експериментальних значень цієї величини (включно з нашими результатами), опублікованих різними авторами в різний час. Всі вони подані у табл. 3. Як видно з таблиці, деякі з них суттєво відрізняються між собою. Становище ускладнюється ще і тим, що для  $M1$ -компоненти цього переходу можливі аномалії у КВК, зумовлені ефектом проникнення. Цю можливість необхідно враховувати при визначенні параметра змішування.

Щоб прояснити ситуацію, нами виконано прецизійні вимірювання відносних інтенсивностей ЕВК на  $L$ -підоболонках  $^{177}\text{Hf}$  для цього переходу [25]. Джерело  $^{177}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 6,6$  днів) отримано в реакції  $(n, \gamma)$  при опроміненні мішеней на реакторі ВВР-М протягом двох тижнів потоком теплових нейтронів інтенсивністю  $5 \cdot 10^{13}$  нейтронів-см $^{-2}$ . Мішені виготовлялися шляхом наплення у вакуумі металічного лютецію на алюмінієву фольгу. Виконано вимірювання на джерелах різних товщин наплення – від 30 до 70 мкг-см $^{-2}$ . Фрагмент схеми розпаду  $^{177}\text{Lu}$  зображено на рис. 4.

Усереднивши результати кількох серій вимірювань, одержали такі значення відносних інтенсивностей ЕВК на  $L$ -підоболонках  $^{177}\text{Hf}$  для переходу  $\gamma_{113}$  кеВ:  $L_1/L_3 = 0,189 \pm 0,002$  і  $L_2/L_3 = 1,109 \pm 0,011$ . При цьому в похибку визначення інтенсивностей конверсійних ліній включено можливу системати-

Т а б л и ц я 3. Експериментальні значення параметра змішування  $\delta(E2/M1)$  для  $\gamma$ -переходу з енергією 113 кеВ в  $^{177}\text{Hf}$

$\delta(E2/M1)$	Робота	$\delta(E2/M1)$	Робота
$-(3,0 \pm 0,8)$	[38]	$-(3,7 \pm 0,3)$	[39]
$-(3,99 \pm 0,25)$	[22]	$-(4,0 \pm 0,2)$	[40]
$(4,20 \pm 0,11)^*$	[25]	$-(4,75 \pm 0,07)$	[21]
$-(4,5 \pm 0,3)$	[41]	$-(4,8 \pm 0,2)$	[42]
$-(4,85 \pm 0,05)$	[43]		

\*Примітка: приведено значення  $|\delta(E2/M1)|$ .

чну похибку, яка за нашими оцінками не перевищує 1% [27].

Наші результати добре узгоджуються з даними Хогберга та ін. [41], однак ставлять під сумнів достовірність результатів Новакова і Холандера [44]. Доповнивши наявні в літературі дані про абсолютні і відносні КВК на *K*-, *L*- і *M*-оболонках отриманими нами результатами, вдалось визначити параметр змішування  $|\delta(E2/M1)| = 4,20 \pm 0,11$  і параметр проникнення  $\lambda = 1,8 \pm 1,4$  для *M1*-компоненти цього переходу. Величина параметра проникнення добре узгоджується з наявною систематикою для переходів такого типу, а це, у свою чергу, підтверджує правильність визначення параметра змішування. Якщо ж, наприклад, взяти  $\delta(E2/M1) = -(4,85 \pm 0,05)$  з [43] і використати його разом з даними про КВК для визначення параметра проникнення, то одержимо  $\lambda = -(4,7 \pm 0,5)$ , яке протирічить теоретичним оцінкам. При цьому  $\chi_{\min}^2 = 6,1$  для розв'язку системи рівнянь (9), (10) методом найменших квадратів на відміну від  $\chi_{\min}^2 = 1,3$  при  $\delta(E2/M1)$  з [25].

#### 4.4. Гамма-перехід з енергією 137 кеВ в $^{177}\text{Hf}$

У табл. 1 фігурує ще один загальмований *M1*-перехід в  $^{177}\text{Hf}$  – між першим і другим збудженим рівнем ротаційної смуги основного стану (див. рис. 4). Його інтенсивність в розпаді  $^{177}\text{Lu}$  на два порядки менша, ніж інтенсивність  $\gamma$ -переходу з енергією 113 кеВ, що дуже ускладнює отримання прецизійних даних про КВК. Було виконано кілька експериментальних робіт [22, 45], однак точність цих вимірювань невисока. Не вдається досягти високої точності і при дослідженні розпаду  $^{177}\text{Ta}$  ( $T_{1/2} = 56$  годин) [40]. Ми намагались уточнити значення відносних та, по можливості, і абсолютних КВК на *L*-підоболонках  $^{177}\text{Hf}$  для цього переходу, використавши для вимірювань спектрів ЕВК магнітний  $\beta$ -спектрометр, в якому реєстрація електронів відбувалась за допомогою мікроканальних пластин [46].

Джерелами випромінювання слугували мішені з природного і збагаченого  $^{176}\text{Lu}$  з товщиною напиле-

**Т а б л и ц я 4.** Експериментальні значення КВК та відносних інтенсивностей ЕВК переходу  $\gamma 137$  кеВ на *L*-підоболонках  $^{177}\text{Hf}$

Підоболонка	$I_e$ , відн. од.	КВК
<i>L</i> <sub>1</sub>	$0,47 \pm 0,11$	–
<i>L</i> <sub>2</sub>	$1,31 \pm 0,18$	$0,25 \pm 0,06$
<i>L</i> <sub>3</sub>	1	$0,13 \pm 0,05$

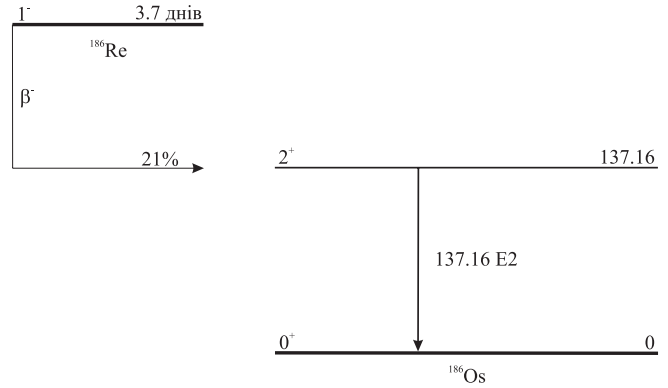


Рис. 5. Фрагмент схеми розпаду  $^{186}\text{Re}$

ння від 30 до 100  $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ , які опромінювались на реакторі протягом тижня. Для вимірів абсолютних КВК виготовлено мішені з суміші природного лютетцію і збагаченого  $^{185}\text{Re}$ , при сумарній товщині наплення  $\leq 70$   $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$ . Утворений при опроміненні тепловими нейтронами  $^{186}\text{Re}$  ( $T_{1/2} = 3,7$  днів) має близький за енергією перехід  $\gamma 137$  кеВ мультипольності *E2* (див. рис. 5), теоретичні значення КВК якого можна використати як нормуючі. Відносні інтенсивності  $\gamma$ -переходів, які нас цікавлять, виміряно за допомогою HPGe-детектора об'ємом 2  $\text{см}^3$  і роздільною здатністю 490 еВ на  $\gamma$ -лінії 122 кеВ  $^{57}\text{Co}$ . Результати вимірювань наведено у табл. 4.

Сукупний аналіз наявних у літературі конверсійних даних для переходу  $\gamma 137$  кеВ в  $^{177}\text{Hf}$  і даних табл. 4 дозволяє одержати для параметра змішування таке значення:  $|\delta(E2/M1)| = 2,3 \pm 0,7$  (при  $\lambda \cong 0$ ). Як і у випадку з переходом  $\gamma 77$  кеВ в  $^{165}\text{Er}$ , досягнутої точності вимірів абсолютних і відносних КВК виявилось недостатньо, щоб визначити при цьому також величину параметра проникнення  $\lambda$ .

#### 4.5. Гамма-перехід з енергією 129 кеВ в $^{191}\text{Ir}$

Коефіцієнти внутрішньої конверсії цього  $\gamma$ -переходу зручно вимірювати при  $\beta$ -розпаді  $^{191}\text{Os}$  ( $T_{1/2} = 15,4$  дня), фрагмент схеми розпаду якого зображено на рис. 6. Відношення інтенсивностей ЕВК на *L*-підоболонках атома, а також КВК на *K*-оболонці визначено різними авторами ще в 60-х роках минулого століття [47–53]. У кращих роботах досягнуто точність близько 3%. Однак її виявилось недостатньо, щоб надійно визначити величину параметра проникнення  $\lambda$  і параметра змішування  $\delta(E2/M1)$ , хоча таку спробу і було зроблено [54]. Досягнута на сьогоднішній день точність кореляційних вимірювань [55] також не дає змоги розв'язати цю задачу. Прорив

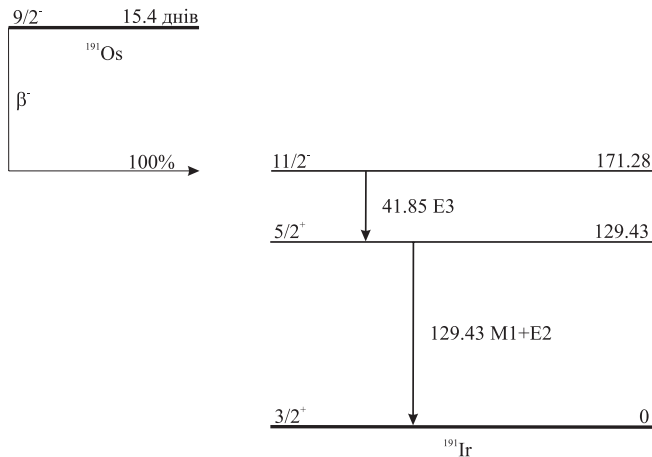


Рис. 6. Фрагмент схеми розпаду  $^{191}\text{Os}$

у цьому напрямку намітився після виходу роботи [56], авторам якої вдалось визначити КВК  $\gamma$ -переходу з енергією 129 кеВ на  $K$ -оболонці  $^{191}\text{Ir}$  з точністю краще 1%. Вирішили спробувати виміряти з такою ж точністю і відношення інтенсивностей ЕВК на  $L$ -підоболонках іридію.

Джерела  $^{191}\text{Os}$  одержано в реакції  $(n, \gamma)$  при опроміненні осмієвих мішеней на реакторі ВВР-М ІЯД НАН України тепловими нейтронами. Мішені було виготовлено шляхом напилення в вакуумі збагаченого до 91,2%  $^{190}\text{Os}$  на алюмінієву основу. Вимірні значення інтенсивностей ліній електронів внутрішньої конверсії виявились такими:  $L_2/L_1 = 0,3076 \pm 0,0030$ ,  $L_3/L_1 = 0,1653 \pm 0,0008$ .

Їх використано разом із даними роботи [56] по КВК цього переходу на  $K$ -оболонці  $^{191}\text{Ir}$   $\alpha_K = 2,134 \pm 0,014$  для знаходження параметра змішування  $\delta(E2/M1)$  і параметра проникнення  $\lambda$ . Отримане нами значення параметра змішування  $|\delta(E2/M1)| = 0,3907 \pm 0,0010$  добре узгоджується з даними кореляційних вимірювань [55], але має при цьому більш високу точність. Величину параметра проникнення  $\lambda = 1,22 \pm 0,09$  для  $M1$ -компоненти  $\gamma$ -переходу з енергією 129 кеВ в  $^{191}\text{Ir}$  визначено вперше.

### 5. Визначення експериментальних значень матричних елементів проникнення. Порівняння теорії з експериментом

Величину  $\lambda$  визначено формулою за (5) як відношення матричних елементів проникнення і випромінювання. Тобто, якщо вимірний парціальний період напіврозпаду для радіаційного переходу, а з КВК одержано експериментальне значення  $\lambda^{\text{exp}}$ , то можна зна-

йти експериментальне значення ядерного матричного елемента проникнення:

$$\langle M_e \rangle^{\text{exp}} = \lambda^{\text{exp}} \times \langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}}. \quad (13)$$

Експериментальне значення матричного елемента для  $\gamma$ -випромінювання  $M1$ -мультипольності  $\langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}}$ , у свою чергу, можна знайти з приведеної ймовірності  $B(M1)$   $\gamma$ -переходу:

$$\langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}} = [(2I_i + 1)B(M1)]^{1/2}. \quad (14)$$

У табл. 5 наведено експериментальні значення матричних елементів проникнення  $\langle M_e \rangle^{\text{exp}}$ , вимірних для ротаційних  $\gamma$ -переходів у  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  і  $^{191}\text{Ir}$ . При їх обчисленні використано величини  $B(M1)$  з роботи [10].

З аномальних КВК визначається знак  $\lambda^{\text{exp}}$ . Знак матричних елементів проникнення  $\langle M_e \rangle^{\text{exp}}$  залишається невідомим, оскільки з наведених ймовірностей  $\gamma$ -переходів можна одержати лише абсолютні значення  $\langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}}$ . Однак, як відзначалось у роботі [3], знак  $\langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}}$  можна визначити з теоретичних значень  $\langle M_e \rangle^{\text{th}}$  так:

$$\text{sign} \langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}} = \text{sign} \lambda^{\text{exp}} \times \text{sign} \langle M_e \rangle^{\text{th}}. \quad (15)$$

Оскільки для всіх досліджуваних нами  $M1$ -переходів  $\text{sign} \lambda^{\text{exp}}$  додатний, то знак  $\langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}}$  визначається знаком  $\langle M_e \rangle^{\text{th}}$ . А він від'ємний для одноквазічастинкових нейтронних переходів  $7/2^-5/2[523] \rightarrow 5/2^-5/2[523]$  в  $^{163}\text{Er}$  і  $9/2^-7/2[514] \rightarrow 7/2^-7/2[514]$  в  $^{177}\text{Hf}$ , але додатний для одноквазічастинкового протонного переходу  $5/2^+3/2[402] \rightarrow 3/2^+3/2[402]$  в  $^{191}\text{Ir}$ .

Теоретичний вираз для ядерних матричних елементів  $\gamma$ -випромінювання і проникнення, а також подробиці, пов'язані з їх обчисленням у різних моделях ядра, викладено у роботах [3, 9, 57, 58].

Аналіз  $M1$ -переходів з  $\Delta K = 0, \pm 1$  в деформованих ядрах зручно вести за допомогою таблиць радіаційних і конверсійних матричних елементів, обчислених у моделі Нільсона [59–62]. Згідно з роботою [59] у випадку  $K \neq 1/2$ :

$$\langle M_e \rangle^{\text{th}} = \langle P_1 \rangle \mu_n = 0,722 A^{-1/3} C_{K,K'-K,K'}^{J1J'} \times$$

Т а б л и ц я 5. Експериментальні значення матричних елементів проникнення  $\langle M_e \rangle^{\text{exp}}$  для ротаційних переходів в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  і  $^{191}\text{Ir}$

Ядро	$E_\gamma$ , кеВ	$\lambda^{\text{exp}}$	$\langle U_\gamma \rangle^{\text{exp}}$ , я. м.	$\langle M_e \rangle^{\text{exp}}$ , я. м.
$^{163}_{68}\text{Er}$	84,0	$2,5 \pm 1,7$	$-(0,141 \pm 0,010)$	$-(0,35 \pm 0,24)$
$^{177}_{72}\text{Hf}$	113,0	$1,8 \pm 1,4$	$-(0,088 \pm 0,010)$	$-(0,16 \pm 0,12)$
$^{191}_{77}\text{Ir}$	129,4	$1,2 \pm 0,1$	$0,528 \pm 0,006$	$0,64 \pm 0,05$



$$\begin{aligned} & \times [3(2J + 1)/16\pi]^{1/2}(N + 3/2) \times \\ & \times \{ (g_l - g_R) GML(K \rightarrow K') + \\ & + [(5/3)g_s - g_R] GMS(K \rightarrow K') + \\ & + g_s PME(K \rightarrow K') \}, \end{aligned} \quad (16)$$

де  $A$  – масове число;  $J, K$  – квантові числа початково-го,  $J', K'$  – кінцевого станів;  $C$  – коефіцієнт Клебша–Гордана;  $N$  – головне квантове число;  $\mu_n$  – ядерний магнетон;  $g_l = 0$  або  $1$  для нейтронних і протонних переходів;  $g_R$  – гіромагнітне відношення для оберտального руху ядра;  $GML(K \rightarrow K')$ ,  $GMS(K \rightarrow K')$  і  $PME(K \rightarrow K')$  – матричні елементи, табульовані в [59] і [60];  $g_s$  – спінове гіромагнітне відношення.

У простій одночастинковій моделі гіромагнітне відношення  $g_s = 5, 58$  і  $-3, 82$  для однопротонних і однонейтронних переходів відповідно. Насправді ж розраховані значення матричних елементів з таким гіромагнітним відношенням точно з експериментом не збігаються. В такому випадку кажуть про перенормування  $g_s$ -фактора в реальному ядрі у порівнянні з  $g_s$ -фактором вільного нуклона. Відношення експериментального матричного елемента до обчисленого дає фактор перенормування або просто перенормування.

Певною мірою перенормування можна пояснити, уточнюючи ядерну модель, на основі якої виконується порівняння теоретичного і експериментального ядерних матричних елементів. Але коли матричний елемент не загальмований правилами добору в даній моделі ядра (а саме такими є в більшості випадків матричні елементи проникнення  $\langle M_e \rangle$ ), то уточнення моделі (наприклад, перехід від хвильових функцій Нільсона до хвильових функцій Саксона–Вудса для розрахунку  $\langle M_e \rangle$  в деформованих ядрах або врахування надтекучих поправок і коріолісової взаємодії) у більшості випадків дає незначні зміни теоретичного матричного елемента проникнення [3] і не пояснює експериментальне перенормування  $g_s$ -факторів, яке спостерігається.

Як уже неодноразово зазначалось Лістенгартеном та ін. [11, 63], вивчення внутрішньоядерної конверсії дає унікальну можливість експериментально визначити перенормування  $g$ -факторів при матричних елементах з оператором  $\hat{S}$  ( $g_s$ -факторів) у гамільтоніані залишкової взаємодії. Найважливішою частиною гамільтоніана залишкової взаємодії є спін-мультипольна взаємодія, яка містить тензорні добутки оператора спіну  $\hat{S}$  на сферичні вектори  $\mathbf{T}_{LM}^{(\nu)}$ .

При кожному  $L$ , оператор спін-мультипольної взаємодії складається із трьох компонент з індексами  $\nu = 0$ ,  $\nu = -1$  і  $\nu = +1$  в  $\mathbf{T}_{LM}^{(\nu)}$ :

$$\mathbf{ST}_{LM}^{(-1)}, \mathbf{ST}_{LM}^{(0)}, \mathbf{ST}_{LM}^{(+1)} \quad (17)$$

з відповідними константами  $\kappa_L^\nu$ .

Матричний елемент оператора  $\mathbf{ST}_{LM}^{(-1)}$  входить у вираз для магнітних мультипольних моментів і в імовірність магнітного мультипольного випромінювання, матричний елемент оператора  $\mathbf{ST}_{LM}^{(0)}$  входить у матричний елемент проникнення для аномальної конверсії електричної мультипольності, а матричний елемент оператора  $\mathbf{ST}_{LM}^{(+1)}$  входить у матричний елемент проникнення для аномальної магнітної конверсії. Знайшовши відповідні перенормування  $g_s/g_s^{\text{free}}$  з  $\gamma$ -випромінювання і аномальної конверсії, ми тим самим одержимо експериментальні значення всіх матричних елементів, котрі входять в оператор гамільтоніана залишкової взаємодії. І якщо перенормування для простого магнітного оператора  $\mathbf{ST}_{LM}^{(-1)}$ , який в дипольному випадку ( $L = 1$ ) є просто оператор  $\hat{S}_Z$ , добре відоме з вивчення магнітних моментів і магнітних  $\gamma$ -переходів (воно дорівнює в середньому приблизно 0,6), то для знаходження перенормування двох інших операторів в (17) вивчення аномальної конверсії є єдиним на сьогоднішній день шляхом, який дає конкретний кількісний результат [3].

У формулі (16)  $g_s$  дорівнює згаданому вище гіромагнітному відношенню для спін-мультипольної взаємодії вигляду  $\mathbf{ST}_{LM}^{(+1)}$ , тобто дорівнює  $g_s$ -фактору магнітної аномальної конверсії.

У табл. 6 наведено експериментальні значення перенормування спінового гіромагнітного відношення в ротаційних  $M1$ -переходах в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  і  $^{191}\text{Ir}$ , які одержано при порівнянні експериментальних матричних елементів проникнення з табл. 5 з теоретичними, обчисленими з хвильовими функціями потенціалу Нільсона за формулою (16). Теоретичні значення матричних елементів  $GML(K \rightarrow K')$ ,  $GMS(K \rightarrow K')$  і  $PME(K \rightarrow K')$  отримані інтерполяцією табличних

**Т а б л и ц я 6.** Експериментальні значення перенормування спінових гіромагнітних відношень  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p)$  і  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n)$  в  $M1$ -конверсійних переходах в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{177}\text{Hf}$  і  $^{191}\text{Ir}$

Ядро	$E_\gamma$ , кеВ	$g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p)$	$g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n)$
$^{163}\text{Er}$	84,0	–	$0,70 \pm 0,18$
$^{177}\text{Hf}$	113,0	–	$0,57 \pm 0,08$
$^{191}\text{Ir}$	129,4	$0,574 \pm 0,023$	–

значень з [59, 60], параметри квадрупольної деформації взято з [64, 65].

Середні значення перенормування  $g_s$ -фактора для нейтронних переходів в  $^{163}\text{Er}$  і  $^{177}\text{Hf}$ , обчислене за даними табл. 6, складає:  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n) = 0,59 \pm 0,07$ . Величина перенормування  $g_s$ -фактора, одержана з даних по аномальній  $M1$ -конверсії, близька за значенням до перенормування  $g_s$ -фактора для  $M1$ -переходів, яке одержано з вивчення магнітних моментів ядер (див., наприклад, [7]). Якою мірою цей збіг не є випадковим, сказати зараз важко, але важливо продовжити вивчення цієї проблеми.

1. М.А. Листенгартен, в *Гамма-лучи*, под ред. Л.А. Слива (АН СССР, Москва, Ленинград, 1961), с. 271.
2. E.L. Church and J. Weneser, *Phys. Rev.* **104**, 1382 (1956).
3. И.М. Банд, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин, *Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей* (Наука, Ленинград, 1976).
4. М.Е. Войханский, М.А. Листенгартен, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **23**, 238 (1959).
5. М.Е. Войханский, в *Гамма-лучи*, под ред. Л.А. Слива (АН СССР, Москва, Ленинград, 1961), с. 5.
6. Э.Е. Берлович, в *Гамма-лучи*, под ред. Л.А. Слива (АН СССР, Москва, Ленинград, 1961), с. 85.
7. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2.
8. Л. Гродзинс, *УФН* **103**, 37 (1971).
9. А.П. Фересин, Г. Шульц, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **36**, 890 (1972).
10. *Evaluated Nuclear Structure Data File* (National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory) [<http://www.nndc.bnl.gov>].
11. М.А. Листенгартен, в *Современные методы ядерной спектроскопии 1985* (Наука, Ленинград, 1986), с. 142.
12. B.N. Subba Rao, *Nucl. Phys.* **72**, 414 (1965).
13. V. Hnatowicz and O. Dragoun, *Czech. J. Phys. B* **33**, 1084 (1983).
14. T. Novakov and R. Stepić, *Phys. Lett.* **3**, 82 (1962).
15. C. Protop, *Rev. Roum. Phys.* **16**, 367 (1971).
16. C. Protop, *Rev. Roum. Phys.* **16**, 951 (1971).
17. М.А. Листенгартен, в *Призмённые бета-спектрометры и их применение* (ИФ АН ЛитССР, Вильнюс, 1971), с. 169.
18. F. Constantinescu, A. Enulescu, Al. Gelberg *et al.*, *Z. Phys. A* **267**, 389 (1974).
19. L.M. Quinones, M. Behar, Z.W. Grabowski *et al.*, *Z. Phys. A* **274**, 173 (1975).
20. A.G. Troitskaya *et al.*, *Izv. Akad. Nauk KazSSR Ser. Fiz.-Mat.* **4**, 8 (1977).
21. L. Holmberg, V. Stefansson, J. Becker *et al.*, *Phys. Scripta* **6**, 177 (1972).
22. A.P. Agnihotry, K.P. Gopinathan, and H.C. Jain, *Phys. Rev. C* **9**, 336 (1974).
23. R.S. Hager and E.C. Seltzer, *Nucl. Data Tables A* **6**, 1 (1969).
24. R.S. Hager and E.C. Seltzer, *Nucl. Data Tables A* **4**, 1 (1968).
25. В.В. Булгаков, В.И. Гаврилюк, А.Б. Казновецкий и др., *Тезисы докладов XL совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра* (Наука, Ленинград, 1990), с. 111.
26. В.И. Гаврилюк, В.И. Кирицук, С.А. Коваленко и др., *Тезисы докладов XLI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра* (Наука, Ленинград, 1991), с. 95.
27. В.В. Булгаков, В.И. Гаврилюк, А.П. Лашко и др., препр. КИЯИ-**86-33**. (Киев, 1986).
28. А.П. Лашко, Т.Н. Лашко, А.А. Одинцов, В.П. Хоменков, *Атомная энергия* **91**, 443 (2001).
29. V.T. Kupryashkin, A.P. Lashko, T.N. Lashko *et al.*, *Probl. At. Sci. Technol. Ser. Nucl. Phys. Investig.* **5**, 67 (2004).
30. V. Harmatz, T.H. Handley, and J.W. Mihelich, *Phys. Rev.* **128**, 1186 (1962).
31. К.Я. Громов, Б.С. Дзелепов, В. Звольска и др., *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **27**, 195 (1963).
32. Т. Куцарова, В. Звольска, М. Вейс, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **32**, 126 (1968).
33. А.А. Абдуразаков, В.М. Горожанкин, К.Я. Громов и др., *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **44**, 1842 (1980).
34. I. Uluer, *Nuovo Cimento A* **100**, 553 (1988).
35. V. Harmatz, T.H. Handley, and J.W. Mihelich, *Phys. Rev.* **114**, 1082 (1959).
36. М.А. Баратова, К.Я. Громов, Т.А. Исламов и др., *Тезисы докладов XXXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра* (Наука, Ленинград, 1987), с. 113.
37. Цв. Вылов, В.М. Горожанкин, К.Я. Громов и др., *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **46**, 2239 (1982).
38. S. Törnkvist, S. Ström, J.E. Thun *et al.*, *Nucl. Phys. A* **117**, 336 (1968).
39. B. Hrastnik, I. Basar, M. Dikšić *et al.*, *Z. Phys.* **239**, 25 (1970).
40. H.J. West, L.G. Mann, R.J. Nagle, *Phys. Rev.* **124**, 527 (1961).
41. S. Högberg, R. Jadrny, S.-E. Karlsson *et al.*, *Z. Phys.* **254**, 89 (1972).

42. H.E. Keus and W.J. Huiskamp, *Physica B* **85**, 137 (1976).
43. C.C. Dey, B.K. Sinha, and R. Bhattacharya, *Nuovo Cimento A* **105**, 1307 (1992).
44. T. Novakov and J.M. Hollander, *Nucl. Phys.* **60**, 593 (1964).
45. В.Н. Григорьев, Д.М. Каминкер, Ю.В. Сергеевков, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **36**, 842 (1972).
46. В.Т. Купряшкин, Н.Ф. Митрохович, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, *Тезисы докладов XI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра* (Наука, Ленинград, 1990), с. 442.
47. Z. Plajner, L. Maly, N. Eissa, and A. Benedek, *Czech. J. Phys. B* **13**, 23 (1963).
48. V.I. Deutch and P. Hornshoj, *Nucl. Phys.* **53**, 497 (1964).
49. D. Lange, *Z. Phys.* **183**, 90 (1965).
50. Е.П. Мазец, Ю.В. Сергеевков, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **30**, 1193 (1966).
51. Z. Plajner, V. Brabec, O. Dragoun, and L. Maly, *Czech. J. Phys. B* **17**, 703 (1967).
52. S.G. Malmskog and A. Backlin, *Arkiv Fysik* **39**, 411 (1969).
53. D.S. Brenner and M.L. Perlman, *Nucl. Phys. A* **181** 207 (1972).
54. S.B. Reddy, K.V. Ramaniah, D.K.S. Reddy *et al.*, *Nuovo Cimento A* **84**, 141 (1984).
55. E. Bezakova, A.E. Stuchbery, H.H. Bolotin *et al.*, *Nucl. Phys. A* **669**, 241 (2000).
56. N. Nica, J.C. Hardy, V.E. Jacob *et al.*, *Phys. Rev. C* **71**, 054320 (2005).
57. М.Е. Войханский, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин, *ЯФ* **4**, 66 (1966).
58. М.Е. Войханский, В.Н. Григорьев, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **35**, 847 (1971).
59. D.K. Krpić, I.V. Aničin, and R.B. Vukanović, *Nucl. Data Tables* **11**, 553 (1973).
60. E. Browne and F.R. Femenia, *Nucl. Data Tables* **10**, 81 (1971).
61. Р.Б. Бегжанов, В.М. Беленький, М.Е. Войханский, А.П. Фересин, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **41**, 1131 (1977).
62. Р.Б. Бегжанов, В.М. Беленький, М.Е. Войханский, А.П. Фересин, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **41**, 1115 (1977).
63. М.А. Листенгартен, В.М. Михайлов, А.П. Фересин, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **40**, 712 (1976).
64. S. Raman, C.W. Nestor, and P. Tikkanen, *At. Data Nucl. Data Tables* **78**, 1 (2001).
65. N.J. Stone, *At. Data Nucl. Data Tables* **90**, 75 (2005).

Одержано 15.11.11

#### АНОМАЛИИ В КОЭФФИЦИЕНТАХ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ ЗАТОРМОЖЕННЫХ РОТАЦИОННЫХ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ

*В.И. Киришчук, А.П. Лашко, Т.Н. Лашко*

#### Резюме

Продолжен цикл работ по исследованию эффекта проникновения в  $M1$ -компоненте заторможенных ротационных переходов. Эффект обусловлен разными правилами отбора для матричных элементов  $\gamma$ -излучения и внутриядерной конверсии. Впервые определена величина параметра проникновения  $\lambda$  для  $M1$ -компоненты  $\gamma$ -перехода с энергией 129 кэВ в  $^{191}\text{Ir}$ . Приводятся результаты исследований аналогичных переходов в  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{165}\text{Er}$  и  $^{177}\text{Hf}$ . Из сравнения экспериментальных матричных элементов проникновения с их теоретическими значениями, вычисленными в модели Нильссона, найдены перенормировки гиромагнитного отношения для спин-мультипольного взаимодействия в  $M1$ -конверсионных переходах:  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p) = 0,574 \pm 0,023$  и  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n) = 0,59 \pm 0,07$ .

#### ANOMALIES IN INTERNAL CONVERSION COEFFICIENTS FOR HINDERED ROTATIONAL $\gamma$ -TRANSITIONS

*V.I. Kirishchuk, A.P. Lashko, T.N. Lashko*

Institute for Nuclear Research, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(47, Prosp. Nauky, Kyiv 03680, Ukraine;  
e-mail: lashkoa@kinr.kiev.ua)

#### Summary

New data concerning the penetration effect in the  $M1$  component of hindered rotational  $\gamma$ -transitions have been obtained. The effect is caused by different selection rules for  $\gamma$ -emission and intranuclear conversion matrix elements. The magnitude of penetration parameter for the  $M1$ -component of the 129-keV  $\gamma$ -transition in  $^{191}\text{Ir}$  nucleus is determined for the first time. The results obtained for similar transitions in  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{165}\text{Er}$ , and  $^{177}\text{Hf}$  nuclei are also reported. By comparing the experimental penetration matrix elements with those calculated from the Nilsson model, the following renormalization coefficients are found for the gyromagnetic ratios for the spin-multipole interaction in  $M1$ -conversion transitions:  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(p) = 0.574 \pm 0.023$  and  $g_s(M1)/g_s^{\text{free}}(n) = 0.59 \pm 0.07$ .