

О.М. ГОРБАЧЕНКО, В.А. ПЛЮЙКО

Київський національний університет імені Тараса Шевченка  
(Вул. Володимирська, 60, Київ 01033)**ПАРАМЕТРИ ДЕФОРМАЦІЇ АТОМНИХ  
ЯДЕР З ДАНИХ ПО ФОТОПОГЛИНАННЮ  
ТА ЇХ ВПЛИВ НА ПЕРЕРІЗИ ФОТОПОГЛИНАННЯ**

УДК 539.166, 539.17

Обчислено параметри ефективної квадрупольної деформації атомних ядер і оцінено їх невизначеності. Використано наближення аксіально-симетричних ядер і величину розщеплення енергій двох мод ізовекторного гігантського дипольного резонансу (ГДР) в перерізах фотопоглинання 144 ізотопів від  ${}^6\text{Li}$  до  ${}^{239}\text{Pu}$ . Для аксіально-симетричних ядер (з  $155 < A < 190$  і  $225 < A < 250$ ) визначені ефективні параметри квадрупольної деформації точно відповідають значенням параметрів квадрупольної деформації  $\beta$ . Результати порівнюються із отриманими в інших підходах відповідними величинами. Продemonстровано, що знайдені абсолютні значення квадрупольних параметрів деформацій при збудженні ГДР, як правило, в межах похибок збігаються із абсолютними значеннями деформацій в основному стані ядер. Для ядер  ${}^{100}\text{Mo}$  та  ${}^{178}\text{Hf}$  обчислено та проаналізовано залежності парціальних перерізів фотопоглинання від характеристик ГДР.

**Ключові слова:** перерізи фотопоглинання, аксіально-деформовані ядра, параметри квадрупольної деформації ядер, ізовекторний гігантський дипольний резонанс, розщеплення енергії.

**1. Вступ**

Деформація поверхні є однією із важливіших макроскопічних характеристик атомних ядер, яка допомагає зрозуміти їх просторову структуру. Значення параметрів деформацій необхідні для розрахунків спостережних величин за макроскопічними моделями в різноманітних ядерних процесах. Експериментальні та теоретичні дослідження [1, 2] показали, що деформовані ядра у області рідких земель  $155 < A < 190$  та актиноїдів  $225 < A < 250$  в основному стані мають форму еліпсоїдів обертання. В таких аксіально-симетричних ядрах радіус ядра визначається виразом

$$R(\theta) = R'_0(\beta)(1 + \beta \cdot Y_{20}(\theta, \varphi)) \equiv R'_0(\alpha)(1 + \alpha \cdot P_2(\theta)),$$

Цитування: Горбаченко О.М., Плюйко В.А. Параметри деформації атомних ядер з даних по фотопоглинанню та їх вплив на перерізи фотопоглинання. *Укр. фіз. журн.* **70**, № 3, 149 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

де  $Y_{20}(\theta, \varphi)$ ,  $P_2(\theta)$  – сферична гармоніка і поліном Лежандра другого ступеня;  $\theta$  – полярний кут у внутрішній системі з віссю ординати вздовж осі симетрії ядра;  $R'_0$  – параметр, що характеризує збереження об'єму ядра,  $R'_0(\beta = 0) = R_0$  є радіусом сферичного ядра еквівалентного об'єму з однорідним розподілом.  $R_0 = r_0 \cdot A^{1/3}$ ,  $\beta$  і  $\alpha = (5/4\pi)^{1/2}\beta \cong \cong 0,631 \cdot \beta$  – параметри квадрупольної деформації.

Існують різноманітні таблиці параметрів квадрупольних деформацій, що були отримані з експериментальних даних. Наприклад, знаки та абсолютні значення параметрів квадрупольної деформації можна обчислити користуючись експериментальними даними для внутрішніх електричних квадрупольних моментів  $Q_0 \cong ZR_0^2\beta + O(\beta^2)$ , де  $Z$  – заряд ядра [3–5].

В роботі [6] для знаходження параметрів  $\beta$  були використані експериментальні дані з розсіяння альфа-частинок середніх енергій (20–140 МеВ), які були проаналізовані за методами зв'язаних каналів та зсуву блеровських фаз. Експериментальні дані з ймовірностей  $E2$  гамма переходів між основним станом та першим збудженим ротаційним станом  $2^+$  пропорційні квадрату внутрішнього

квадрупольного моменту і тому дають змогу обчислити абсолютні значення (модулі) параметрів  $\beta$  у парно-парних ядрах [7–9].

В перерізах фотопоглинання аксіально-симетричних ядер спостерігаються два резонансних піка [10–21]. Різниця їх енергій (розщеплення енергії ізовекторного гігантського резонанса) визначає значення параметра квадрупольної деформації  $\beta$ . Вперше для аксіально-симетричних деформованих ядер це було продемонстровано в роботах Даноса [22] і Окамото [23]. В роботі Даноса [22] обчислення були виконані у рамках узагальнення гідродинамічної моделі Штейнведеля–Йенсена. Подальші дослідження показали, що таку гідродинамічну модель можна надійно застосовувати в середніх та важких атомних ядрах [10, 24–29].

В даній роботі з величини розщеплення енергії ГДР в перерізах фотопоглинання в деформованих ядрах отримані значення параметрів квадрупольної деформації і оцінені їх невизначеності.

Значення енергій і внесків мод ГДР були взяті з таблиць робіт [19, 21]. Результати порівнюються із значеннями, отриманими в інших підходах [6, 8, 9], а також з базою даних у файлі “deflib.dat” [30], де вони були обчислені за допомогою макромікроскопічного підходу [31].

Для ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{178}\text{Hf}$  порівнюються перерізи фотопоглинання, обчислені з різними значеннями характеристик ГДР.

## 2. Визначення параметрів квадрупольної деформації ядер та їх порівняння з іншими даними

Згідно з узагальненою гідродинамічною моделлю Даноса [22, 24] виконується таке співвідношення між енергіями двох  $E_a$ ,  $E_b$  мод збудження ГДР:

$$\frac{E_b}{E_a} = c_0 + c_1 \frac{R_a}{R_b} \quad (c_0 = 0,089, c_1 = 0,911), \quad (1)$$

де величини  $R_a = R(\theta = 0) = R'_0(\alpha)(1 + \alpha)$  і  $R_b = R(\theta = \pi/2) = R'_0(\alpha) \cdot (1 - \alpha/2)$  є півосями вздовж та перпендикулярно осі симетрії ядра, а  $E_a$ ,  $E_b$  є енергіями відповідних мод коливань. Формулу (1) можна представити у вигляді

$$\frac{R'_0 - R_b}{R'_0} = \frac{E_b/E_a - c_0 - c_1}{E_b/E_a - c_0 + 2c_1} = \frac{E_b/E_a - 1}{E_b/E_a + 1,733}. \quad (2)$$

Звідки

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{\frac{4\pi}{5} \frac{2(E_b - E_a)}{E_b + (c_0 + 2c_1)E_a}} = \\ &= 3,17 \frac{E_b - E_a}{E_b + 1,733E_a}. \end{aligned} \quad (3)$$

Так як залежність різниці енергій мод ГДР від  $\beta$  починається з лінійного компоненту, то в лінійному наближенні по деформації в знаменнику можна використовувати апроксимацію

$$E_b + 1,733E_a = 2,733 \cdot (E_a + E_b)/2 + O(\beta)$$

і вираз (3) набуває вигляду

$$\beta \cong \sqrt{\frac{4\pi}{5} \frac{4}{2,733} \frac{E_b - E_a}{E_a + E_b}} = 2,32 \frac{E_b - E_a}{E_a + E_b}. \quad (4)$$

Видно, що абсолютні значення параметрів деформації визначаються модулем різниці енергій мод збудження ГДР, а знак залежить від співвідношення між ними. Якщо  $E_a > E_b$ , то ядро буде мати форму витягнутого еліпсоїда обертання ( $\beta > 0$ ), а при  $E_a < E_b$  ядро є сплюснутим еліпсоїдом обертання ( $\beta < 0$ ).

Визначити, яка з двох резонансних енергій відповідає енергії коливань вздовж осі симетрії ядра, а яка – перпендикулярно осі симетрії можна по внесках резонансів в проінтегрований переріз фотопоглинання. Вздовж осі симетрії збуджується одна нормальна мода коливань ізовекторної густини нуклонів, а в площині, перпендикулярній осі симетрії – дві, тому при фотопоглинанні неполяризованих фотонів можна очікувати, що ймовірності збудження кожної моди коливань будуть близькі і для внесків мод у проінтегрований переріз фотопоглинання буде виконуватися співвідношення

$$s_b > s_a, \quad (5)$$

і при однаковій ймовірності збудження кожної з мод коливань маємо [10, 22, 24] і

$$s_b = 2s_a, \quad s_a + s_b = s_\Sigma \quad (6)$$

з  $s_\Sigma = 1,0$ .

Таким чином, якщо позначити енергії двох резонансних піків як  $E_1$ ,  $E_2$  ( $E_2 > E_1$ ), а внески відповідних резонансів у проінтегрований переріз як  $s_1$ ,  $s_2$ , то при  $s_2 > s_1$  маємо  $E_1 = E_a$ ,  $E_2 = E_b$  і ядро

буде витягнуте ( $\beta > 0$ ), а при  $s_1 > s_2 - E_1 = E_b$ ,  $E_2 = E_a$  і ядро буде сплюснутим ( $\beta < 0$ ).

Відзначимо, що на відміну від формули (3), співвідношення (4) дозволяє обчислити модулі параметрів квадрупольної деформації ядер без аналізу зв'язку енергій фотопіків з енергіями мод коливань вздовж і перпендикулярно осі симетрії ядра:

$$|\beta| \cong 2,32 \frac{E_2 - E_1}{E_1 + E_2}. \quad (7)$$

Співвідношення (1)–(7) були нами використані при обчисленні параметрів квадрупольної деформації. Значення енергій і внесків мод ГДР були взяті з таблиць у [19, 21], де вони були отримані з підгонки перерізів фотопоглинання у наближенні аксіально-симетричних ядер.

Також були обчислені середньоквадратичні невизначеності параметрів деформації  $\sigma_\beta$  по невизначеностях енергій мод ГДР  $\sigma_{E_{a,b}}$  користуючись методом перенесення похибок [32]:

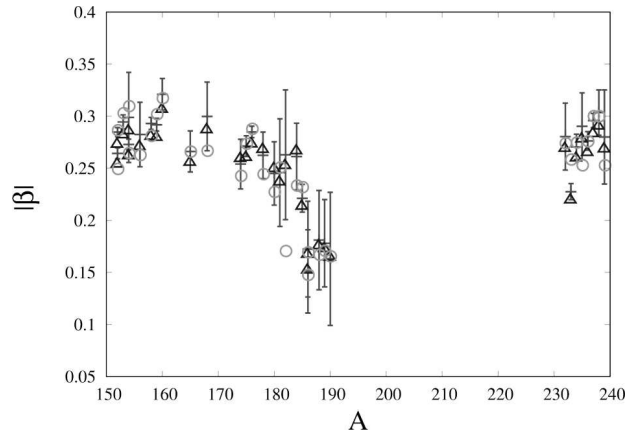
$$\sigma_\beta = \sqrt{\left(\frac{\partial \beta}{\partial E_a} \sigma_{E_a}\right)^2 + \left(\frac{\partial \beta}{\partial E_b} \sigma_{E_b}\right)^2}, \quad (8)$$

де згідно з (3), (4) загальний вигляд похідних є таким

$$\frac{\partial \beta}{\partial E_a} = a_a \frac{E_b}{(E_b + b_a E_a)^2}, \quad \frac{\partial \beta}{\partial E_b} = a_b \frac{E_b}{(E_b + b_b E_a)^2}. \quad (9)$$

Для точного співвідношення (3) значення коефіцієнтів  $a_{a,b}$  і  $b_{a,b}$  дорівнюють  $a_a = -a_b = -8,66$ ,  $b_a = b_b = 1,733$ , а для наближеного виразу (4)  $a_a = -a_b = -4,64$ ,  $b_a = b_b = 1,0$ . Середньоквадратичні похибки енергій мод збудження ГДР були взяті з таблиць роботи [19].

Відзначимо, що характеристики ГДР були знайдені після віднімання квазідейтронного внеску [33] з підгонки експериментальних значень перерізів фотопоглинання виразами стандартного і модифікованого Лоренціанів (далі відповідно підходи SLO та SMLO) [14, 17, 20, 34–36, 38]. Експериментальні значення повних перерізи фотопоглинання були отримані з бази даних EXFOR [37] або комбінації експериментальних парціальних перерізів, що найкраще підходять для апроксимації повного перерізу фотопоглинання. Параметри ГДР були отримані [19] для 144 ізотопів від  ${}^6\text{Li}$  до  ${}^{239}\text{Pu}$  атомних ядер. В області рідких земель ( $155 < A < 190$ ) та актиноїдів

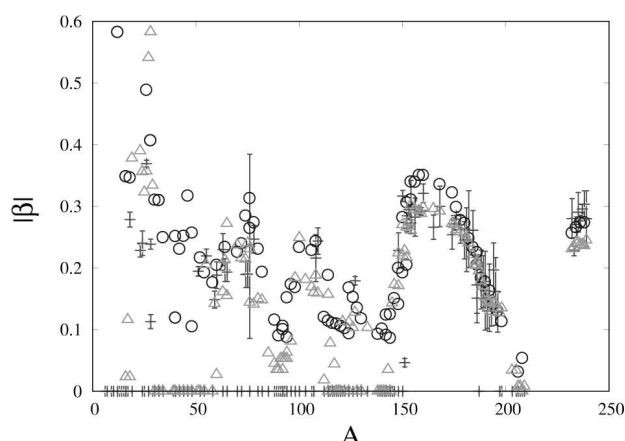


**Рис. 1.** Модулі параметрів деформації, обчислених за формулами (3), (7) з енергіями ГДР за підходами SLO та SMLO в аксіально-симетричних ядрах. Позначення: хрестики з похибками – модель SLO (3); трикутники – модель SLO (7); кола – модель SMLO (3)

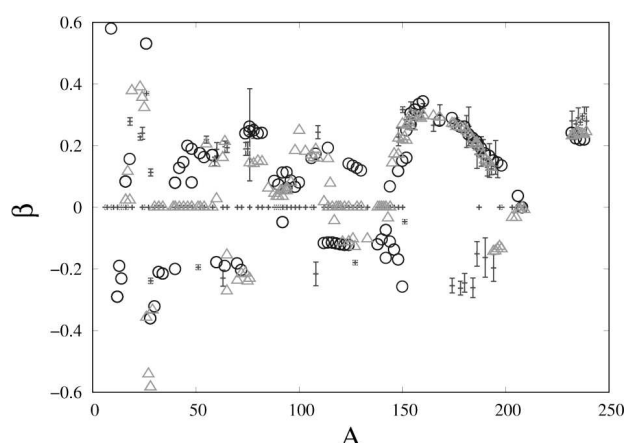
( $225 < A < 250$ ) атомні ядра в основному у стані є аксіально-симетричними і отримані величини  $\beta$  є значеннями параметрів квадрупольної деформації форми, а для інших ядер  $\beta \equiv \beta_{\text{eff}}$  – ефективні параметри деформації ядер при апроксимації форми ядер еліпсоїдом обертання.

На рис. 1 наведені модулі параметрів деформації, які були обчислені за формулами (3), (7) з енергіями ГДР, визначеними за моделями SLO та SMLO (3) для аксіально-симетричних ядер. Параметри деформації за моделлю SLO, (3), вказані з похибками, отриманими по формулах (8), (9), а параметри для моделі SLO згідно з формулою (7). Значення параметрів для SMLO, згідно з формулою (3), представлені без похибок. Тут і далі для наглядності значення для ізобар рознесені по осі абсцис на  $\pm 0,1$ . З рисунка видно, що значення для аксіально-симетричних ядер, що були розраховані за точним виразом та наближеними збігаються в межах похибок. Параметри квадрупольної деформації, які були отримані з енергій методів SLO та SMLO, майже у всіх ситуаціях мають дуже близькі значення.

На рис. 2 порівнюються абсолютні значення параметрів квадрупольної деформації, обчисленими з використанням значень енергій за моделлю SLO і співвідношення (3) та теоретичні значення з файлу “deflib.dat” [30], а також значення з бази експериментальних даних [9], де вони були отримані з ймовірностей E2 гамма переходів між основним ста-



**Рис. 2.** Абсолютні значення параметрів квадрупольної деформації, визначені з використанням моделі SLO, “deflib.dat” та [9]. Позначення: хрестики з похибками – модель SLO (3), (8), (9); трикутники – база даних [30]; кола – база даних [9]



**Рис. 3.** Порівняння параметрів квадрупольної деформації з перерізів фотопоглинання з використанням моделі SLO (формули (3), (8), (9)) і значень з баз даних “deflib.dat” [30] та [6]. Позначення: хрестики з похибками – модель SLO (3), (8), (9); трикутники – база даних [30]; кола – база даних [6]

ном та першим збудженим ротаційним станом  $2^+$  для парно-парних ядер. Видно, що для більшості ядер модулі деформації мають дуже близькі значення та майже збігаються з теоретичними значеннями з файлу “deflib.dat”. Відзначимо, що в роботі [19], як і раніше в [11], при знаходженні параметрів ГДР перерізи фотопоглинання в деформованих ядрах, головним чином, які не можна розглядати як аксіально-симетричними, краще описува-

лися одним лоренціаном і для них ефективний параметр квадрупольної деформації дорівнював нулю  $\beta \equiv \beta_{\text{eff}} = 0$ . З рис. 2 видно, що в таких ситуаціях відсутнє узгодження між значеннями  $\beta_{\text{eff}}$  з фотопоглинання і параметрами квадрупольної деформації в інших базах даних.

На рис. 3 порівнюються значення параметрів ефективної квадрупольної деформації для обчислень з даних для перерізів фотопоглинання з використанням моделі SLO, формули (3), (8), (9) і значень з баз даних “deflib.dat” [30] та [6].

Видно, що знаки параметрів деформації, які були визначені з фотоядерних даних (модель SLO для енергій) та з бібліотек “deflib.dat” [30] і [6], можуть бути протилежними. Згідно з формулами (1)–(6) знаки параметрів квадрупольної деформації залежать від співвідношень між внесками двох мод збудження ГДР. При підгонці перерізів фотопоглинання найбільш точно вдається описати енергії мод збудження ГДР, оскільки підгонка методом найменших квадратів виконувалась в інтервалі енергій біля піків резонансів. Систематична похибка для значень внесків мод ГДР, що визначаються на всьому інтервалі енергій, може бути дуже великою і тому є ненадійною, і вдається надійно визначити тільки абсолютні значення параметрів квадрупольної деформації. Тобто, на нашу думку, розбіжність у знаках параметрів, визначених з фотопоглинання, від знаків у інших баз даних зумовлена похибками у визначенні співвідношення між внесками мод збудження у проінтегрований переріз фотопоглинання. Однак, як вказано нижче, така розбіжність у знаках існує при їх порівнянні параметрів у базах даних [30] та [6].

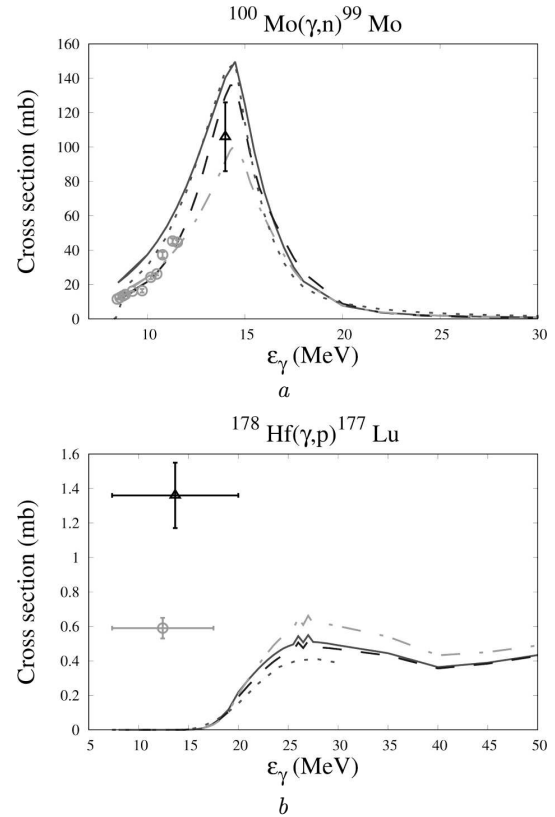
В таблиці наведені ефективні параметри квадрупольної деформації  $\beta \equiv \beta_{\text{eff}}$  для всіх деформованих ядер, що були отримані в наближенні аксіально-симетричних ядер з даних по перерізах фотопоглинання, де виникають найбільш суттєві неузгодженості. Отримані значення порівнюються зі значеннями з баз даних [30], [6] та [9]. Відсутність відповідних значень позначена тире.

В атомних ядрах, що представлені в таблиці, головним чином, існують розбіжності в знаках деформацій. При цьому такі розбіжності є не тільки при порівнянні значень, отриманих з даних по фотопоглинанню, а і значень між даними з інших баз. Зокрема, такі розбіжності є для ізотопів  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{74}\text{Ge}$ ,  $^{148}\text{Nd}$ ,  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{196}\text{Pt}$ .

В деяких ситуаціях, фотоядерні дані дають змогу оцінити параметри квадрупольної деформації для ізотопів, наприклад,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ,  $^{189}\text{Os}$ ,  $^{191}\text{Ir}$ ,  $^{195}\text{Pt}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , які відсутні у базах експериментальних даних [6] та [9], а також підтвердити теоретичні розрахунки підходу для значень з бази даних [30].

**Ефективні параметри**  
квадрупольної деформації  $\beta \equiv \beta_{\text{eff}}$   
в наближенні аксіально-симетричних ядер,  
де виникають найбільш суттєві неузгодженості  
у значеннях з різних баз даних

| Ядро              | $\beta$ ,<br>$E_i\text{-SLO}$ ,<br>(3) | $\beta$ ,<br>$E_i\text{-SLO}$ ,<br>(4) | $\beta$ ,<br>“deflib.dat”<br>[30] | $\beta$ ,<br>[6] | $ \beta $ ,<br>[9] |
|-------------------|----------------------------------------|----------------------------------------|-----------------------------------|------------------|--------------------|
| $^{14}\text{C}$   | 0,64(2)                                | 0,593(12)                              | —                                 | -0,231           | —                  |
| $^{26}\text{Mg}$  | 0,369(6)                               | 0,351(4)                               | -0,357                            | 0,531            | 0,4891             |
| $^{28}\text{Si}$  | -0,239(8)                              | -0,24(1)                               | -0,583                            | -0,360           | 0,4073             |
| $^{60}\text{Ni}$  | 0,19(2)                                | 0,18(2)                                | 0,027                             | -0,178           | 0,2052             |
| $^{63}\text{Cu}$  | -0,23(3)                               | -0,23(3)                               | 0,161                             | —                | —                  |
| $^{64}\text{Zn}$  | 0,20(2)                                | 0,19(2)                                | 0,213                             | -0,190           | 0,2342             |
| $^{65}\text{Zn}$  | 0,19(2)                                | 0,187(14)                              | -0,272                            | —                | —                  |
| $^{74}\text{Ge}$  | 0,19(2)                                | 0,18(2)                                | -0,214                            | 0,240            | 0,2850             |
| $^{75}\text{As}$  | 0,19(2)                                | 0,18(2)                                | -0,240                            | —                | —                  |
| $^{78}\text{Se}$  | 0,25(2)                                | 0,24(2)                                | 0,141                             | 0,250            | 0,2744             |
| $^{108}\text{Pd}$ | -0,22(4)                               | -0,22(4)                               | 0,188                             | 0,174            | 0,2437             |
| $^{148}\text{Nd}$ | 0,23(3)                                | 0,22(2)                                | 0,224                             | -0,169           | 0,2004             |
| $^{150}\text{Nd}$ | 0,317(9)                               | 0,303(8)                               | 0,270                             | -0,257           | 0,2825             |
| $^{151}\text{Eu}$ | -0,046(7)                              | -0,046(7)                              | 0,228                             | —                | —                  |
| $^{156}\text{Gd}$ | 0,28(3)                                | 0,27(3)                                | 0,295                             | 0,317            | 0,3399             |
| $^{168}\text{Er}$ | 0,30(3)                                | 0,29(3)                                | 0,292                             | 0,281            | 0,3361             |
| $^{174}\text{Yb}$ | -0,25(2)                               | -0,26(3)                               | 0,272                             | 0,290            | 0,3226             |
| $^{178}\text{Hf}$ | -0,26(2)                               | -0,27(3)                               | 0,259                             | 0,262            | 0,2779             |
| $^{180}\text{Hf}$ | -0,25(3)                               | -0,25(3)                               | 0,256                             | 0,262            | 0,2731             |
| $^{182}\text{W}$  | 0,26(6)                                | 0,25(5)                                | 0,240                             | 0,237            | 0,2485             |
| $^{184}\text{W}$  | -0,26(3)                               | -0,27(4)                               | 0,221                             | 0,225            | 0,2339             |
| $^{186}\text{W}$  | -0,15(4)                               | -0,15(4)                               | 0,210                             | 0,214            | 0,2257             |
| $^{185}\text{Re}$ | 0,221(13)                              | 0,214(12)                              | 0,204                             | —                | —                  |
| $^{186}\text{Os}$ | 0,17(5)                                | 0,17(4)                                | 0,205                             | 0,205            | 0,2056             |
| $^{188}\text{Os}$ | 0,18(5)                                | 0,18(4)                                | 0,179                             | 0,193            | 0,1844             |
| $^{189}\text{Os}$ | 0,18(4)                                | 0,17(4)                                | 0,170                             | —                | —                  |
| $^{190}\text{Os}$ | -0,16(6)                               | -0,16(7)                               | 0,153                             | 0,175            | 0,1777             |
| $^{192}\text{Os}$ | 0,15(5)                                | 0,15(5)                                | 0,145                             | 0,167            | 0,1639             |
| $^{191}\text{Ir}$ | 0,13(3)                                | 0,13(3)                                | 0,147                             | —                | —                  |
| $^{194}\text{Pt}$ | -0,20(4)                               | -0,20(5)                               | -0,143                            | 0,152            | 0,1421             |
| $^{195}\text{Pt}$ | 0,16(5)                                | 0,16(5)                                | -0,142                            | —                | —                  |
| $^{196}\text{Pt}$ | 0,13(3)                                | 0,13(3)                                | -0,135                            | 0,146            | 0,1308             |
| $^{235}\text{U}$  | 0,29(3)                                | 0,28(3)                                | 0,241                             | —                | —                  |
| $^{239}\text{Pu}$ | 0,28(5)                                | 0,27(4)                                | 0,245                             | —                | —                  |



**Рис. 4.** Залежність перерізу ядерної реакції  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  (a) та  $^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$  (b) від енергії гамма-квантів. Позначення: суцільна крива – розрахунки з використанням характеристик ГДР з роботи [19] для моделі SLO ( $\beta = 0,0$  для  $^{100}\text{Mo}$  і  $\beta = -0,25$  для  $^{178}\text{Hf}$ ); штрихи – розрахунки з параметрами ГДР, обчисленими за систематиками (A4)–(A8) з параметрами деформації з бази даних [30] ( $\beta = 0,249$  для  $^{100}\text{Mo}$  і  $\beta = 0,256$  для  $^{178}\text{Hf}$ ); штрих-пунктир – однорезонансне наближення з енергіями  $E_0^{\text{SLO}}$  згідно з (A4) та ширинами (A8) з  $\beta$  з [30]; точки – дані з бібліотеки TENDL2023; експериментальні дані: рис. 4, a – файли з номерами K2373002 (трикутники), K2433007 (кола) з бібліотеки EXFOR з даними з робіт [42] та [43]; рис. 4, b – файли з номерами M1020006 (трикутники), M1020007 (кола) з бібліотеки EXFOR з даними з роботи [44]

На рис. 4 на прикладі реакцій  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$  розглянуто вплив параметрів квадрупольної деформації на перерізи фотоядерних реакцій. Такі реакції були вибрані тому, що вони призводять до наробки радіоізоотопів, які використовуються в медичній фізиці, а саме  $^{177}\text{Lu}$  і  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (після  $\beta$  розпаду ізотопу  $^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta} ^{99\text{m}}\text{Tc}$ ).

Перерізи були розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2 [39] з параметрами ГДР для перерізів утворення компаунд-ядер, обчисленими за систематиками (див. Додаток) з використанням значень деформацій  $\beta$  з різних баз даних. В кодї EMPIRE були замінені ГДР параметри для ядер  $^{100}\text{Mo}$  і  $^{178}\text{Hf}$  за замовчуванням на нові, що обчислювались в даній роботі. Для фотонної силової функції була використана модель SLO. Всі інші входні параметри обчислень залишались стандартними за замовчуванням, наприклад, для густин ядерних рівнів була використана модель EGSM коду EMPIRE. Експериментальні дані були взяті з бібліотеки [37], а оцінені дані – з бібліотеки TENDL2023 [40], де для розрахунків використовувався код [41].

На рис. 4 прийняті такі позначення: суцільна крива – розрахунки з використанням характеристик ГДР з таблиці роботи [19] для моделі SLO (для яких  $\beta = 0,0$  для  $^{100}\text{Mo}$  і  $\beta = -0,26$  для  $^{178}\text{Hf}$ ), штрихи – розрахунки з параметрами ГДР, обчисленими за систематиками (A4)–(A8) з параметрами деформацій з бази даних “deflib.dat” [30] ( $\beta = 0,249$  для  $^{100}\text{Mo}$  і  $\beta = 0,259$  для  $^{178}\text{Hf}$ ) та параметрами систематик моделі SLO; штрих-пунктир – однорезонансне наближення з енергією  $E_0^{\text{SLO}}$  згідно з (A4) і шириною  $\Gamma_0^{\text{SLO}}$  згідно з (A8) та значеннями  $\beta$  з бази даних [30]; точки – дані з бібліотеки TENDL2023. Окрім обчислень з характеристиками ГДР з таблиці роботи [19], у всіх інших ситуаціях внески у проінтегрований переріз фотопоглинання визначалися за співвідношенням (7) з  $s_\Sigma = 1,2$ , де моди коливань і значення  $s_a$ ,  $s_b$  визначались знаком деформації.

Експериментальні дані: рис. 4, *a* – файли з номерами K2373002 (трикутники), K2433007 (кола) з бібліотеки EXFOR з даними з робіт [42] та [43]; рис. 4, *b* – файли з номерами M1020006 (трикутники), M1020007 (кола) з бібліотеки EXFOR з даними з роботи [44]. Експериментальні дані на рис. 4, *b* є середніми перерізами

$$\langle \sigma \rangle = \int_{E_{\text{trh}}}^{E_e} \sigma(\varepsilon_\gamma) w(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma,$$

що усереднені по щільності

$$w(\varepsilon_\gamma) = \varphi(\varepsilon_\gamma) / \int_{E_{\text{trh}}}^{E_e} \varphi(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma$$

розподілу інтенсивності гальмівного випромінювання  $\varphi(\varepsilon_\gamma)$ . Енергія  $E_{\text{trh}}$  є порогом реакції  $(\gamma, p)$ ,  $E_{\text{trh}} = 7,34$  MeV, а  $E_e$  – максимальної енергії гальмівного випромінювання, яка дорівнює 17,5 MeV для даних з файлу M1020006 і 20 MeV для даних з M1020007. Значення середніх перерізів вказані при середній енергії

$$\langle \varepsilon_\gamma \rangle = \int_{E_{\text{trh}}}^{E_e} \varepsilon_\gamma w(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma,$$

а невизначеність по енергії гамма-квантів відповідає інтервалу розкиду по енергії гальмівного випромінювання  $\varepsilon_\gamma \in [E_{\text{trh}}, E_e]$ .

Загальна поведінка перерізів для всіх результатів обчислень однакова і перерізи мають однорезонансний вигляд незалежно від того ядро розглядається ядро як сферичне або аксіально-симетричне. Дві моди ГДР не проявляються через достатню велику їх ширину. Хоча для ядра  $^{178}\text{Hf}$  знаки деформацій для обчислень з використанням моделі SLO і з бази “deflib.dat” є протилежними, але це не суттєво впливає на однорезонансну поведінку перерізів. Разом з цим, використання різних значень і знаків параметрів деформацій може до 40% змінити значення перерізу в максимумі. Для ядра  $^{100}\text{Mo}$  найкраще узгоджуються з експериментом розрахунки у наближенні аксіально-симетричного ядра з деформацією з бази даних [30]. Для ядра  $^{178}\text{Hf}$  значення всіх обчислених перерізів суттєво відрізняються від експериментальних середніх значень перерізів.

### 3. Висновки

З величин розщеплення енергій ГДР в перерізах фотопоглинання отримані значення параметрів ефективної квадрупольної деформації атомних ядер і оцінені їх невизначеності. Значення енергій і внесків мод ГДР були взяті з таблиць робіт [19, 21] для 144 ізотопів від  $^6\text{Li}$  до  $^{239}\text{Pu}$  атомних ядер. Для обчислень параметрів деформацій в наближенні аксіально-симетричних ядер були використані співвідношення (3) та його апроксимація (4), (7) у відповідності з узагальненою гідродинамічною моделлю Даноса [22]. В області рідких земель ( $155 < A < 190$ ) та актиноїдів ( $225 < A < 250$ ) отримані величини  $\beta$  є значеннями параметрів квадрупольної деформації форми,

а для інших ядер  $\beta \equiv \beta_{\text{eff}}$  є ефективними параметрами деформації ядер при апроксимації форми ядер еліпсоїдом обертання. Наближені вирази (4), (7) дають змогу обчислити модулі параметрів квадрупольної деформації без визначення типу моди коливань, а саме відноситься вона до коливань вздовж чи перпендикулярно осі симетрії ядра.

Розрахунки були виконані з характеристиками ГДР, отриманими у підходах SLO та SMLO для опису фотонних силових функцій. Результати порівнюються із значеннями, отриманими в інших підходах [6, 8, 9], а також з базою даних у файлі “deflib.dat” [30], де вони були обчислені з використанням макро-мікроскопічного підходу [31].

Знаки параметрів деформації, які були визначені з фотоядерних даних (модель SLO для енергій) та з бібліотек “deflib.dat” [30] і [6], можуть бути протилежними. Це зумовлено тим, що знаки параметрів квадрупольної деформації залежать від співвідношення між внесками двох мод збудження ГДР, які визначаються з великою похибкою. Найбільш точно вдається описати енергії мод збудження ГДР, оскільки підгонка методом найменших квадратів виконувалась в інтервалі енергій біля піків резонансів. Однак відзначимо, що розбіжності у знаках параметрів  $\beta$  є не тільки при порівнянні значень, отриманих з даних по фотопоглинанню, а і значень між даними з інших баз.

Продемонстровано, що отримані значення модулів параметрів квадрупольних деформацій при збудженні ГДР в більшості ситуацій в межах похибок збігаються із рівноважними значеннями модулів квадрупольної деформацій в основних станах аксіально-симетричних ядер. Тобто розглянутий метод визначення абсолютних значень параметрів  $\beta$  можна вважати достатньо надійним альтернативним методом визначення абсолютних значень параметрів квадрупольної деформації.

Для ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{178}\text{Hf}$  були обчислені перерізи фотопоглинання з різними значеннями характеристик ГДР. Загальна поведінка перерізів для всіх результатів обчислень однакова і перерізи мають однорезонансний вигляд незалежно від того ядро розглядається як сферичне або аксіально-симетричне. Незважаючи на наявність деформації, дві моди ГДР не проявляються через достатню велику їх ширину. Однак врахування деформаovanості ядер доволі суттєво впливає на значення перерізів в околі резонансу. Використання різних

значень і знаків параметрів деформацій може до 40% змінити значення перерізу в максимумі.

*Автори дякують фонду НФДУ за часткову підтримку досліджень (грант НФДУ 2023.05/0024 «Вирішення сучасних проблем хімії, біомедицини, фізики та матеріалознавства з використанням центру високопродуктивних обчислень і машинного навчання»).*

## ДОДАТОК А.

### Обчислення перерізу

#### утворення компаунд ядра гамма-квантами та систематики параметрів ГДР

В ролі перерізу  $\sigma_{\text{CN}}$  утворення компаунд-ядра гамма-квантами дипольного електричного типу ( $E1$ ) використовується усереднений переріз фотопоглинання такого випромінювання. Для гамма-квантів з енергіями  $\varepsilon_\gamma \leq 50$  MeV цей переріз можна вважати таким, що збігається з середнім повним перерізом фотопоглинання  $\sigma_{\text{gdr}}$  зумовленим збудженням ГДР, який можна обчислити за допомогою  $E1$  фотонних силових функцій (ФСФ) фотопоглинання  $f_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma)$ :

$$\sigma_{\text{CN}}^\alpha(\varepsilon_\gamma) = \sigma_{\text{gdr}}^\alpha(\varepsilon_\gamma) = 3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon_\gamma f_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma), \quad (\text{A1})$$

де індексом  $\alpha$  позначена модель ФСФ, що використана в розрахунках (в даній роботі  $\alpha = \text{SLO, SMLO}$  [14, 17, 20, 34–36, 38]).

ФСФ визначається через спектральну функцію  $\Phi_{\text{gdr}}(\varepsilon_\gamma, T)$  загальний вираз якої при поглинанні нагрітим ядром з температурою гамма-квантів типу  $E1$  із збудженням ГДР описується формулою:

$$\begin{aligned} f_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) &= \Phi_{\text{gdr}}^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = \\ &= \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{\text{TRK}} s_j^\alpha \frac{\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma} = \\ &= 8,674 \cdot 10^{-8} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{\text{TRK}} [\text{мб} \cdot \text{MeV}] \times \\ &\times s_j^\alpha \frac{\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) [\text{MeV}^{-1}]}{\varepsilon_\gamma [\text{MeV}]}. \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

Тут індексом  $j$  позначено кількість нормальних мод збудження ГДР;  $j_m = 1$  для сферичного ядра,  $j_m = 2$  для аксіально-симетричного. Множник  $\sigma_{\text{TRK}}$  є значеннямправила сум Томаса–Райха–Куна (ТРК):  $\sigma_{\text{TRK}} = 60NZ/A = 15A(1-I^2)(\text{мб} \cdot \text{MeV})$  з  $I = (N-Z)/A$ . Функція  $\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)$ , що описує лінію форми збудження ГДР, бралася у вигляді узагальненої кривої Лоренца:

$$\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{\pi (\varepsilon_\gamma^2 - (E_j^\alpha)^2)^2 + (\Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) \varepsilon_\gamma)^2}, \quad (\text{A3})$$

де  $E_j^\alpha$  ( $E_2^\alpha \geq E_1^\alpha$ ) і  $\Gamma_j^\alpha$  енергія і ширина  $j$  моди збудження ГДР; а  $s_j^\alpha$  внесок (сила)  $j$ -ї моди коливання. Для моделі стандартного Лоренціану ( $\alpha = \text{SLO}$ ) ширина  $\Gamma_j^{\text{SLO}}$  є

сталою, яка дорівнює ширині ГДР, і енергія  $E_{r,j}^{\text{SLO}}$  дорівнює енергії ГДР для  $j$ -моди, а  $s_j^{\text{SLO}} = \sigma_j^{\text{SLO}} \cdot \Gamma_j^{\text{SLO}} / \sigma_{\text{TRK}}$  із значенням  $\sigma_j^{\text{SLO}}$  для перерізу фотопоглинання  $j$  моди при резонансній енергії.

Для моделі спрощеного модифікованого Лоренціану ( $\alpha = \text{SMLO}$ ) ширина вважається лінійною функцією енергії гамма-квантів:  $\Gamma_j^{\text{SMLO}}(\varepsilon_\gamma) = \varepsilon_\gamma \cdot \Gamma_j^{\text{SMLO}} / E_{r,j}^{\text{SMLO}}$ . Значення ширин ГДР для SLO, SMLO моделей також були взяті або з із таблиць робіт [19, 21], або згідно з систематикою.

Систематики характеристик ГДР були отримані з підгонки значень параметрів, що відповідали підгонці експериментальних перерізів фотопоглинання лоренцовими кривими і були отримані в роботах [19, 36, 38]. Систематика для резонансних енергій була отримана з підгонки методом найменших квадратів рекомендованих експериментальних параметрів ГДР одночасно у сферичних ядрах та в аксіально-симетричних ядрах ( $150 < A < 190$ ,  $220 < A < 253$ ). Вона має такий вигляд (в MeB):

$$E_0^\alpha = e_1^\alpha A^{-1/3} \cdot \sqrt{(1 - I^2) / (1 + e_2^\alpha A^{-1/3})}, \quad (\text{A4})$$

де коефіцієнти  $e_1^\alpha$  і  $e_2^\alpha$  відповідно дорівнюють: для моделі SLO –  $e_1^{\text{SLO}} = 130,0(9)$  і  $e_2^{\text{SLO}} = 9,0(2)$ ; для моделі SMLO –  $e_1^{\text{SMLO}} = 128,0(9)$  і  $e_2^{\text{SMLO}} = 8,5(2)$ . Значення  $E_j^{\text{SLO}}$  відповідає енергії ГДР резонансу у сферичних ядрах ( $E_j^{\text{SLO}} \equiv E_0^{\text{SLO}}$ ) і середній резонансній енергії в аксіально-симетричних ядрах, визначеної як [10, 19, 36, 38]:

$$E_0^\alpha = (s_1^\alpha \cdot E_1^\alpha + s_2^\alpha \cdot E_2^\alpha) / s_\Sigma, \quad (\text{A5})$$

де  $E_1^\alpha$ ,  $E_2^\alpha$  енергії мод ГДР з меншим та більшим значеннями, а  $s_1^\alpha$ ,  $s_2^\alpha$  їх відповідні сили. Відповідність резонансних параметрів, зокрема енергій, до параметрів мод коливань вздовж  $E_a^\alpha$  і перпендикулярно  $E_b^\alpha$  осі симетрії в аксіальних ядрах залежить від знака параметра квадрупольної деформації:

$$\beta > 0 \Rightarrow E_1 = E_a, \quad E_2 = E_b,$$

$$s_1 = s_a, \quad s_2 = s_b = 2s_a,$$

$$\Gamma_1 = \Gamma_a, \quad \Gamma_2 = \Gamma_b, \quad (\text{A6})$$

$$\beta < 0 \Rightarrow E_1 = E_b, \quad E_2 = E_a,$$

$$s_1 = s_b, \quad s_2 = s_a = s_b/2,$$

$$\Gamma_1 = \Gamma_b, \quad \Gamma_2 = \Gamma_a.$$

Для обчислення енергій приймається наближення

$$E_a = E_0 \cdot \frac{R'_0}{R_a} = \frac{E_0}{1 + 0,631\beta}, \quad (\text{A7})$$

$$E_b = E_0 \cdot \frac{R'_0}{R_b} = \frac{E_0}{1 - 0,631\beta/2}.$$

Для систематики ширини резонансу був взятий степеневий вираз,

$$\Gamma_j^\alpha = c^\alpha \cdot (E_j^\alpha)^{d^\alpha} \quad (\text{MeB}), \quad (\text{A8})$$

з такими параметрами підгонки експериментальних ширин ГДР:  $c^{\text{SLO}} = 0,32(3)$ ,  $d^{\text{SLO}} = 0,98(3)$  і  $c^{\text{SMLO}} = 0,42(5)$ ,  $d^{\text{SMLO}} = 0,90(4)$ .

Відзначимо, що в аксіально-деформованих ядрах часто використовують наближення сферичного ядра і переріз фотопоглинання апроксимують виразами з одним Лоренціаном, тобто використовують формули (A1), (A2) з  $j = 1$ . В ролі резонансної енергії, якщо відсутні характеристики ГДР з підгонки експериментальних даних з фотопоглинання, використовується систематика (A4). Ширина резонансної кривої обчислюється за формулою [23, 28]:

$$\Gamma_0^\alpha = |E_1^\alpha - E_2^\alpha| + \Gamma_1^\alpha/2 + \Gamma_2^\alpha/2 \quad (\text{MeB}), \quad (\text{A9})$$

де для енергій і ширин в  $j$ -й моді резонансу використовуються співвідношення (A6)–(A8) з деформаціями з файлу “deflib.dat”. Відзначимо, що апроксимація фотоперерізів аксіально-симетричних ядер одним лоренціаном з шириною (A9) відповідає ситуації, коли відстань між піками має значно менше значення, ніж сума напівширин кривих під піками.

1. A. Bohr, B.R. Mottelson. *Nuclear Structure. Vol. II. Nuclear Deformation* (Addison-Wesley, 1998), Ch. 4.
2. O. Nathan, S.G. Nilsson. Collective nuclear motion and the unified model. In: *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. Vol. II*. Edited by K. Siegbahn (North-Holland, 1965).
3. K.E. Lobner, M. Vetter, V. Honig. Nuclear intrinsic quadrupole moments and deformation parameters. *Nucl. Data Tabl.* **7**, 495 (1970).
4. P. Raghavan. Table of nuclear moments. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **42**, 189 (1989).
5. N.J. Stone. Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **90**, 75 (2005).
6. A.V. Yushkov. Surface of  $b(Z, N)$  deformation for nuclei with  $Z$  from 2 to 102. *Phys., Elem. Part. At. Nucl.* **24**, 348 (1993).
7. S. Raman, C.H. Malarkey, W.T. Milner, C.W. Nestor Jr., P.H. Stelson. Transition probability,  $B(E2)_{\text{up}}$ , from the ground to first excited  $2^+$  state of even-even nuclides. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **36**, 1 (1987).
8. S. Raman, C.W. Nestor Jr., P. Tikkanen. Transition probability from the ground to the first-excited  $2^+$  state of even-even nuclides. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **78**, 1 (1987).
9. B. Pritychenko, M. Birch, B. Singh, M. Horoi. Tables of  $E2$  transition probabilities from the first  $2^+$  states in even-even nuclei. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **107**, 1 (2016).
10. B.L. Berman, S.C. Fultz, Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Rev. Mod. Phys.* **47**, 713 (1975).
11. S.S. Dietrich, B.L. Berman. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **38**, 199 (1988).
12. A. Van der Woude. The electric giant resonances. In: *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*. Edited by J. Speth (World Scientific, 1991), p. 99.



13. M.B. Chadwick, P. Obložinský, A.I. Blokhin, T. Fukahori, Y. Han, Y.-O. Lee, M.N. Martins, S.F. Mughabghab, V.V. Varlamov, B. Yu, J. Zhang. *Handbook on Photonuclear Data for Applications. Cross-Sections and Spectra. Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1178* (International Atomic Energy Agency, 2000).
14. T. Belgia, O. Bersillon, R. Capote Noy, T. Fukahori, Ge Zhigang, S. Goriely, M. Herman, A.V. Ignatyuk, S. Kailas, A.J. Koning, P. Obložinský, V. Plujko, P.G. Young. *Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data. Reference Input Parameter Library-2. Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1506* (International Atomic Energy Agency, 2006).
15. V.M. Mazur. Giant nuclear dipole resonance. *Visn. Uzhhorod Univ. Ser. Fiz.* N 13, 100 (2003) (in Ukrainian).
16. V.M. Mazur, L.M. Mel'nikova. Giant dipole resonance in absorption and emission of gamma rays by medium and heavy nuclei. *Phys. Part. Nucl.* **37**, 923 (2006).
17. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgia, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E.Sh. Soukhovitskii, P. Talou. Reference Input Library (RIPL). *Nucl. Data Sheets* **110**, 3107 (2009).
18. V.A. Plujko, R. Capote, O.M. Gorbachenko. Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections. *Atom. Data Nucl. Data Tables* **97**, 567 (2011).
19. V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, R. Capote, P. Dimitriou. Giant dipole resonance parameters of ground-state photoabsorption: Experimental values with uncertainties. *Atom. Data Nucl. Data Tables* **123–124**, 1 (2018).
20. S. Goriely, P. Dimitriou, M. Wiedeking, T. Belgia, R. Firestone, J. Kopecky, M. Krťicka, V. Plujko, R. Schwengner, S. Siem, H. Utsunomiya, S. Hilaire, S. Peru, Y.S. Cho, D.M. Filipescu, N. Iwamoto, T. Kawano, V. Varlamov, R. Xu. Reference database for photon strength functions. *Eur. Phys. J. A* **55**, 172 (2019).
21. T. Kawano, Y.S. Cho, P. Dimitriou, D. Filipescu, N. Iwamoto, V. Plujko, X. Tao, H. Utsunomiya, V. Varlamov, R. Xu, R. Capote, I. Gheorghe, O. Gorbachenko, Y.L. Jin, T. Renström, M. Sin, K. Stopani, Y. Tian, G.M. Tveten, J.M. Wang, T. Belgia, R. Firestone, S. Goriely, J. Kopecky, M. Krťicka, R. Schwengner, S. Siem, M. Wiedeking. IAEA Photonuclear Data Library 2019. *Nucl. Data Sheet* **163**, 109 (2020).
22. M. Danos. On the long-range correlation model of the photonuclear effect. *Nucl. Phys.* **5**, 23 (1958).
23. K. Okamoto. Intrinsic quadrupole moment and the resonance width of photonuclear reactions. *Phys. Rev.* **110** (1), 143 (1958).
24. J.M. Eisenberg, W. Greiner. *Nuclear Theory. Vol. 1. Nuclear Models, Collective and Single-Particle Phenomena* (North-Holland, 1970).
25. W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick, E.R. Hilf. Droplet model of the giant dipole resonance. *Phys. Rev. C* **15**, 2032 (1977).
26. E. Lipparini, S. Stringari. Some rules and giant resonances in nuclei. *Phys. Rep.* **175**, 103 (1989).
27. V.Yu. Denisov. Dipole resonances in the gas-droplet model of the nucleus. *Sov. J. Nucl. Phys.* **43**, 28 (1986).
28. V.Yu. Denisov. Isoscalar and isovector giant resonances in the gas-droplet model for deformed nuclei. *Sov. J. Nucl. Phys.* **44**, 20 (1986).
29. V.Yu. Denisov, V.A. Plujko. *The Problems of Physics of Atomic Nuclei and Nuclear Reactions* (Taras Shevchenko Nat. Univ., 2013) [in Ukrainian].
30. File "deflib.dat" from Section "GAMMA" project RIPL [14].
31. P. Moller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Nuclear ground-state masses and deformations. *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **59**, 185 (1995).
32. I.M. Kadenko, V.A. Plujko. *Elements Of Estimation Methods Of Statistical Data And Their Distribution Function* (Taras Shevchenko Nat. Univ., 2003) [in Ukrainian].
33. M.B. Chadwick, P. Obložinský, P.E. Hodgson, G. Reffo. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption. *Phys. Rev. C* **44**, 814 (1991).
34. D.M. Brink. *Some Aspects Of Interaction Of Fields With Matter. Ph.D. thesis* (Oxford University, 1955).
35. S. Goriely, V. Plujko. Simple empirical E1 and M1 strength functions for practical applications. *Phys. Rev. C* **99**, 014303 (2019).
36. V. Plujko, O. Gorbachenko, K. Solodovnyk. Description of nuclear photoexcitation by Lorentzian expressions for electric dipole photon strength function. *Eur. Phys. J. A* **55**, 210 (2019).
37. *Experimental Nuclear Reaction Data Library EXFOR*, <https://www-nds.iaea.org/exfor/>.
38. V.A. Plujko, S. Goriely, O.M. Gorbachenko, K.M. Solodovnyk. Test of models for photon strength functions of electric dipole photoexcitation. *Nucl. Phys. At. Ener.* **20**, 213 (2019).
39. M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, V. Zerkin. EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation. *Nucl. Data Sheets* **108**, 2655 (2007).
40. *TENDL2023 library*; [https://tendl.web.psi.ch/tendl\\_2023/tendl2023.html](https://tendl.web.psi.ch/tendl_2023/tendl2023.html).
41. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: comprehensive nuclear reaction modeling. In: *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology-ND 2004*. Edited by R.C. Haight, M.B. Chadwick, T. Kawano, P. Talou (AIP, 2005), p. 1154.
42. H. Ejiri, T. Shima, S. Miyamoto, K. Horikawa, Y. Kitagawa, Y. Asano, S. Date, Y. Ohashi. Resonant photonuclear reactions for isotope transmutation. *J. Phys. Soc. Jap.* **80**, 094202 (2011).

43. H. Utsunomiya, S. Goriely, T. Kondo, C. Iwamoto, H. Aki-mune, T. Yamagata, H. Toyokawa, H. Harada, F. Kitatani, Y.W. Lui, A.C. Larsen, M. Guttormsen, P.E. Koehler, S. Hilaire, S. Peru, M. Martini, A.J. Koning. Photoneutron cross sections for Mo isotopes: A step towards a unified understanding of  $(\gamma, n)$  and  $(n, \gamma)$  reactions. *Phys. Rev. C* **88** 15805 (2013).
44. V.A. Zheltonozhsky, M.V. Zheltonozhskaya, A.M. Savra-sov, S.S. Belyshev, A.P. Chernyaev, V.N. Yatsenko. Study-ing the activation of  $^{177}\text{Lu}$  in  $(\gamma, xn)$  reactions. *Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.* **84**, 923 (2020). Одержано 18.02.25

*O.M. Gorbachenko, V.A. Plujko*

DEFORMATION PARAMETERS OF ATOMIC  
NUCLEI FROM PHOTOABSORPTION DATA AND THEIR  
IMPACT ON PHOTOABSORPTION CROSS-SECTION

The values of the effective quadrupole deformation parameter of atomic nuclei have been calculated, and their uncertainties

have been estimated. The approximation of axially symmetric nuclei and the energy splitting values of two modes of the isovector giant dipole resonance (GDR) for the photoabsorption cross-sections of 144 isotopes from  $^6\text{Li}$  to  $^{239}\text{Pu}$  are used. For axially symmetric atomic nuclei with  $155 < A < 190$  and  $225 < A < 250$ , the determined effective values of the quadrupole deformation parameter are exactly identical to the values of the quadrupole deformation parameter  $\beta$ . The results are compared with the values obtained in other approaches. It is demonstrated that the obtained absolute values of the quadrupole deformation parameter for the GDR excitation, as a rule, coincide, within the uncertainty limits, with the absolute values of deformations in the ground nucleus state. For the  $^{100}\text{Mo}$  and  $^{178}\text{Hf}$  nuclei, the dependences of the partial photoabsorption cross-sections on the GDR characteristics are calculated and analyzed.

*Keywords:* photoabsorption cross-sections, axially deformed nuclei, nucleus quadrupole deformation parameters, isovector giant dipole resonance, energy splitting.