

**В. О. Желтоножський<sup>1</sup>, А. М. Саврасов<sup>1</sup>, В. А. Плюйко<sup>1,2</sup>,  
О. М. Горбаченко<sup>2</sup>, К. М. Солодовник<sup>2,\*</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

\*Відповідальний автор: e.solodovnyk@gmail.com

### ФОТОПОДІЛ <sup>238</sup>U ГАЛЬМІВНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ У ШИРОКОМУ ІНТЕРВАЛІ ЗНАЧЕНЬ ГРАНИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ

В експериментах з фотоподілу <sup>238</sup>U гальмівними  $\gamma$ -квантами виміряно ізомерні відношення виходів ізотопів <sup>133</sup>Xe при граничних енергіях  $E_c = 6,25, 14,5$  і  $18$  MeV та <sup>135</sup>Xe при  $E_c = 6,25, 12,5$  і  $14,5$  MeV. Ізомерні відношення були отримані з врахуванням внеску від розпаду ізобарних ядер у виходи досліджуваних нуклідів. Обчислені середні кутові моменти досліджуваних фрагментів поділу в рамках статистичної моделі розпаду.

*Ключові слова:* фотоподіл, ізомерні відношення виходів, середні кутові моменти фрагментів поділу.

#### 1. Вступ

Цікавим проявом динаміки ядерного поділу є наявність в уламках поділу ядер кутових моментів, величина яких значно перевищує спин ядра, що ділиться. Походження цих моментів прийнято пояснювати збудженням поперечних коливальних в ядрі, що ділиться, при його русі від сідлової точки до точки розриву. Виходячи з гіпотези про статистичну рівновагу в точці розриву, у роботах [1, 2] автори показали, що кутовий момент уламків поділу повинен зростати зі зростанням їхньої деформації в точці розриву. Проте кутові моменти та їхній зв'язок з іншими характеристиками низькоенергетичного поділу ядер погано вивчені.

Один із найбільш розвинених методів отримання інформації про середні кутові моменти фрагментів поділу є метод ізомерних відношень (ІВ). Він базується на вимірюванні відношень перерізів  $\sigma_\alpha$  або виходів  $Y_\alpha$  утворення високоспінових ( $\alpha = \text{high}$ ) та низькоспінових ( $\alpha = \text{low}$ ) станів одного і того ж уламка поділу, що має ізомерний стан  $R_\sigma = \sigma_{\text{high}} / \sigma_{\text{low}}$  ( $R_Y = Y_{\text{high}} / Y_{\text{low}}$ ).

Слід відзначити, що основну інформацію про величини  $R_\sigma$  ( $R_Y$ ) отримано в реакціях поділу під дією нейтронів (n, f) [3]. У посиланнях до [4] наведено роботи, в яких проводились експериментальні дослідження ІВ у реакціях фотоподілу. Серед отриманих значень недостатньо експериментальної інформації для важкого уламка <sup>133</sup>Xe, а для ізотопу <sup>135</sup>Xe спостерігаються флуктуації значень ІВ.

Дана робота є продовженням циклу досліджень ІВ та середніх кутових моментів фрагментів фотоподілу ядер-актинідів (див. [4 - 10] та посилання в них). Метою даної роботи було

дослідження ІВ та середніх кутових моментів в уламках <sup>133</sup>Xe, <sup>135</sup>Xe та <sup>95</sup>Nb з фотоподілу ядер <sup>238</sup>U в широкому діапазоні значень граничної енергії гальмівних  $\gamma$ -квантів.

#### 2. Методика та експериментальні результати

Опромінення мішені в рамках активаційної методики проводилось  $\gamma$ -квантами при гальмуванні електронів з енергіями  $E_e = 6,25, 12,5, 14,5$  та  $18$  MeV. Експеримент проводився на мікротроні М-30 в ІЕФ НАН України (Ужгород, Україна). В якості мішені використовувався зразок <sup>238</sup>U у вигляді збірки смужок із напиленням <sup>238</sup>U, загальною масою ізотопу 2 г, між якими було розташовано алюмінієві фольги (схему проведення експерименту наведено на рис. 1 роботи [4]). При опроміненні зразка гальмівними  $\gamma$ -квантами на поверхні алюмінієвих фольг осаджуються радіоактивні уламки, що виникають під час поділу урану та вилітають зі смужок. Після опромінення зразків активовані алюмінієві фольги переносяться до  $\gamma$ -спектрометра (за певний час «охолодження»  $t_c$ ) та проводиться вимірювання  $\gamma$ -спектрів фрагментів поділу (за час  $t_m$ ).

Опромінення зразка проводилось протягом  $t_{\text{ir}} = 20$  хв при  $E_e = 6,25$  MeV,  $t_{\text{ir}} = 2$  год при  $E_e = 12,5$  MeV,  $t_{\text{ir}} = 2,5$  год при  $E_e = 14,5$  MeV та  $t_{\text{ir}} = 10$  хв при  $E_e = 18$  MeV. Час охолодження становив  $t_c = 32$  с. Вимірювання спектрів проводилося на  $\gamma$ -спектрометрах, створених на базі HPGe-детекторів. Роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 кеВ для  $\gamma$ -переходу з  $E_\gamma = 1332,5$  кеВ у ядрі <sup>60</sup>Co. Спектри записувалися через кожні 60 с протягом усього часу вимірювання  $t_m$ . Ефективність реєстрації  $\gamma$ -квантів даними спектрометрами визначалася за допомогою стандартних калібрувальних джерел <sup>152,154</sup>Eu, <sup>133</sup>Ba та <sup>241</sup>Am [9].

© В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, К. М. Солодовник, 2019

Для обробки спектрів використовувався пакет програм Winspectrum [12]. Обробка спектрів полягала в надійному визначенні площ під піками повного поглинання від  $\gamma$ -переходів, що виникають при розпадах з ізомерного на основний стан та при  $\beta^-$ -розпаді основного стану ядра, а також від  $\gamma$ -переходів, що виникають при  $\beta^-$ -розпаді ядра-попередника з ізобарного ланцюжка. Таке заселення може бути значно більшим за пряме заселення.

На рис. 1 зображено фрагменти схем розпаду досліджуваних ізомерних пар із вказівкою тих  $\gamma$ -переходів, що використовувались для ідентифікації розпадів основних та ізомерних станів  $^{133}\text{Xe}$ ,  $^{135}\text{Xe}$  та ізобарних ядер-попередників. А саме для визначення заселеностей рівнів  $^{133}\text{Xe}$  використовувалися переходи з  $E_\gamma = 529,9, 233,2, 81,0$  кеВ, для визначення заселеностей рівнів  $^{135}\text{Xe}$  використовувалися переходи з  $E_\gamma = 1260,4, 526,6, 249,8$  кеВ [11].

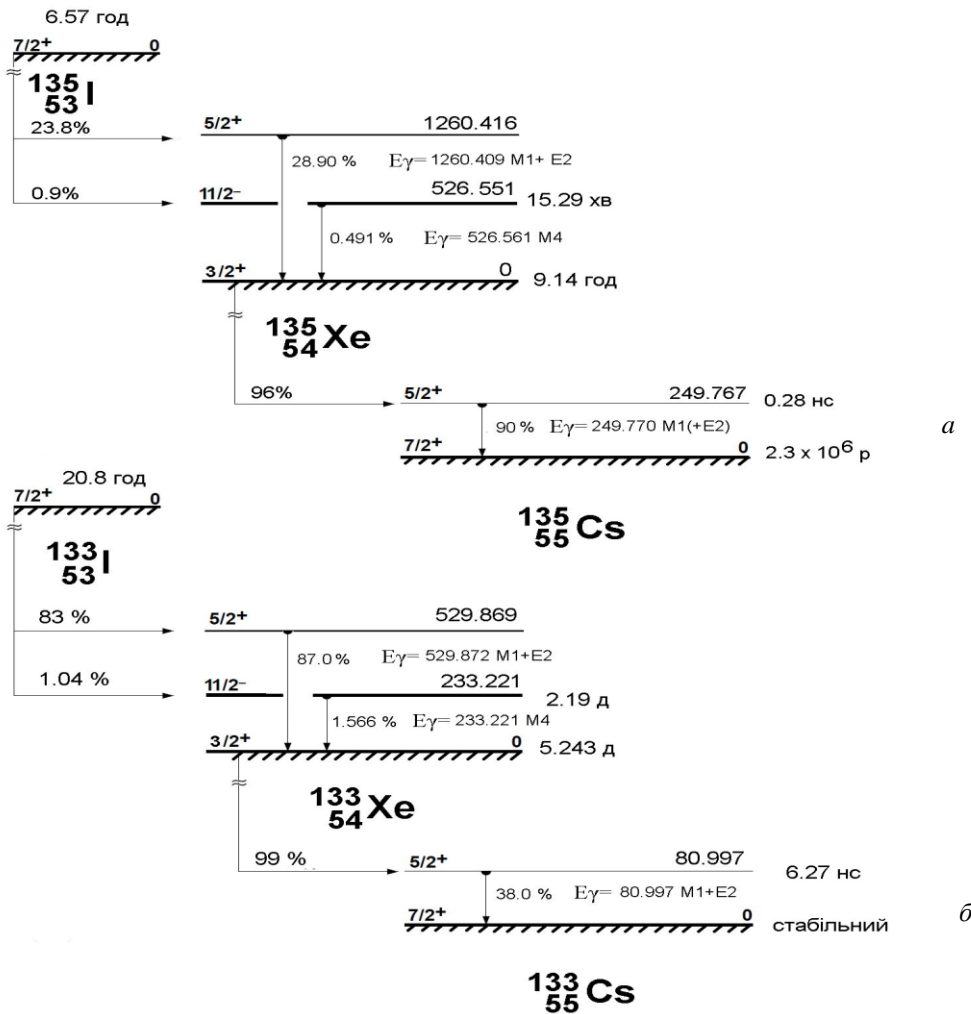


Рис. 1. Фрагменти схем розпаду ланцюжків  $^{135}_{53}\text{I} \rightarrow ^{135}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{135}_{55}\text{Cs}$  (а) та  $^{133}_{53}\text{I} \rightarrow ^{133}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{133}_{55}\text{Cs}$  (б).  
Характеристики станів та переходів наведено за даними [11]. Енергії переходів указано в кеВ.

У досліджуваних областях апаратних спектрів декілька піків від  $\gamma$ -переходів (від розпаду продуктів реакції фотоподілу) мають близькі енергії, що перекриваються і не розділяються спектрометром. У таких ситуаціях проводилося визначення площ цих піків шляхом вписування в досліджувану ділянку спектра декількох піків «еталонної» форми. Для задання «еталонної» форми піка використовувався одиночний інтенсивний пік з даного  $\gamma$ -спектра, що створюється гамма-випромінюванням з енергією, близькою до діапазону енергій, де створюється перекриття.

Проводився аналіз  $\gamma$ -спектрів, що відповідають різним значенням часів охолодження  $t_c$  та вимірювання  $t_m$ . Характерні фрагменти  $\gamma$ -спектрів продуктів фотоподілу  $^{238}\text{U}$  наведено на рис. 2.

ІВ  $R_\gamma$  були обчислені за допомогою програмного коду IZOMER [12] як відношення виходів реакцій із заселенням високоспінового та низькоспінового станів  $R_\gamma = Y_{\text{high}} / Y_{\text{low}}$ , що задовольняють систему кінетичних рівнянь, яка описує зміну з часом кількості ядер, що утворилися в основному та метастабільному станах, і ізобарних ядер [5, 7]. Для розрахунку використовува-

лися отримані в експерименті значення площ під піками повного поглинання та табличні значення ймовірностей переходів у досліджуваних ядрах [9]. Отримані дані ІВ наведено в табл. 1. Указані в таблиці похибки вимірювань ІВ враховують статистичні похибки площ під піками повного поглинання досліджуваних  $\gamma$ -переходів, похибки квантових виходів та ефективностей ресстрації цих переходів. Цифри в дужках відносяться до останніх значущих цифр середніх значень.

$N/10^5$ , відл.

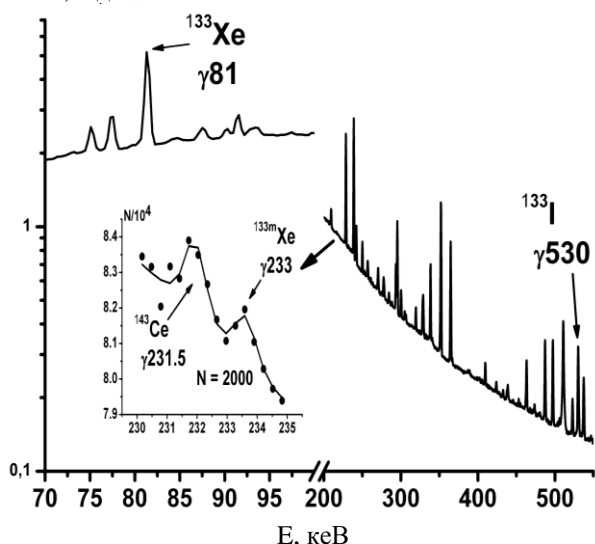


Рис. 2. Фрагменти спектра фотоподілу  $^{238}\text{U}$  ( $E_e = 14,5$  MeV), що використовувався для обчислення ІВ  $^{133}\text{Xe}$ . Збільшені ділянки  $\gamma$ -спектра деталізують області, що використовувалися в розрахунках.

Таблиця 1. Експериментальні значення ІВ виходів ( $R_\gamma$ ) в ядрах-фрагментах  $^{133}\text{Xe}$ ,  $^{135}\text{Xe}$  в реакціях фотоподілу  $^{238}\text{U}$  при різних значеннях граничної, тобто максимальної, енергії гальмівних  $\gamma$ -квантів

$E_e$ , MeV	$^{133m,g}\text{Xe}$	$^{135m,g}\text{Xe}$
6,25	0,08(2)	0,032(5)
12,5		0,064(8)
14,5	0,16(3)	0,073(8)
18	0,46(16)	0,069(7) [8]

### 3. Обчислення середніх кутових моментів

Для теоретичного розрахунку ІВ використовувалася розроблена в [7, 13] узагальнена статистична модель Хьюзенги - Ванденбоша [14, 15]. Враховувалася заселеність основного (g) та метастабільного (m) станів досліджуваного ядра ( $A_f, Z_f$ ) від розпаду ізотопів із масовим числом  $A_i = A_f + i$  з більшою кількістю нейтронів  $i \leq i_m$ . Максимальну кількість додаткових нейтронів було обрано відповідно до середньої множинності нейтронів  $i_m = 2$ . У розрахунках враховувався розпад станів з величинами енергії збудження в однаковому інтервалі  $\Delta U = 16$  MeV для всіх ізо-

топів, що відповідає подвійній середній енергії відриву нейтрона  $S_n = 8$  MeV ( $\Delta U = 2S_n$ ) і враховує практично всі збуджені стани, які можуть заселяти основний та ізомерний стани досліджуваного ядра. Мінімальне  $U_{\min}^{(i)}$  та максимальне  $U_{\max}^{(i)}$  значення енергії збудження в ядрі-фрагменті ( $A_i, Z_f$ ), що заселяють g- та m-стани ядра ( $A_f, Z_f$ ), бралися рівними:  $U_{\min}^{(i)} = S_i$ ,  $U_{\max}^{(i)} = S_i + \Delta U$ , де  $S_i$  – енергія відділення  $i$  нейтронів від ядра ( $A_i, Z_f$ ),  $S_i = \sum_{j=0}^{i-1} S_n^{(j)}$  з  $S_n^{(j)}$  для енергії

відділення одного нейтрона від ядра ( $A_f + j, Z_f$ ) і  $S_n^{(j=0)} = 0$ . Розрахунки виконували з використанням кодів Talys 1.6 [16] та Empire 3.2 [17]. Вхідні параметри брали відповідно до RIPL-3 [18]. Деталі розрахунків наведено в [4] та в посиланнях там. За вказаним методом розраховано значення середніх кутових моментів первинних уламків поділу  $\bar{J}$  для ядер  $^{133}\text{Xe}$  та  $^{135}\text{Xe}$ . У табл. 2 наведено середньоарифметичні значення середніх кутових моментів уламків поділу, визначені з різними типами спінових розподілів (формули (2) та (3) в роботі [4]) та з урахуванням різної кількості вилітаючих нейтронів (до двох). У дужках указано похибки вимірювань, що відносяться до останніх значущих цифр середніх значень.

Таблиця 2. Середні кутові моменти  $\bar{J}$  (в одиницях  $\hbar$ ) досліджуваних уламків фотоподілу  $^{238}\text{U}$

$E_e$ , MeV	$^{133m,g}\text{Xe}$	$^{135m,g}\text{Xe}$
6,25	1,6(5)	1,2(5)
12,5		1,5(5)
14,5	1,8(5)	1,4(5)
18,0	2,8(5)	

### 4. Обговорення результатів

У табл. 3 і 4 наведено значення ІВ та середніх кутових моментів уламків фотоподілу, отриманих у даній роботі та в роботах інших авторів. З таблиць видно, що для обох ізотопів ксенону спостерігається немонотонна поведінка як ІВ виходів, так і середніх кутових моментів при зміні енергії  $\gamma$ -випромінювання  $E_e$  від 6,25 до 18 MeV, хоча зміни  $\bar{J}$  не такі різкі, як ІВ виходів. У діапазоні величин енергії від 6,25 до 12,5 MeV має місце зростання обох величин як для  $^{133}\text{Xe}$ , так і для  $^{135}\text{Xe}$ . Це можна пояснити тим, що зі зростанням граничної енергії гальмівних  $\gamma$ -квантів ймовірність заселення високоспінового стану зростає швидше, ніж низькоспінового. Відзначимо також, що в цій області величин енергії енергетично можлива лише реакція фотоподілу ( $\gamma, f$ ).

Таблиця 3. Порівняння ІВ виходів уламків фотоподілу  $^{238}\text{U}$  досліджуваних ядер (жирним шрифтом) із раніше опублікованими даними (у квадратних дужках)

Ізомерна пара	Гранична енергія $\gamma$ -квантів $E_c$ , MeV				
	6,25	12,5	14,5	16	18
	Значення ІВ $R_Y = Y_{\text{high}}/Y_{\text{low}}$				
$^{133m}\text{gXe}$	<b>0,08(2)</b>	0,34(6) [4]	<b>0,16(3)</b>		<b>0,46(3)</b>
$^{135m}\text{gXe}$	<b>0,032(5)</b>	<b>0,064(8)</b>	<b>0,073(8)</b>	0,22(3) [19]	0,069(7) [8]

Таблиця 4. Порівняння середніх кутових моментів уламків фотоподілу  $^{238}\text{U}$  досліджуваних ядер (жирним шрифтом) із раніше опублікованими даними (у квадратних дужках)

Ізомерна пара	Гранична енергія $\gamma$ -квантів $E_c$ , MeV				
	6,25	12,5	14,5	16	18
	Значення середнього кутового моменту уламка поділу $\bar{J}$				
$^{133m}\text{gXe}$	<b>1,6(5)</b>	2,4(5) [4]	<b>1,8(5)</b>		<b>2,8(5)</b>
$^{135m}\text{gXe}$	<b>1,2(5)</b>	<b>1,5(5)</b>	<b>1,4(5)</b>	2,8(5) [19]	1,3(5) [8]

В енергетичному діапазоні 12,5 - 14,5 MeV  $R_Y$  та  $\bar{J}$  починають поводити себе по-різному для різних ізотопів ксенону. Якщо для  $^{133}\text{Xe}$  відбувається їхнє зниження, що, можливо, може свідчити про домінування впливу фотоподілу після вильоту нейтрона, тобто ( $\gamma$ , nf)-поділу ( $E_{\text{пор}} \approx 12,3$  MeV), над зростанням  $E_c$ , то для  $^{135}\text{Xe}$  обидва впливи порівняні, оскільки величини  $R_Y$  та  $\bar{J}$  в межах похибки залишаються тими ж. Надалі для ядер  $^{135}\text{Xe}$  спостерігається зростання обох величин при зростанні  $E_c$  від 14,5 до 16 MeV та зниження при подальшому зростанні  $E_c$  до 18 MeV. На жаль, при  $E_c = 16$  MeV ІВ виходів та  $\bar{J}$  не визначались для  $^{133}\text{Xe}$ , а величина  $R_Y$  при  $E_c = 18$  MeV для даного ядра зростає у 3 рази порівняно з величиною ІВ виходів при  $E_c = 14,5$  MeV. При  $E_c = 16,7$  MeV відкривається ( $\gamma$ , 2nf) канал поділу, який, імовірно, впливає на зниження обох величин для  $^{135}\text{Xe}$ . На наш погляд, така поведінка  $R_Y$  та  $\bar{J}$  є проявом оболонкових ефектів, оскільки  $^{133}\text{Xe}$  має 79 нейтронів і виліт 2 - 3 нейтронів при утворенні цього ядра не змінює оболонку, замкнену при  $N = 82$ . У той же час для  $^{135}\text{Xe}$   $N = 81$ , тобто при вильоті вже 1 нейтрона, оболонка заповнена, а при вильоті 2-3 нейтронів відбувається переміщення в іншу нейтронну оболонку.

З порівняння значень  $R_Y$  у парі ізотопів

$^{79}_{54}\text{Xe}^{133}$  та  $^{81}_{54}\text{Xe}^{135}$  можна відзначити, що ця величина систематично нижча для другого нукліда. Це також можна пояснити наближенням кількості нейтронів до магічного числа 82, що відповідає заповненню оболонки. Аналогічне зниження ІВ для ізотопів ксенону спостерігалось в експерименті «Godiva-IV» у реакціях поділу  $^{235}\text{U}$  під дією нейтронів [20] ( $R_Y(^{81}_{54}\text{Xe}^{133})=3,92(92)$ ,  $R_Y(^{81}_{54}\text{Xe}^{135})=1,48(34)$ ). На думку авторів, дана поведінка може свідчити про вплив оболонкових ефектів на значення заселеностей станів.

## 5. Висновки

Уперше проведено експериментальне вимірювання ІВ виходів ядер  $^{133}\text{Xe}$  та  $^{135}\text{Xe}$  при фотоподілі  $^{238}\text{U}$  гальмівними  $\gamma$ -квантами з граничними енергіями  $E_c = 6,25, 12,5, 14,5$  та 18 MeV. ІВ було розраховано з урахуванням внеску від розпаду ізобарних ядер у виходи досліджуваних нуклідів. Визначено середні кутові моменти досліджуваних фрагментів поділу в рамках статистичної моделі розпаду. Результати вимірювань указують на можливість впливу оболонкових ефектів та відкриття ( $\gamma$ , nf) і ( $\gamma$ , 2nf) каналів поділу на значення ІВ та середніх кутових моментів первинних фрагментів поділу.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. J.O. Rasmussen, W. Norenberg, H.J. Mang. A model for calculating the angular momentum distribution of fission fragments. *Nucl. Phys. A* 136 (1969) 465.
2. M. Zielinska-Pfabe, K. Dietrich. Angular momentum distribution of fission fragments as a result of bending modes at the scission point. *Phys. Lett. B* 49 (1974) 123.
3. H. Naik, S.P. Dange, R.J. Singh. Angular momentum of fission fragments in low energy fission of actinides. *Phys. Rev. C* 71 (2005) 014304.
4. I.M. Vyshnevskiy et al. Average angular momenta of the fragments in  $^{238}\text{U}$  photofission with bremsstrahlung. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 19 (2018) 5.
5. I.N. Vishnevskii et al. Investigation of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  photofission. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 74 (2010) 500.
6. I.N. Vishnevskii, V.A. Zheltonozhskii, A.N. Savrasov. Investigating  $^{237}\text{Np}$  and  $^{241}\text{Am}$  photofission. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 76 (2012) 901.

7. I.M. Vyshnevskiy et al. Isomeric yield ratios and mean angular momenta of photofission fragments of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 16 (2015) 5.
8. I.M. Vyshnevskiy et al. Isomeric yields ratios of  $^{238}\text{U}$  photofission fragments at end-point energy of bremsstrahlung photons about 18 MeV. In: *Abstracts of the LXIV Intern. Conf. on Nuclear Physics "Nucleus 2014"*, Minsk, July 1 - 4, 2014 (Minsk, 2014) p. 88.
9. V.O. Zheltonozhskiy et al. Isomer ratios and mean angular momenta of primary  $^{97}\text{Nb}$  fragments at  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  photofission. *Ukr. J. Phys.* 62 (2017) 285.
10. I.M. Vyshnevskiy et al. Investigation of  $^{233}\text{U}$  and  $^{241}\text{Am}$  photofission fragments. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 15 (2014) 215.
11. R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin. *Table of Isotopes*. CD-ROM. Eight Edition (1996).
12. M.V. Strilchuk. *User Manual for Winspectrum*. Private communication.
13. I.M. Vyshnevskiy et al. Isomer yield ratios of  $^{133}\text{Te}$ ,  $^{134}\text{I}$ ,  $^{135}\text{Xe}$  in photofission of  $^{235}\text{U}$  with 17 MeV bremsstrahlung. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 15 (2014) 111.
14. R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. *Nuclear Fission* (New York: Academic Press, 1973) 422 p.
15. H. Warhalek, R. Vandenbosh. Relative cross-sections for formation of the shielded isomeric pair  $^{134\text{m}}\text{Cs}$  and  $^{134}\text{Cs}$  in medium energy fission. *J. Inorg. Nucl. Chem.* 26 (1964) 669.
16. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS-1.0. In: *Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology ND2007*, Nice, France, April 22 - 27, 2007 (Nice, 2007) p. 211.
17. M. Herman et al. EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation. *Nucl. Data Sheets* 108(12) (2007) 2655.
18. R. Capote et al. RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. *Nucl. Data Sheets* 110 (2009) 3107.
19. O.A. Bessheiko et al. Isomeric ratios and mean angular momenta for  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  photofission products. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 69 (2005) 745.
20. G.P. Ford, K. Wolfsberg, B.R. Erdal. Independent yields of the isomers of  $^{133}\text{Xe}$  and  $^{135}\text{Xe}$  for neutron-induced fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and  $^{242\text{m}}\text{Am}$ . *Phys. Rev. C* 30 (1984) 195.

**В. А. Желтоножский<sup>1</sup>, А. Н. Саврасов<sup>1</sup>, В. А. Плюйко<sup>1,2</sup>, А. Н. Горбаченко<sup>2</sup>, Е. Н. Солодовник<sup>2,\*</sup>**

<sup>1</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

<sup>2</sup> *Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

\*Ответственный автор: e.solodovnyk@gmail.com

#### **ФОТОДЕЛЕНИЕ $^{238}\text{U}$ ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ЗНАЧЕНИЙ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ**

В экспериментах по фотоделению  $^{238}\text{U}$  тормозными  $\gamma$ -квантами измерены изомерные отношения выходов ядер  $^{133}\text{Xe}$  при граничных энергиях  $E_e = 6,25, 14,5$  и  $18$  МэВ и  $^{135}\text{Xe}$  при  $E_e = 6,25, 12,5$  и  $14,5$  МэВ. Изомерные отношения были получены с учетом вклада от распада изобарных ядер в выходы исследуемых нуклидов. Определены средние угловые моменты фрагментов деления в рамках статистической модели распада.

*Ключевые слова:* фотоделение, изомерные отношения выходов, средние угловые моменты фрагментов деления.

**V. O. Zheltonozhsky<sup>1</sup>, A. M. Savrasov<sup>1</sup>, V. A. Plujko<sup>1,2</sup>, O. M. Gorbachenko<sup>2</sup>, K. M. Solodovnyk<sup>2,\*</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

\*Corresponding author: e.solodovnyk@gmail.com

#### **PHOTOFISSION OF $^{238}\text{U}$ WITH BREMSSTRAHLUNG IN WIDE INTERVAL OF VALUES OF THE BOUNDARY ENERGY**

In experiments for photofission of  $^{238}\text{U}$  with bremsstrahlung, the isomeric yield ratios for  $^{133}\text{Xe}$  at the end-point energies  $E_e = 6.25, 14.5$  and  $18$  MeV and for  $^{135}\text{Xe}$  at  $E_e = 6.25, 12.5$  and  $14.5$  MeV were measured. Isomeric yield ratios were obtained taking into account the contribution from beta-decay of isobaric nuclei to the yields of investigated isotopes. Average angular moments of investigated fission fragments were determined using the statistical model of decay.

*Keywords:* photofission, isomeric yields ratios, mean angular momenta of fission fragments.

Надійшла 08.04.2019

Received 08.04.2019