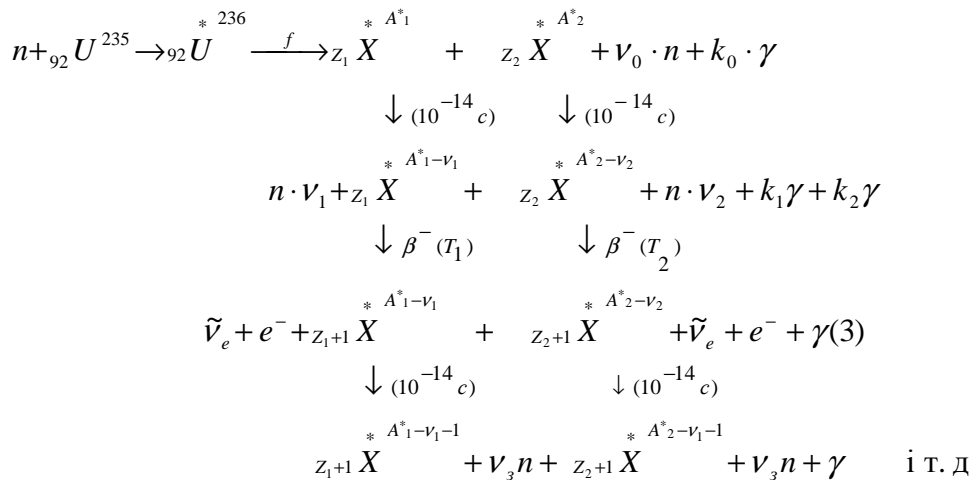


ДІАГРАМИ ОСКОЛКІВ РЕАКЦІЇ ПОДІЛУ ВАЖКИХ ЯДЕР ТЕПЛОВИМИ НЕЙТРОНАМИ

Пропонуються діаграми, на яких відображено найімовірніші нукліди-осколки реакції поділу ядер $U - 235$ і $Pu - 239$ тепловими нейтронами та продукти наступних β^- - перетворень цих осколків.

У ядерній фізиці встановлено, що розподіл осколків реакції поділу за масами є асиметричний [1, 2, 3]. Чисельні спроби пояснити це явище ґрунтуються на модельних уявленнях (модель ядерних оболонок) та емпіричних співвідношеннях (двовимірний розподіл Гауса) [4, 5]. При цьому не враховувалась кількість каналів появи найімовірніших осколків. В цій роботі пропонуються діаграми, розроблені автором, які дозволяють встановити всі такі канали та побудувати розподіли їх кількостей за зарядовим і масовими числами. При побудові діаграм враховуються закони збереження числа нуклонів та заряду і експериментальний факт – обмеження на число вторинних миттєвих нейтронів $\nu_m \leq 5$ [1].

Основні перетворення, що відбуваються при поділі тепловими нейтронами ядер Урану $U-235$ та наступні β^- - перетворення, можна проілюструвати такою схемою:



Таким чином, безпосередньо в момент поділу збудженого проміжного ядра U^*-236 виникають так звані

первинні продукти поділу – нукліди-осколки ${}_{Z_1}X^{*A_1^*}$ і ${}_{Z_2}X^{*A_2^*}$, декілька нейтронів поділу $\nu_0 n$ (близько 16% від загальної кількості вторинних нейтронів) і декількох гамма-квантів поділу (див. перший рядок схеми). Первинні осколки мають велику кінетичну енергію (близько 82% усієї енергії, яка звільняється при поділі, що становить приблизно 170 Мев) і перебувають у дуже збудженому стані. Крім того, вони "перевантажені" нейтронами: це є наслідком того, що надлишок нейтронів або ізотопічне число ($A-Z$) у ізотопів середини таблиці Менделєєва (у них воно коливається в межах від 10-ти до 30-ти) набагато менше ізотопічного числа ядра U^*-236 , що зазнає поділу (у нього воно рівне 52). Отже, первинні осколки є нуклонно-нестабільні нукліди, а тому випромінюють нейтрони практично відразу після поділу проміжного ядра, принаймні не пізніше, ніж за 10^{-14} с після моменту поділу. При цьому легші осколки випромінюють приблизно на 30% нейтронів більше (їх ν_1 штук), ніж важкі (їх ν_2 штуки). Ці перетворення можуть супроводжуватися випромінюванням гамма-квантів: k_1 і k_2 штук відповідно (див. другий рядок схеми).

Нейтрони поділу ($\nu_0 n$) та нейтрони ($\nu_1 n$) і ($\nu_2 n$), що випускаються рухомими осколками, називаються *миттєвими*. Загальне їхнє число $\nu_m = \nu_0 + \nu_1 + \nu_2$ складає близько 99% вторинних нейтронів [1:472,485]. Біля 1% нейтронів осколки випускають після повної зупинки через деякий час τ_3 , що складає від десятих часток секунди до однієї хвилини: $\tau_3 \approx (0,3...80) \text{ c}$. [1:458]. Це так звані *запізнілі* (або *загаяні*) нейтрони (їх число ν_3). Справа в тому, що деякі осколки-нукліди, які уже зупинилися в середовищі, є нуклонно стабільними, але мають ще декілька надлишкових нейтронів, а отже є бета-нестабільними і можуть стати родоначальниками запізнених нейтронів. Це трапляється тоді, коли при наступних бета-електронних розпадах цих осколків народжуються нукліди-ізобари (див. 3 рядок схеми), енергія збудження яких більша енергії відокремлення нейтрона $\Delta E_{\beta} > \epsilon_n$ (див. 4 рядок схеми). Саме вони і випромінюють запізнілі нейтрони. Очевидно, що час запізнення нейтронів τ_3 визначається періодом піврозпаду бета-активного осколка родоначальника (тобто T_1 або T_2 на нашій схемі). Точніше, середній час запізнення нейтрона (з точністю до 10^{-14} с) рівний середньому часу життя нукліда родоначальника, тобто $\tau_3 \approx T_{\text{род}} / \ln 2 \approx 1,41 T_{\text{род}}$.

Зазначимо, що поділ важкого ядра супроводжується також випусканням так званих *миттєвих* γ -квантів. Вони випромінюються ядром під час поділу, а також осколками після випускання ними нейтронів та переходу в основний або менш збуджений стан. Переважна більшість бета-розпадів також супроводжується випромінюванням γ -квантів; це *загаяні* (або *запізнілі*) γ -кванти.

Підсумкову реакцію для вищенаведеної схеми можна записати так:

$$n + U^{235} \rightarrow {}_{Z_1} X^{A_1} + {}_{Z_2} X^{A_2} + \nu \cdot n + k\gamma + 2e^- + 2\bar{\nu}, \text{ де } \nu\text{—загальне число вторинних нейтронів, } Z_1^* = Z_1 + 1, Z_2^* = Z_2 + 1.$$

Закони збереження масового числа, зарядового числа та числа нейтронів під час миттєвих перетворень—поділу ядра U^{236} та випускання рухомими осколками нейтронів—записуються так:

$$236 = A_1 + A_2 + \nu_m, \quad 92 = Z_1 + Z_2, \quad \text{звідки } 144 = N_1 + N_2 + \nu_m, \text{ де } \nu_m - \text{ загальне число миттєвих вторинних нейтронів } \nu_m = \nu_0 + \nu_1 + \nu_2 \leq 5.$$

Маси осколків поділу, як правило, не однакові. Осколки із зарядовим числом $Z_1 < 46$ умовно називають легкими осколками. В наведеному прикладі - це ядра ізоотопів до Паладію включно ($Z_{1\max} < 46$). Решта - важкі осколки ($Z_2 > 46$).

Усі осколки реакції поділу можна зобразити на площині в координатах (Z,N), де зарядові числа відкладаються на осі абсцис, а числа нейтронів - на осі ординат. Тоді ізотопи осколків, що народжуються в одному і тому ж акті поділу ядра U^{236} , у відповідності із законом збереження числа протонів, розміщуються на вертикалях ($Z_1, Z_2 = 92 - Z_1$), дзеркально симетричних відносно вертикалі-осі $Z=46$ (рис. 1а.).

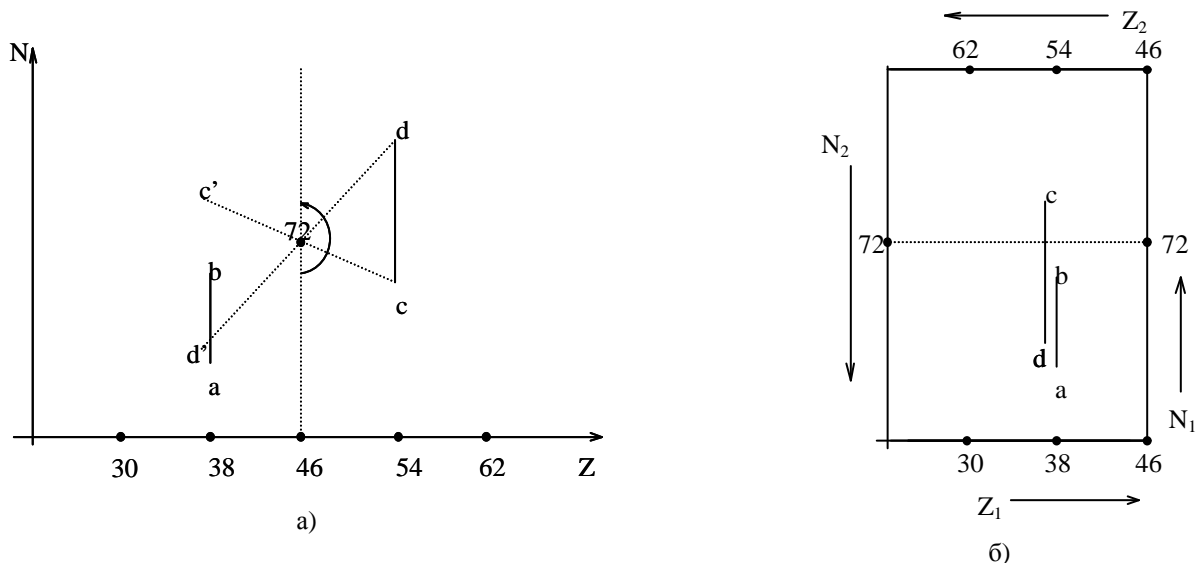


Рис.1. Ілюстрація до побудови діаграми осколків реакції поділу ядра U-235 під дією теплових нейтронів.

На цьому малюнку такими нуклідами є ізотопи Стронцію (a, b) та ізотопи Ксенона (c, d). Тут буквами (a, b; c, d) позначено найменші та найбільші масові числа бета-нестабільних нуклідів вказаних вище ізоотопів.

Враховуючи закон збереження числа нейтронів та обмеження на число вторинних нейтронів $\nu \leq 5$, можна перебрати всі можливі варіанти поділу важкого ядра, тобто варіанти пар, що при цьому з'являються і задовольняють щойно згадані співвідношення. Але це значно легше і більш наочно можна зробити за допомогою запропонованої нами діаграми.

Умовно розріжемо площину (Z,N) по вертикалі $Z=46$. Повернемо праву півплощину навколо точки ($Z=46, N=72$) на 180 градусів і сумістимо її з лівою півплощиною. Тоді на діаграмі співпадатимуть такі вертикалі (Z_1, Z_2), у яких сума цих зарядових чисел рівна 92: $Z_1 + Z_2 = 92$, і такі горизонталі (N_1, N_2), у яких сума числа нейтронів рівна 144: $N_1 + N_2 = 144$ (рис.1б). У нашому випадку це будуть нукліди ізоотопів Стронцію та Ксенона ($38+54=92$).

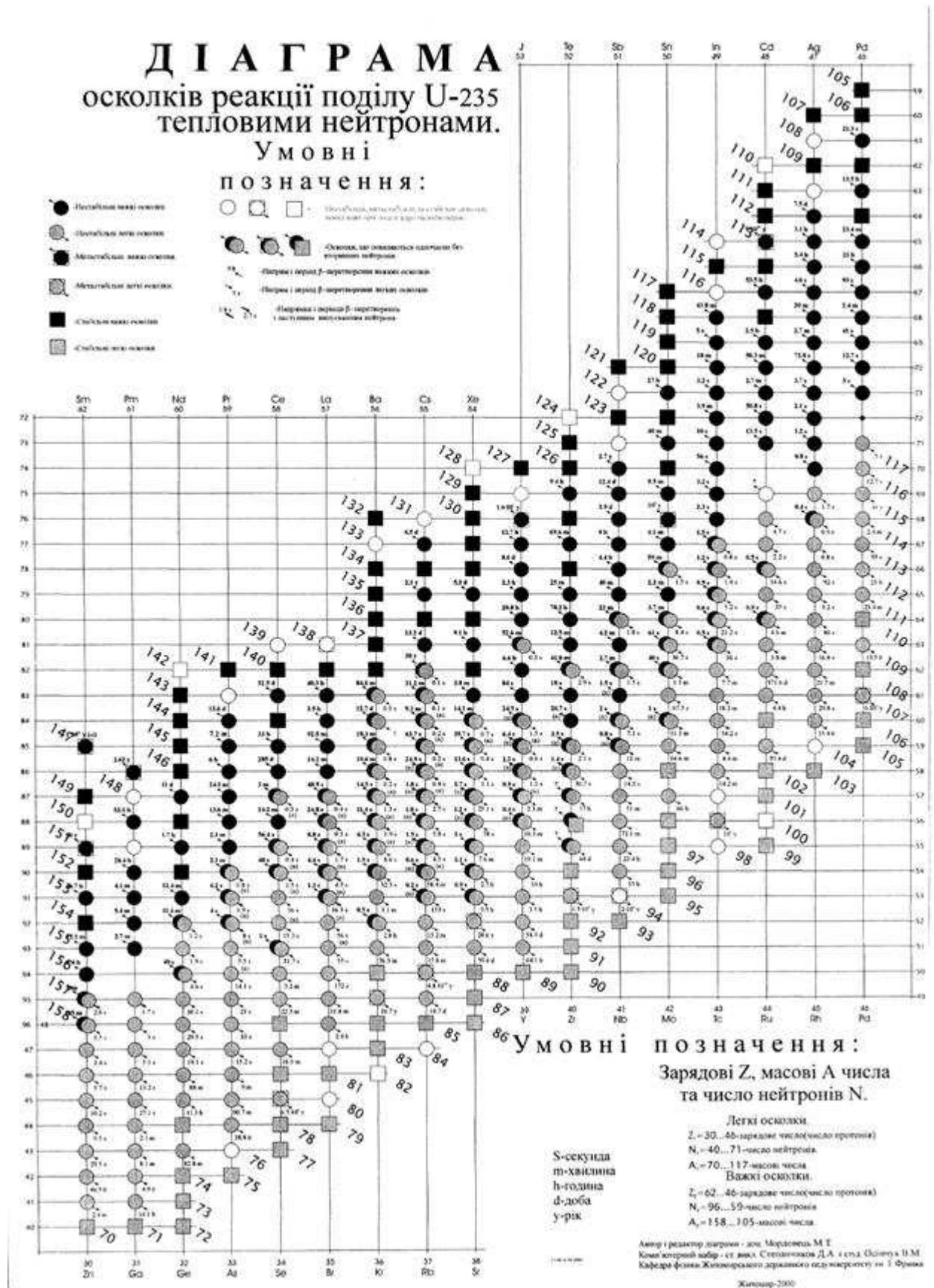


Рис. 2

При цьому утвориться діаграма (див. рис.2) з координатною сіткою, у якій зарядові числа легких осколків Z_1 відкладаються знизу (зліва - направо) включно до $Z_{1\max}=46$, а зарядові числа важких осколків – зверху (справа - наліво), починаючи з $Z_{2\min}=46$ і далі. Числа нейтронів N_1 у легких осколках відкладаються з правого боку діаграми (знизу - вверху), а числа нейтронів важких осколків N_2 - з лівого боку (зверху-вниз). У вузлах такої діаграми розміщуються такі пари осколків, що можуть з'явитися при поділі ядра U^*-236 без вторинних нейтронів ($\nu=0$). У сусідніх по вертикалі вузлах діаграми такі пари осколків, що можуть з'явитись при поділі проміжного ядра у супроводі одного вторинного нейтрона ($\nu=1$). Через два інтервали на кожній вертикалі розміщуються нукліди такої пари осколків, що з'являється у супроводі двох вторинних нейтронів ($\nu=2$). І так до п'яти нейтронів. Пари нуклідів, що відокремлені на вертикалі шістьма і більшою кількістю інтервалів, безпосередньо при поділі важких ядер, практично не з'являються. Але кожен із нуклідів цієї пари окремо може народитися внаслідок попередніх β -перетворень відповідних радіоактивних осколків-ізобар, поява яких задовольняє умову $\nu \leq 5$.

При обраній координатній сітці (Z, N) нукліди-ізобари ($A=\text{const}$) зображені на побічних діагоналях. Масові числа легких осколків ($A_1=70...117$) та важких осколків ($A_2=106...158$) вказані біля відповідних діагоналей: знизу праворуч і зверху ліворуч. При цьому на кожній із побічних діагоналей у вузлах діаграми сума вказаних чисел $A_1+A_2=236$. Очевидно, що на цих діагоналях лежать нукліди, які генетично пов'язані між собою через бета-розпади.

Біля кожного нестабільного нукліда (позначені кружечками) стрілкою вказано напрямок β -переходу, а під стрілкою – період піврозпаду цього нукліда.

У випадку, коли β -розпад осколка (таких понад 40 штук) супроводжується вильотом запізненого нейтрона, біля періоду піврозпаду вказується додатково символ нейтрона: "n". Час запізнення цього загаяного нейтрона визначається періодом піврозпаду, що вказаний поряд.

Ланцюжки β -активних осколків-ізобар, що лежать у вузлах побічних діагоналей, закінчуються стабільними нуклідами (позначені квадратами). Цими нуклідами діаграма обмежується знизу (легкі продукти реакції поділу та наступних β -розпадів) і зверху (важкі продукти). Обмежена діаграма також зліва вертикаллю, на якій містяться пари осколків, для яких $Z_{1\min}=30$ і, відповідно, $Z_{2\max}=62$. Справді, як вже сказано вище, безпосередньо внаслідок поділу важкого ядра U^*-236 можуть з'явитись пари осколків, що супроводжуються випусканням не більше п'яти вторинних нейтронів. Число нейтронів у нукліда такої пари в сумі повинно задовольняти умові:

$$139 \leq (N_1+N_2) \leq 144.$$

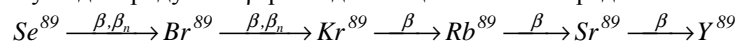
Легко переконатися, що цій умові задовольняють осколки таких пар елементів:

${}_{30}\text{Zn}-{}_{62}\text{Sm}$, ${}_{31}\text{Ga}-{}_{61}\text{Pa}$ і т. д. до ${}_{46}\text{Pd}-{}_{46}\text{Pd}$. Пари з меншими зарядовими числами, ніж $Z_{1\min}=30$, і більшими, ніж $Z_{2\max}=62$, а саме такі, як:

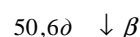
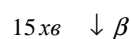
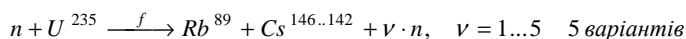
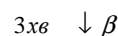
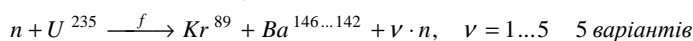
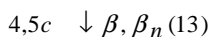
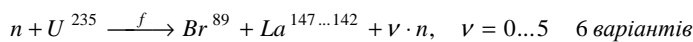
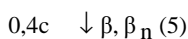
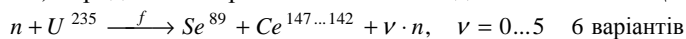
$${}_{29}\text{Cu}-{}_{63}\text{Eu} (N_{1\max}+N_{2\max}=41+97=136), {}_{28}\text{Ni}-{}_{64}\text{Gd} (39+98=137) \text{ і т. д. -}$$

цій умові не задовольняють. Отже, імовірність поділу ядра на такі осколки або поява їх внаслідок наступних β -перетворень дуже мала. Тому діаграма містить осколки реакції поділу, що належить ізотопам від Цинку (Zn) до Самарію (Sm) включно. Ці ізотопи (33 найменування) належать до середини таблиці Менделєєва.

Діаграма дозволяє проілюструвати ряд важливих особливостей реакції поділу важких ядер під дією нейтронів та властивостей осколків цієї реакції. Допустимо, нас цікавить питання, якими способами або якими каналами можуть з'являтися і накопичуватися ті чи інші нукліди (наприклад, Ітрій - 89). З діаграми видно, що цей нуклід є продуктом β -розпадів ланцюжка з п'яти радіоактивних нуклідів:



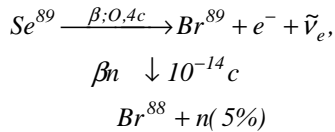
Крім того, кожен із радіоактивних нуклідів цього ланцюжка з певною імовірністю з'являється при поділі ядра Урану-236 у парі з одним із можливих важких осколків. Тому в підсумку число можливих варіантів (каналів) народження Ітрію-89 виявляється досить значним. Це видно із такої схеми:



Тут у дужках біля символів β_n вказано відсоток бета-розпадів, що супроводжуються випромінюванням запізнених нейтронів.

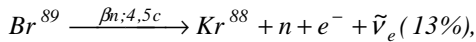
Таким чином, стабільний Ітрій-89 може народитися двадцятьма шістьма способами. Це якщо не враховувати випадки, коли β -розпади деяких нуклідів розглядуваного ланцюжка супроводжуються випусканням нейтронів. Якщо враховувати ці випадки, то варіантів появи Ітрію-89 буде дещо менше.

У наведеному вище прикладі в п'яти випадках із ста β -розпад нукліда Se-89 супроводжується випусканням запізнілих нейтронів:



У цих перетвореннях нуклід Se-89 є родоначальником запізнілих нейтронів, а продукт його β -розпаду нуклід Br⁸⁹ – випромінювачем цих нейтронів.

При цьому утворюється нуклід Br⁸⁸, який не дає внеску у подальше накопичення нуклідів-ізобар з масовим числом A=89. Аналогічно тринадцять із сотні нуклідів Br⁸⁹ у свою чергу зазнають такого ж перетворення:



а тому теж не дають внеску в накопичення ізобар Y-89.

Враховуючи періоди піврозпадів нуклідів β -ланцюжка A=89, можна встановити ступінь реалізації варіантів появи Ітрію-89 на заданий момент часу. Найбільший період піврозпаду серед нуклідів цього ланцюжка у Стронцію-89: T=50,6 діб. Тому вже на момент часу $t=10T=500$ діб після припинення реакції поділу всі нукліди ланцюжка практично розпадуться, залишиться лише стабільний продукт цих розпадів - Ітрій-89. У такий спосіб можна також встановити число можливих каналів і інших ізобар A₁=72,...,117; та A₂=117,...,158. Тоді ми одержимо гістограму числа каналів виходу цих ізобар N(A) (рис. 3а).

Аналогічно можна встановити число способів або число можливих каналів появи даних нуклідів ізотопів N₀(Z₁) та симетричних їм важких нуклідів N₀(Z₂) безпосередньо при поділі ядра. Наприклад, для пари Стронцій – Ксенон одержуємо:

ізотоп Sr⁸⁶ з'являється у парі з ізотопом Xe¹⁴⁵, тобто маємо 1 канал;
 ізотоп Sr⁸⁷ з'являється у парах з ізотопами Xe^{145, 144}, тобто маємо 2 канали;
 ізотоп Sr⁸⁸ з'являється у парах з ізотопами Xe^{145, 144, 143}, – 3 канали;
 аналогічно ізотопи Sr^{89,90,91,...,98} виникають у парах з відповідними ізотопами Xe^{145, ..., 142;141;140;...,133},

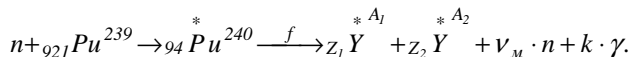
у 4+5+6+6+6+6+6+6+6+6=57 випадках; разом ми маємо N₀(Z₁=38) =63. Очевидно, стільки ж маємо випадків появи симетричних ізотопів Xe^{145, ..., 133} (N₀(Z₂=54) =63). Знайшовши ці числа для всіх ізотопів, ми одержимо гістограму числа каналів незалежного виходу ізотопів N₀(Z) (рис. 3б).

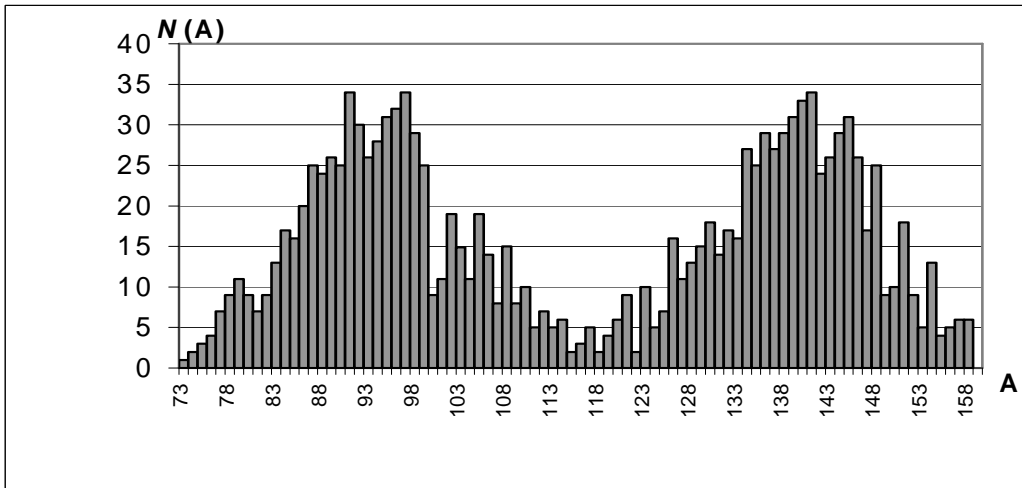
Зазначимо, що гістограма N(A) практично не змінюється з часом. Дійсно, при власне β -розпадах A=const, а відсоток перетворень, що супроводжуються випусканням запізнілих нейтронів, незначний (в середньому $\approx 1\%$). Що ж стосується гістограми N₀(Z), то вона змінюється з часом, бо внаслідок β -розпадів осколків відбувається швидкий перерозподіл ізотопного складу продуктів реакції поділу. Внаслідок цього одержимо гістограму числа каналів повного виходу ізотопів N_t(Z), де t $\neq 0$ (див. рис. 3в).

При побудові цієї гістограми ми враховували такі моменти. На діаграмі осколків зображено 429 нуклідів-продуктів реакції поділу і наступних бета- та бета-нейтронних перетворень. З них близько 75% нуклідів мають періоди піврозпаду від часток секунди до одного року. Близько 23% - це стабільні (або довго живучі) нукліди (T= 10⁴...10¹⁵ років). Решта нуклідів (їх біля 2%) мають періоди піврозпаду від 2 до 90 років. Серед них такі нукліди: Ga – 79 (4,9 р.), Kr – 85 (10,7 р.), Sr – 90 (28,6 р.),Sb – 125 (2,7 р.) Cs – 134 (2,1 р.), Cs – 137 (30 р.), Pm – 147 (2,6 р.), Sm – 151 (90 р.). Тому повний вихід ізотопів можна проілюструвати гістограмою N_t(Z), намальованою для часу t ≥ 10 років, за який більшість радіоактивних ізотопів встигне розпастися.

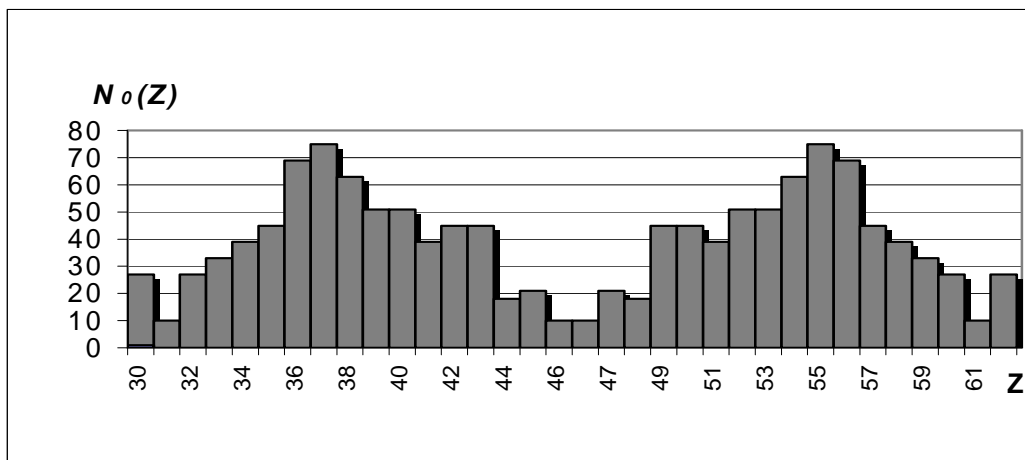
Можна побудувати діаграми осколків реакції поділу також інших важких ядер, таких, як Плутоній-239, Торій-232 і т. ін.

Реакція поділу ядер Pu-239 під дією теплових нейтронів має вигляд:

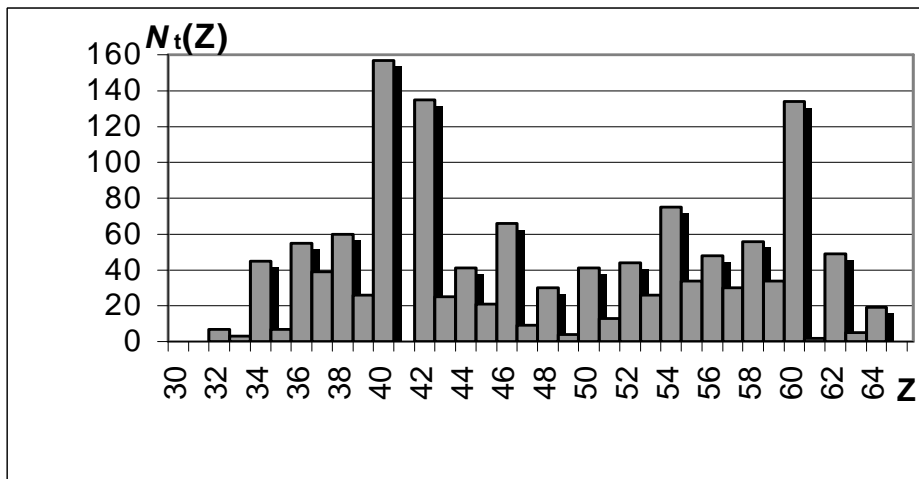




a



б



в

Рис.3. Розподіли числа каналів виходу нуклідів-ізобар (а), числа каналів незалежного виходу нуклідів-ізоотопів (б) та повного виходу нуклідів-ізоотопів (в) реакції поділу U-235 тепловими нейтронами.

У цій реакції масові A , зарядові Z , числа нейтронів N у нуклідах-осколках і число миттєвих вторинних нейтронів ν_m зв'язані такими співвідношеннями:

$$240 = A_1 + A_2 + \nu; \quad 94 = Z_1 + Z_2; \quad 146 = N_1 + N_2 + \nu_m.$$

Можна допустити, що і в цьому випадку число ν не перевищує п'яти: $\nu \leq 5$. Справді, середнє число нейтронів на один акт поділу ядра Pu-239 тепловими нейтронами рівне $\langle \nu \rangle = 2,87$ [2:1092]. Це значення близьке до відповідного числа для U-235: $\langle \nu \rangle_{(U-235)} = 2,47$. Тому можна допустити, що розподіл числа випадків по числу випромінюваних нейтронів поділу у Pu-239 аналогічний розподілу для U-235 [1:184].

Діаграма осколків реакції поділу ядер Pu-239 будується аналогічно діаграмі для осколків U-235 (див. рис.4). Основою є координатна сітка (Z, N) , у якій зарядові числа легких осколків Плутонію Z_1 відкладаються знизу (зліва — направо) включно до $Z_{1\max}=47$ (Ag). А зарядові числа важких осколків — зверху (справа — наліво), починаючи з $Z_{2\min}=47$ (Ag). Числа нейтронів N_1 у легких осколках відкладаються справа (знизу—вгору) від 40 до 76, а число нейтронів у важких осколках N_2 — з лівого боку діаграми (згори—вниз), починаючи від 61 до 99. У вузлах діаграми розміщуються пари осколків, що з'являються без вторинних миттєвих нейтронів. При цьому відповідні числа осколків задовольняють співвідношенням $Z_1+Z_2=94$; $N_1+N_2= 146$ ($\nu=0$). У сусідніх по вертикалі вузлах розміщені осколки, народження яких супроводжується появою одного нейтрона $\nu=1$ і т. д. до $\nu=5$. Генетично пов'язані бета-випромінюваннями осколки, зображені на побічних діагоналях, де $A_i=Z_i+N_i=\text{const}$. Масові числа позначені біля відповідних діагоналей: знизу праворуч $A_1=71\dots123$ і зверху ліворуч $A_2=111\dots 164$. В кожному вузлі побічної діагоналі $A_1+A_2=240$. Умовні позначення на обох діагоналях ідентичні.

Діаграма для Pu-239 показує, що найімовірніше наслідком реакції поділу і наступних бета-електронних перетворень є обмежене число нуклідів-осколків. Найлегшими осколками (як і у випадку з U-235) є ізотопи Zn ($Z_{\min}=30$), а найважчими— ізотопи Диспрозію ($Z=66$) (для порівняння: в U-235 це були ізотопи Самарію ($Z=62$)).

На основі цієї діаграми теж можна побудувати розподіли числа каналів виходу нуклідів ізобар $N(A)$ та нуклідів ізопадів $N_0(Z)$ і $N_i(Z)$ при поділі ядер Pu-239 тепловими нейтронами (див. рис.5 а,б,в).

Порівняємо гістограми випадків народження ізобар $N(A)$ для важких ядер U-235 та Pu-239 з експериментально встановленими графіками повних виходів продуктів поділу цих ядер тепловими нейтронами [2:1094]. З порівняння видно, що максимуми на гістограмах $N(A)$ та згаданих графіках корелюють між собою: і там, і там це $(A_1)_{\max}= 94$, $(A_2)_{\max}= 139$ для U-235 та $(A_1)_{\max}= 99$, $(A_2)_{\max}= 138$ для Pu-239. Те ж саме можна сказати про мінімуми на графіках та гістограмах. На графіках це $(A)_{\min}\approx 117$ для U-235 та $(A)_{\min}\approx 119$ для Pu-239, а на гістограмах, відповідно, 115 і 122. Додамо також, що висновок про обмеження нуклідного складу продуктів реакції поділу деяким мінімальним масовим (зарядовим) числом, що слідує із гістограм, побудованих на основі запропонованих діаграм, узгоджується з графіком повного виходу продуктів. На ньому для U-235 $A_{\min}\approx 72$, а $A_{\max}\approx 164$ (на відповідній гістограмі це 73 і 159), а для Pu-239 $A_{\min}\approx 70$, а $A_{\max}\approx 164$ (на гістограмі це 73 і 162).

Що стосується гістограм $N_0(Z)$, то вони узгоджуються з графіком безпосереднього виходу осколків поділу U-235 тепловими нейтронами в залежності від їх атомного числа [4:13]. В згаданій роботі асиметрія поділу U-235 пояснюється на основі двохвимірної гаусової розподілу з емпірично підібраними параметрами. Останні встановлені шляхом порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними даними. В цитованій щойно роботі теоретичний графік обмежений значеннями $Z_{\min}\approx 30$, а $Z_{\max}\approx 63$ (на нашій гістограмі це 30 і 62). Мінімум графіка, як і на гістограмі $N_i(Z)$, припадає на $Z= 46$.

Враховуючи згадану щойно кореляцію гістограм $N(A)$ та $N_0(Z)$ з графіком повного виходу ізобар – продуктів поділу ядер U – 235 і Pu – 239 та графіком безпосереднього виходу осколків-ізопадів, можна очікувати, що існує кореляція також між гістограмами $N_i(Z)$, побудованими для досить великого проміжку часу ($t > 10$ років). А відтак можна передбачити, що в повному виході ізопадів реакції поділу U – 235 мають переважати ізопади Цирконію ($Z=40$), Молібдену ($Z=42$) та Ніобію ($Z=60$) (див. рис. 3в). А в повному виході ізопадів-осколків ядра Pu – 239 це мають бути відповідно ті ж таки Молібден та Ніобій і, крім того, Самарій ($Z=62$) (див. рис. 5в).

Вкажемо також на методичну цінність запропонованих діаграм. Вони дозволяють записати будь-який варіант (канал) поділу ядра U-235 або Pu-239 та прослідкувати за можливими перетвореннями продуктів цієї реакції аж до одержання стабільних нуклідів. У свою чергу гістограми дозволяють наочно продемонструвати асиметрію продуктів поділу важких ядер та передбачити на якісному рівні вихід тих чи інших продуктів цих ядер. Вони дозволяють також якісно описати перерозподіл ізопадного складу продуктів реакцій поділу в залежності від часу (див. гістограми $N_i(Z)$).

На закінчення автор дякує Гришуку В.В. за допомогу при складанні діаграми для Pu-239, Степанчикову Д.А. за допомогу при створенні електронного варіанта діаграм та Лещенку Б.Ю. за корисні обговорення.

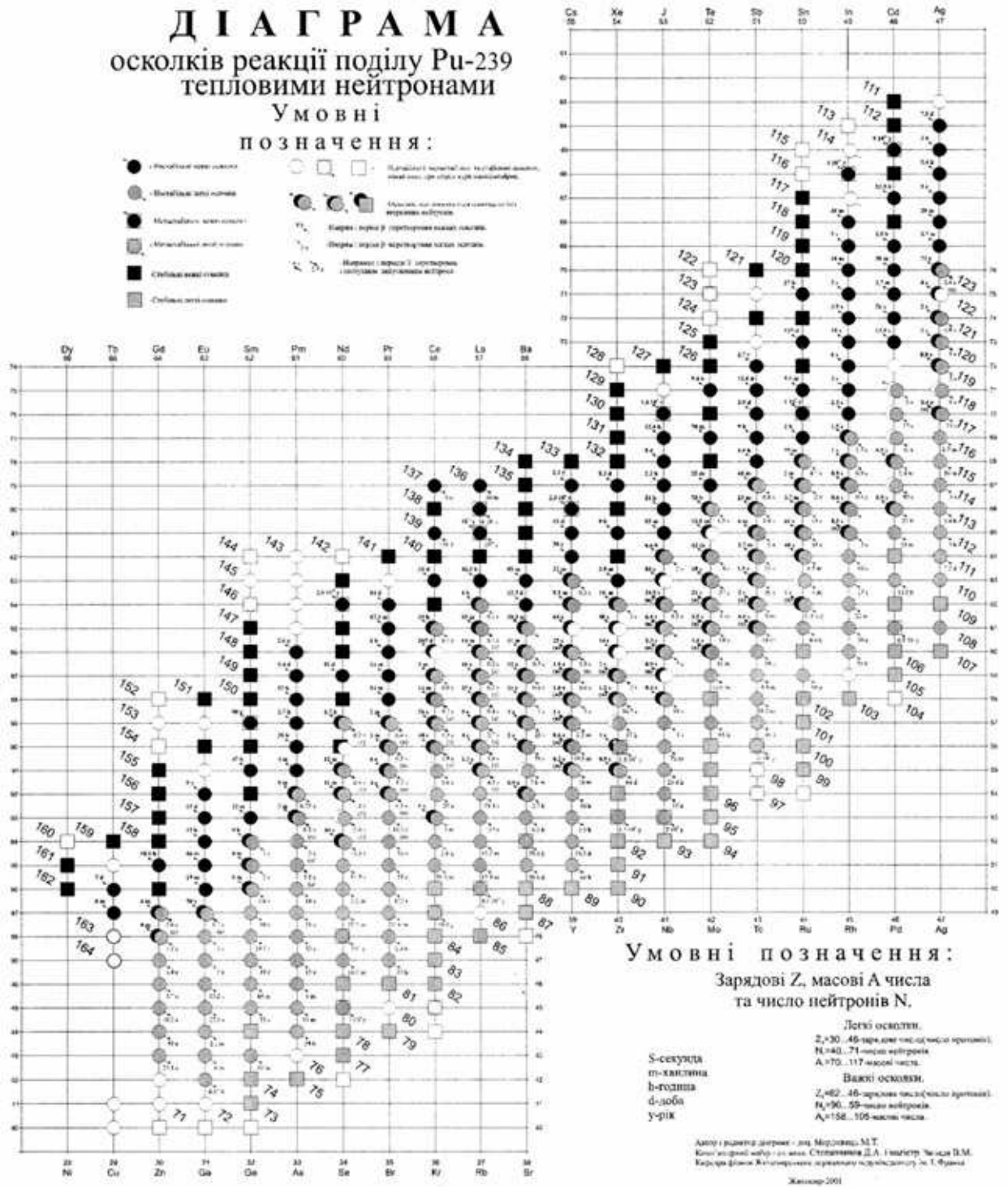
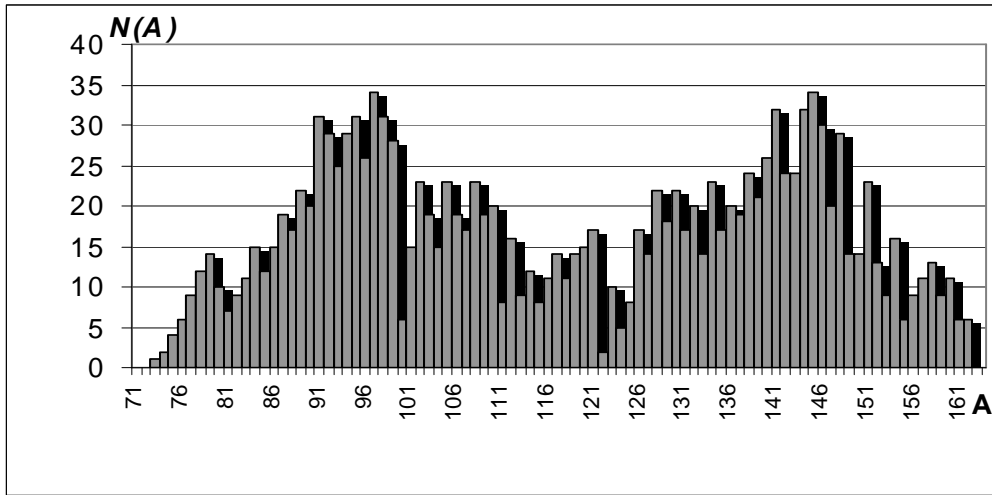
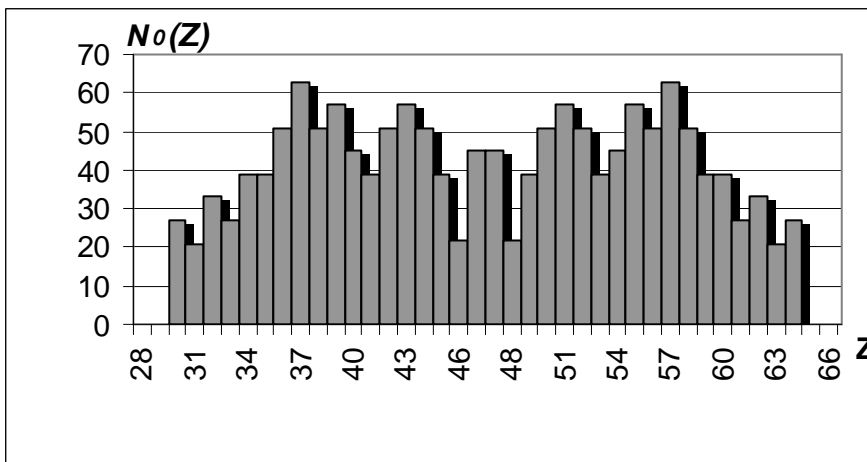


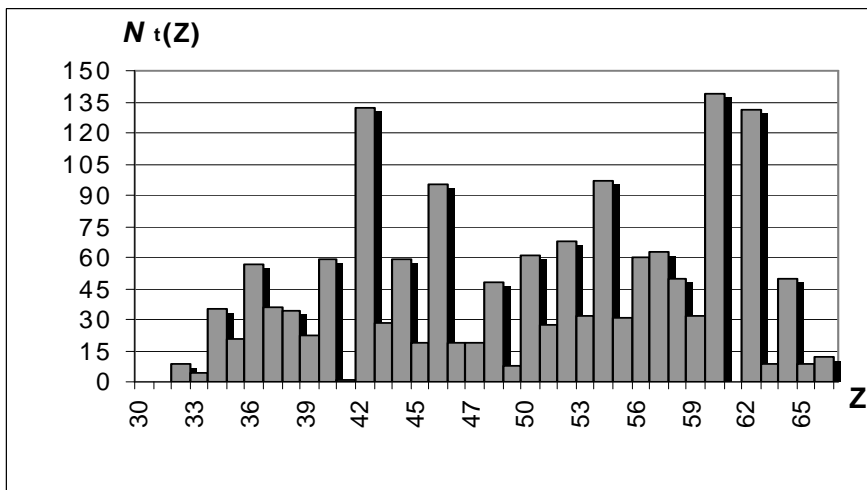
Рис. 4



а



б



в

Рис.5. Розподіли числа каналів виходу нуклідів-ізобар (а), числа каналів незалежного виходу нуклідів-ізоотопів (б) та повного виходу нуклідів-ізоотопів (в) реакції поділу $Pu-239$ тепловими нейтронами.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. – Т.1. – М.: Атомиздат, 1974. – 584 с.
2. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоиздат, 1991. – 1232 с.
3. England T.R., Wilson W.B., Scheuter R.E., Mann F.M. // Nukl. Sci. Engng. – 1983. – Vol. 85, №2. – P.139-155.

4. Кибкало Ю.В. Феноменологическое описание независимых выходов осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами // Препринт Института ядерных исследований АН УССР. – К., 1987.
5. Гангркий Ю.П., Далхсурэн Б., Марков Б.Н. Осколки деления ядер. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 173с.

Матеріал надійшов до редакції 26.01.2004 р.

Мордовец Н.Т. Диаграммы осколков реакции деления тяжелых ядер тепловыми нейтронами.

Предлагаются диаграммы, на которых отображены наиболее вероятные нуклиды-осколки реакции деления ядер $U - 235$ и $Pu - 239$ тепловыми нейтронами и продукты последующих β^- - преобразований этих осколков.

Mordovets M.T. Diagrams of Reaction Fragments Split of Nuclei of Heavier Mass by Means of Thermo Neutrons.

This article carries the diagrams displaying the most probable nuclide – the reaction fragments split of nuclei $U-235$ and $Pu-239$ by means of thermo neutrons and the products of the subsequent β^- conversions of the fragments.