

УДК 53.05:539.1

О. А. Зеленський,
магістрант

А. С. Лазаренко,
кандидат фізико-математичних наук, доцент
(Бердянський державний педагогічний університет)
aleksandr.zelenskij@inbox.ru

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ РАДІОАКТИВНОГО ЗРАЗКА НА ДОВЖИНУ ПРОБІГУ α - ТА β -ЧАСТОК

Анотація

Робота присвячена з'ясуванню впливу температури радіоактивного зразка на розподіл енергії розпаду ядра між продуктами розпаду. Теоретично доведено, що при значному зниженні температури зразка енергія легких часток зростає. Проведена перевірка ефекту при слабкому охолодженні зразка. У межах 95 відсотків достовірності не виявлено статистично значимих розходжень між охолодженим зразком та зразком з кімнатною температурою.

Ключові слова: радіоактивний розпад, енергія, довжина пробігу, критерій Фішера.

Summary

The work is devoted to clarify the effect of temperature on the sample of radioactive decay energy distribution between nuclei decay products. There have been theoretically proved that the significant reduction in the temperature of the sample increases energy light particles.

Key words: radioactive decay, energy, length of run, Fisher Criterion.

Постановка проблеми. У фаховій підготовці вчителя фізики ефективним методом навчання є проблемний, який дозволяє поєднати процес отримання знань з розвитком аналітичних і креативних здібностей. Саме в підготовці фізиків цей метод доцільно використовувати під час проведення лабораторних робіт, особливо під час дослідження складних явищ і процесів. У такому випадку проблемний метод реалізується в постановці додаткового завдання дослідницького характеру.

Цікавим прикладом використання проблемного методу під час вивчення явища радіоактивності є дослідження впливу зовнішніх чинників на фізичні параметри та характеристики процесу радіоактивного розпаду. Достовірно встановлено, що різноманітні зовнішні чинники (тиск, температура, електричне чи магнітне поле) практично не впливають на сталу радіоактивного розпаду.

З іншого боку, зовнішні фізичні фактори здатні суттєво впливати на розподіл енергій та імпульсів між продуктами радіоактивного розпаду. Прикладом такого впливу є відомий ефект Мессбауера (резонансне випромінювання і поглинання γ -квантів).

Аналогічний вплив повинен мати місце й під час α - і β -розпадів.

Відповідно до цього представляється актуальним визначити кількісні характеристики ефекту впливу температури на розподіл енергій та імпульсів між продуктами радіоактивного α - і β -розпаду.

Аналіз досліджень і публікацій. Явище радіоактивності було відкрите більше ніж сторіччя тому, що дозволило експериментальним шляхом визначити будову атома та його ядра, надало дослідникам потужний інструмент вивчення явищ мікросвіту. Вирішальний внесок у дослідження радіоактивності зробили такі видатні вчені як Антуан Анрі Беккерель, П'єр Кюрі та Марія Склодовська-Кюрі, Ернст Резерфорд, Джеймс Чедвік, Енріке Фермі, Вольфганг Паулі та інші [9].

Важливі результати були отримані вченими при дослідженні процесів взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною. Для поставленої проблеми особливо цікавим є процес дисипації енергії частки, утвореної в результаті розпаду ядра, у газовому середовищі (повітрі). Іонізаційні втрати енергії визначаються за формулою Бете-Блоха [1,4]

Залежність енергії частки, утвореної в результаті розпаду ядра, від температури яскраво демонструє ефект, виявлений Рудольфом Мессбауером [3]. Цей ефект полягає в зростанні частоти γ -квантів (відповідно збільшенні їхньої енергії) в результаті значного охолодження γ -радіоактивного зразка.

Можна припустити існування аналогічного ефекту в застосуванні до α - та β -розпадів, але на разі публікації та повідомлення про його спостереження відсутні.

Мета статті – розв'язати задачу про розподіл енергій та імпульсів між продуктами радіоактивного α - і β -розпаду та охарактеризувати вплив температури радіоактивного зразка на енергію α - і β -часток.

Енергетичний вихід реакцій ядерного розпаду визначається дефектом мас реакції як

$$Q = (M_1 - M_2 - m^{*|}) \cdot c^2, \quad (1)$$

де M_1 – маса материнського ядра; M_2 – маса дочірнього ядра; $m^{*|}$ – маса частки, утвореної під час розпаду.

Якщо дочірнє ядро утворюється безпосередньо в основному стані, енергетичний вихід ядерної реакції повністю витрачається на кінетичну енергію продуктів розпаду:

$$Q = T_m + T_{M_2}, \quad (2)$$

де T_m – кінетична енергія частки, утвореної під час розпаду; T_{M_2} – кінетична енергія дочірнього ядра.

Виражаючи кінетичну енергію через значення відповідних імпульсів, отримуємо:

$$Q = \frac{p_m^2}{2m} + \frac{p_{M_2}^2}{2M_2}, \quad (3)$$

де p_m – модуль імпульсу частки, утвореної під час розпаду; p_{M_2} – модуль імпульсу дочірнього ядра.

Відповідно до закону збереження імпульсу імпульси дочірнього ядра та новоутвореної частки пов'язані між собою:

$$\vec{p}_{M_2} + \vec{p}_m = 0; \quad p_{M_2} = p_m \cdot (4)$$

Підставляючи (4) в (3) отримаємо:

$$Q = \frac{p_m^2}{2m} \left(1 + \frac{m}{M_2} \right), \quad (5)$$

або:

$$Q = T_m \left(1 + \frac{m}{M_2} \right). \quad (6)$$

Таким чином, кінетична енергія частки, утвореної під час розпаду, виражається через енергетичний вихід реакції ядерного розпаду як

$$T_m = Q \cdot \frac{M_2}{m + M_2}. \quad (7)$$

Відповідно, кінетична енергія віддачі дочірнього ядра

$$T_{M_2} = Q \cdot \frac{m}{m + M_2}. \quad (8)$$

Їхнє відношення:

$$\frac{T_m}{T_{M_2}} = \frac{M_2}{m}. \quad (9)$$

Відношення (9) доводить, що більша частка енергії ядерного розпаду припадає на кінетичну енергію частки, утвореної під час розпаду.

Віддача дочірнього ядра безпосередньо пов'язана з його рухливістю в межах кристалічної решітки радіоактивного зразка. Якщо обмежити рухливість ядра за рахунок зниження температури зразка, імпульс віддачі буде отримувати не окреме ядро, а весь радіоактивний зразок у цілому.

У цьому випадку частка енергії розпаду, отримана часткою, зросте до значення

$$T_m^* = Q \cdot \frac{M}{m + M}, \quad (10)$$

де M – маса радіоактивного зразка.

Відносно збільшення кінетичної енергії частки, утвореної під час розпаду, можна розрахувати так:

$$\frac{T_m^*}{T_m} = \frac{M}{m + M} \cdot \frac{m + M_2}{M_2} = \frac{M}{M_2} \cdot \frac{m + M_2}{m + M} = \frac{M}{M_2} \cdot \frac{M_2}{M} \cdot \frac{\left(1 + \frac{m}{M_2} \right)}{\left(1 + \frac{m}{M} \right)} = \frac{1 + \frac{m}{M_2}}{1 + \frac{m}{M}}$$

оскільки $\frac{m}{M_2} \ll 1$; $\frac{m}{M} \ll 1$:

$$\begin{aligned} \frac{T_m^*}{T_m} &= \frac{\left(1 + \frac{m}{M_2}\right)\left(1 - \frac{m}{M}\right)}{\left(1 + \frac{m}{M}\right)\left(1 - \frac{m}{M}\right)} = \frac{\left(1 + \frac{m}{M_2}\right)\left(1 - \frac{m}{M}\right)}{1 - \left(\frac{m}{M}\right)^2} \approx \left(1 + \frac{m}{M_2}\right)\left(1 - \frac{m}{M}\right), \\ &= 1 - \frac{m}{M} + \frac{m}{M_2} - \frac{m}{M_2} \cdot \frac{m}{M} = 1 + \frac{m}{M_2} \left(1 - \frac{M_2}{M}\right) - \frac{m}{M_2} \cdot \frac{m}{M} \approx 1 + \frac{m}{M_2} \\ T_m^* &\approx T_m \left(1 + \frac{m}{M_2}\right). \end{aligned} \quad (11)$$

Таким чином, збільшення кінетичної енергії частки, утвореної під час розпаду, за рахунок охолодження радіоактивного зразка буде більш значимим для легких радіоактивних ядер.

З кінетичною енергією частки, утвореної під час розпаду, безпосередньо пов'язана довжина її пробігу в повітрі, або конденсованому середовищі.

У першому наближенні довжина пробігу α -частинок у повітрі при нормальному атмосферному тиску пов'язана з їхньою кінетичною енергією співвідношенням:

$$R_\alpha = 0,3 \cdot T_\alpha^{3/2}, \quad (12)$$

де R_α – довжина пробігу, що вимірюється в (см); T_α – кінетична енергія α -частинки, що вимірюється в (MeB)

Використовуючи співвідношення (12), визначимо зміну довжини вільного пробігу α -частинок після заморожування радіоактивного зразка.

Довжина пробігу для випадку, коли віддача припадає на ядро, становить:

$$R_\alpha = 0,3 \cdot T_m^{3/2}. \quad (13)$$

Довжина пробігу для випадку, коли віддача припадає на весь радіоактивний зразок:

$$R_\alpha^* = 0,3 \cdot (T_m^*)^{3/2}. \quad (14)$$

Їхнє відношення визначається як:

$$\begin{aligned} \frac{R_\alpha^*}{R_\alpha} &= \frac{0,3 \cdot (T_m^*)^{3/2}}{0,3 \cdot T_m^{3/2}}; \\ \frac{R_\alpha^*}{R_\alpha} &= \left(\frac{T_m^*}{T_m}\right)^{3/2} = \left(1 + \frac{m}{M_2}\right)^{3/2}; \\ R_\alpha^* &= R_\alpha \cdot \left(1 + \frac{m}{M_2}\right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Вираз (15) дозволяє розрахувати очікувану зміну довжини пробігу α -та β -частинок в повітрі в результаті заморожування радіоактивного зразка.

Як зразок було обрано невеликий гранітний блок, що виявив підвищену, порівняно з фоною, активність. Блок заморожувався в

холодильній камері до температури – 14°C. Активність випромінювання зразка вимірювалася лабораторним детектором імпульсів.

Для підвищення точності висновків окремо досліджувалися два зразки (більшого і меншого розмірів(Рис.1)).



Рис.1. Гранітні блоки (меншого і більшого розмірів)

Проводилися такі вимірювання:

1. Зміни активності охолодженого зразка при його поступовому нагріванні до кімнатної температури.
2. Зміни активності зразка з часом при постійній (кімнатній) температурі.
3. Фонової активності в лабораторії.

Вимірювання проводилися за допомогою лабораторного лічильника імпульсів (рис 2).



Рис.2. Лабораторний лічильник імпульсів

За результатами вимірювань були отримані такі залежності.

1. Залежність між охолодженим зразком та зразком з кімнатною температурою однакових за розміром.

- 1. Зразок малого розміру***

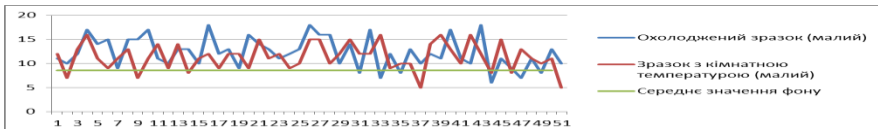


Рис.3. Залежність між охолодженням зразком та зразком з кімнатною температурою однакових за розміром (малих розмірів)

Залежності були оброблені з метою отримання апроксимуючих прямих для зручного порівняння результатів.

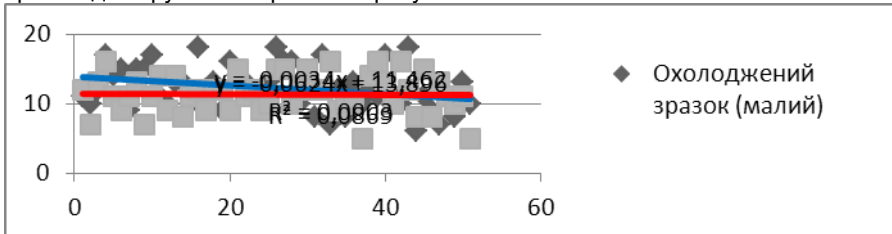


Рис.4. Апроксимуючі прямі охолодженого зразка та зразка з кімнатною температурою однакових за розміром (малих розмірів)

Середнє значення активності охолодженого малого зразка при його поступовому нагріванні до кімнатної температури складає: $M_x=12,2745$. Відповідне значення нормованої дисперсії: $D_x=9,6894$.

Середнє значення активності малого зразка при постійній (кімнатній) температурі складає: $M_y=11,3725$. Відповідне значення нормованої дисперсії: $D_y=7,5671$.

Критерій Фішера становить: $F=1,2805$.

2. Зразок великого розміру

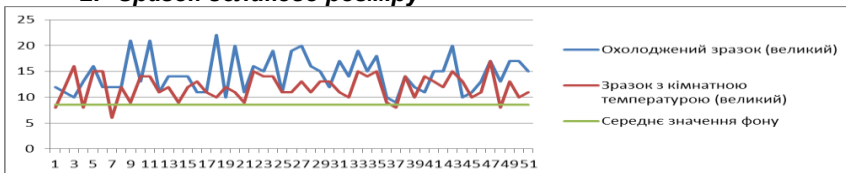


Рис.5. Залежність між охолодженням зразком та зразком з кімнатною температурою однакових за розміром (великих розмірів)

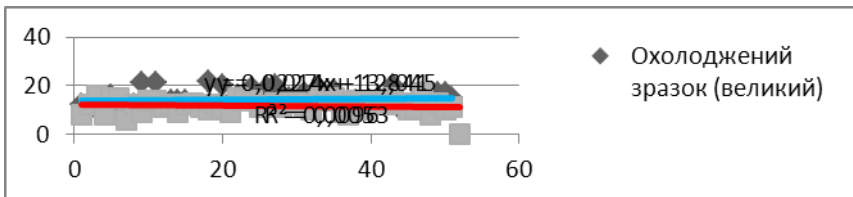


Рис.6. Апроксимуючі прямі охолодженого зразка та зразка з кімнатною температурою однакових за розміром (великих розмірів)

$M_x=14,4314$, $D_x=11,6570$, $M_y=11,9020$, $D_y=5,7747$, $F=2,0186$.

3. Зразки різних розмірів

а) Малий та великий охолоджені зразки

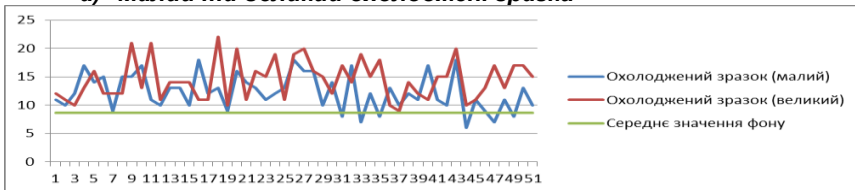


Рис.7. Залежність між охолодженими зразками малого та великого розмірів

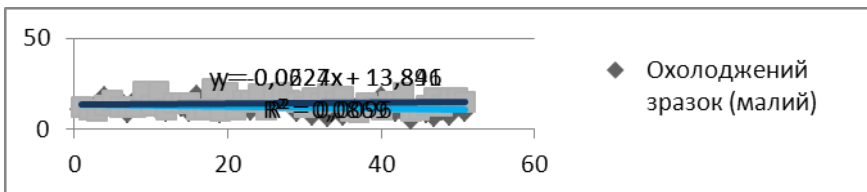


Рис.8. Апроксимуючі прямі охолоджених зразків малого та великого розмірів

$M_x=12,2745$; $D_x=9,6894$; $M_y=14,4314$; $D_y=11,6570$; $F=1,2031$.

б) Малий та великий зразки з кімнатною температурою

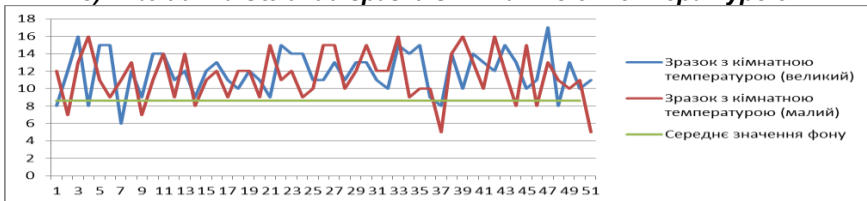


Рис.9. Залежність між зразками з кімнатною температурою малого та великого розмірів

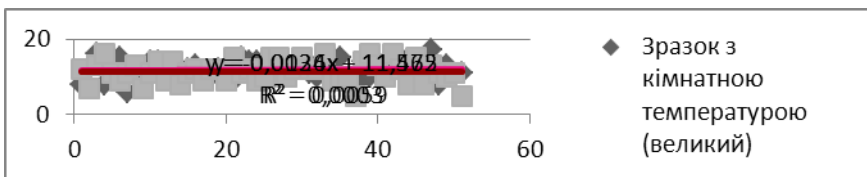


Рис.10. Апроксимуючі прямі зразків з кімнатною температурою малого та великого розмірів

$M_x=11,9020$; $D_x=5,7747$; $M_y=11,37252$; $D_y=7,5671$; $F=1,3104$.

в) Малий охолоджений зразок та великий зразок з кімнатною температурою

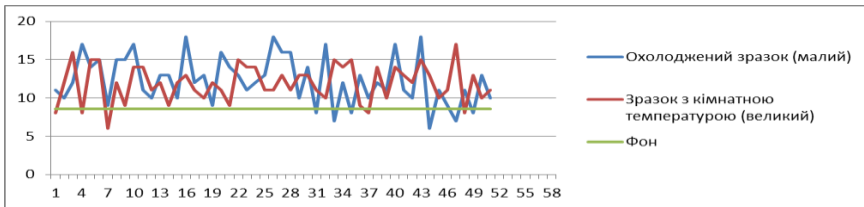


Рис.11. Залежність між малим охолодженим зразком та великим зразком з кімнатною температурою

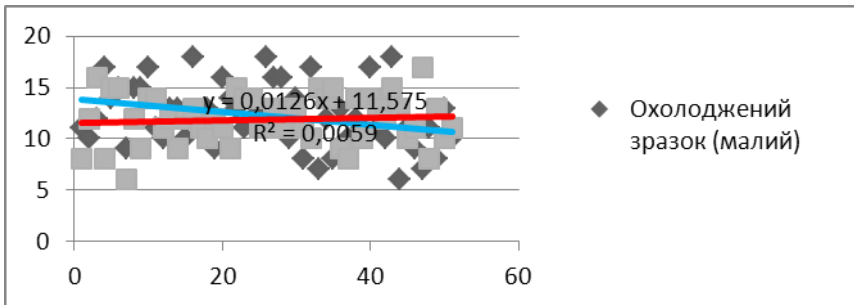


Рис.12. Апроксимуючі прямі малого охолодженого зразка та великого зразка з кімнатною температурою

$M_x=12,2745$; $D_x=9,6894$; $M_y=11,9020$; $D_y=5,7747$; $F=1,6779$.

г) Великий охолоджений зразок та малий зразок з кімнатною температурою

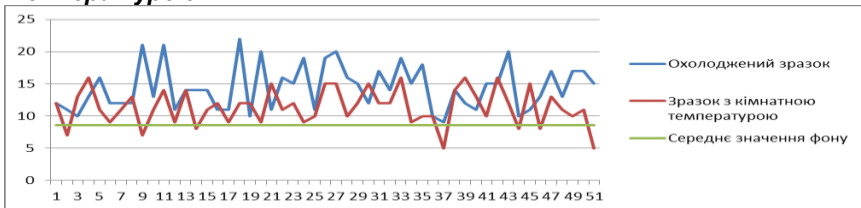


Рис.13. Залежність між великим охолодженим зразком та малим зразком з кімнатною температурою

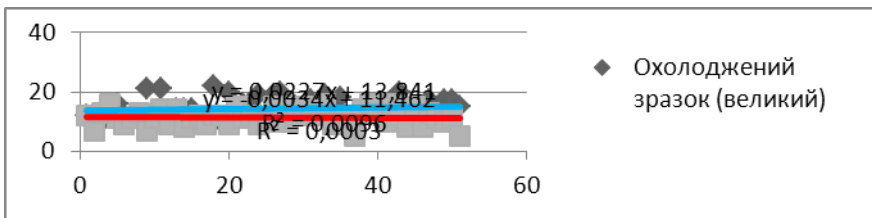


Рис.14. Апроксимуючі прямі великого охолодженого зразка та малого зразка з кімнатною температурою

$M_x=14,4314$; $D_x=1,0560$ $M_y=11,3725$; $D_y=1,0585$; $F=1,0024$.

Для параметрів наведених вище експериментальних статистичних вибірок критичне значення критерію Фішера становить 1,6. Розраховані значення критерію Фішера в чотирьох випадках менші за критичні, що свідчить про відсутність статистично значимої відмінності між процесами, що відбуваються. У двох випадках порівняння (великий охолоджений та великий сталої кімнатної температури; малий охолоджений та великий сталої кімнатної температури) розраховане значення критерію Фішера перевищує критичне. Можливо, така відмінність обумовлена впливом водного конденсату, що виділяється з повітря на охолоджених зразках.

Висновки. Таким чином, статистична обробка за критерієм Фішера результатів експериментальної перевірки впливу слабого охолодження на кінетичну енергію радіоактивних часток не виявила статистично значимої відмінності між результатами для охолодженого і неохолодженого зразків.

Подальші перспективи досліджень полягають в використанні більш активних зразків та зниженні їхньої температури.

Отримані результати використовувалися як методичне забезпечення для практичних і лабораторних робіт в курсі “Фізика ядра та елементарних частинок” за темами “Радіоактивні розпади” та “Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною”.

Розширення змісту лабораторної роботи в напрямку постановки проблемного завдання дослідницького характеру обумовлює формування більш глибокого розуміння студентом фізичної сутності взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною та фундаментальних механізмів впливу зовнішніх параметрів на процеси радіоактивного розпаду.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамов А. И. Основы экспериментальных методов ядерной физики / Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. – М. : Атомиздат, 1970.
2. Абрамов А. И. Основы ядерной физики. / А. И. Абрамов. – М. : Энергоатомиздат, 1983.
3. Афанасьев А. М. Мессбауэра эффект / А. М. Афанасьев // Физическая энциклопедия. – М., 1992. – Т. 3
4. Бете Г. Прохождение β -частинок через речовину. / Г. Бете, Ю. Дж.Ашкін. – М., 1955.
5. Бор Н. Прохождение атомных частинок через речовину / Н. Бор. – М., 1950.
6. Вальтер А. К. Ядерная физика / А. К. Вальтер, И. И. Залюбовский. – Харьков : Основа, 1991.
7. Гангрский Ю. А. Регистрация и спектроскопия осколков деления. / Ю. А. Гангрский, Б. Н. Марков, В. П. Перельгин. – М. : “Энергоиздат”, 1981.
8. Кноп Г Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия / Кноп Г., Пауль В. – М., 1969.
9. Кудрявцев П. С. Курс истории физики / П. С. Кудрявцев. – М. : Просвещение, 1982.
10. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику / К. Н. Мухин. – М. : Госатомиздат, 1963.
11. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика : учеб. пособ. / К. Н. Мухин. – М. : Энергоиздат, 1983. – Т. 1-2.
12. Фрауэнфельдер Г. Субатомная физика / Г. Фрауэнфельдер, Э. Хенли. – М. : Мир, 1979.

Стаття надійшла до редакції 17.10.2016