

Васильєва Г., Парлаг О., Запорожець А., Юрчишин Т.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ГЕНЕРОВАНОГО ЕЛЕКТРОНАМИ

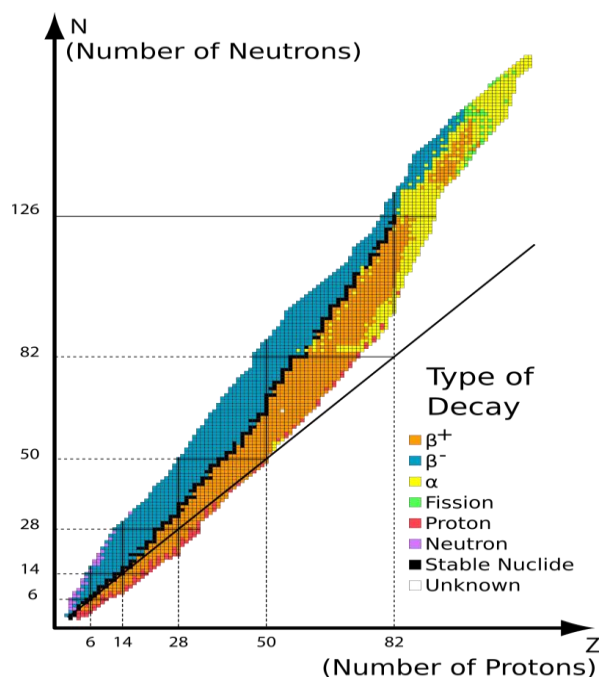
Лабораторна робота для студентів 2-3 курсу

Фізичного факультету

Рецензент:

К.фіз.-мат. наук, ст.н.с. Стрелчук М.В.

(КІЯД НАН України, м. Київ)



By Table\_isotopes.svg: Napy1kenobiderivative work: Sjlegg (talk) - Table\_isotopes.svg, CC BY-SA 3.0,  
<https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=6703703>

©Васильєва Г.

©Парлаг О.

©Запорожець А.

© Юрчишин Т.

## Лабораторна робота

# ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ, ГЕНЕРОВАНОГО ЕЛЕКТРОНАМИ

**Тема:** Дослідження властивостей бета- і гамма-випромінювання

**Мета:** Вивчити особливості взаємодії високоенергетичних електронів з речовиною. Ознайомитись з поняттями радіаційних і іонізаційних втрат. Дізнатись, що таке гальмівне випромінювання. Вивчити його властивості, застосування і способи захисту від нього.

**Прилади і матеріали:** Комп'ютер або ноутбук, програма NPMA@Bremsstrahlung, періодична система хімічних елементів, База даних міжнародної Асоціації Атомної Енергетики.

### Короткі теоретичні відомості

Що таке бета-випромінювання – це потік високоенергетичних електронів.  **$\beta$ -випромінювання** – потік прискорених електронів або позитронів, які вилітають при розпаді бета-мінус або бета-плюс радіоактивних атомних ядер. Швидкість частинок, залежно від енергії випромінювання, може досягати швидкості близької до швидкості світла. Тому, хоч заряд бета-часток менший, але їх швидкість більша, ніж у альфа-часток. Внаслідок цього вони мають меншу іонізуючу, але більшу проникаючу здатність. Проходячи через речовину,  $\beta$ -частинка віддає свою енергію електронам її атомів, через що швидкість її зменшується до того моменту, коли вона стає спів-розмірною зі швидкістю руху електронів в атомі. Після цього  $\beta$ -частинку (електрон) захоплює один із атомів речовини, а у випадку  $\beta$ -частинки (позитрон) відбувається анігіляція з одним із електронів речовини. Довжина пробігу частинки складає в повітрі до 20 м, у воді і живих тканинах – до 3 см, в металі – до 1 см. Природні радіоактивні елементи, що здатні випромінювати  $\beta$ -промені, це  $^{40}\text{K}$ ,  $^{14}\text{C}$  та  $^3\text{H}$ ; серед елементів штучного походження –  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$  та  $^{137}\text{Cs}$  [1-7].

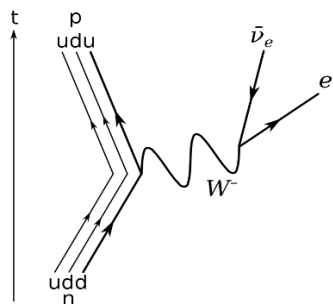


Рис. 1. Схема бета-розпаду. Адаптовано з ресурсу [By Joel Holdsworth (Joelholdsworth) - Own work, Public Domain,

<https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1754301>]

Приклад природнього радіонукліда 40-калію ( $^{40}\text{K}$ ), який розпадається шляхом бета-розпаду, і у 89,2% випадках випромінює бета-частки з енергією 1311,09 MeV.

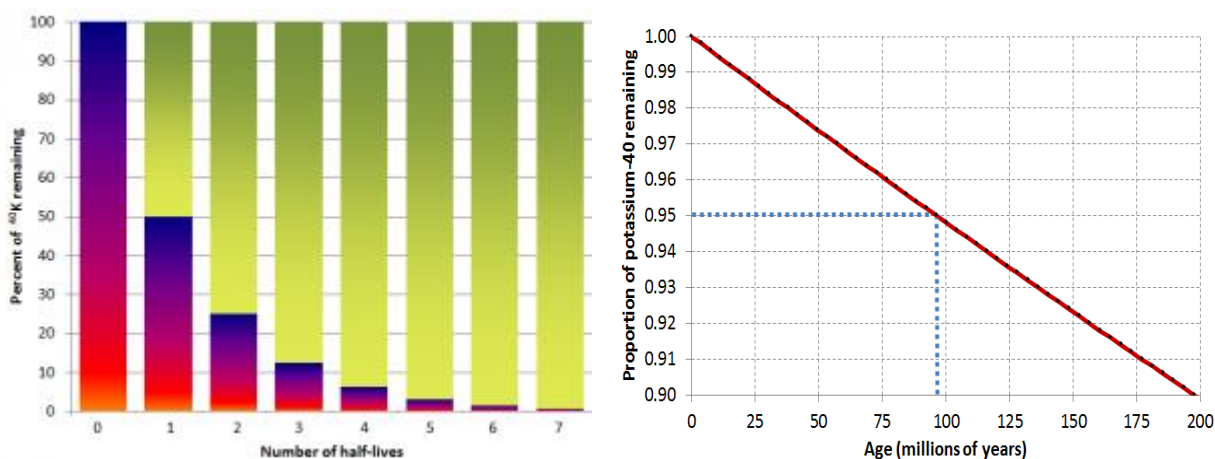
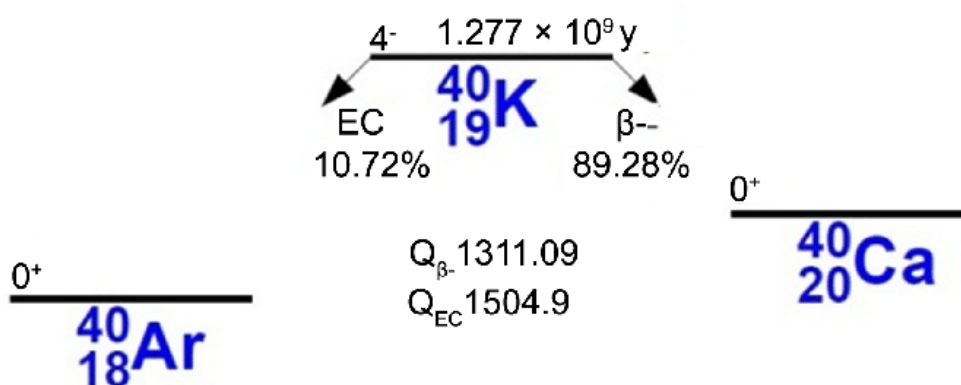


Рис. 2. Розпад  $^{40}\text{K}$ . Кожний період напіврозпаду становить приблизно 1.3 мільйони років, таким чином після 3.9 мільйонів років (три періоди напіврозпаду) залишиться лише 12.5% від початкового  $^{40}\text{K}$ . Червоно-синім кольором позначено  $^{40}\text{K}$  а зелено-жовтим -  $^{40}\text{Ar}$ .

Основні джерела високоенергетичних електронів це природні і штучні радіонукліди, які трансформуються шляхом бета-розпаду. Також високоенергетичні електрони можуть генеруватися у прискорювачах електронів наукового та медичного призначення, наприклад Бетатрон Б-25, Мікротрон М-10; а також у рентгенівські трубі.

Високоенергетичні електрони (бета-випромінювання) при проходженні крізь речовину можуть різко змінювати всій напрям. Так, як це зображено на рисунках 3 або 4.

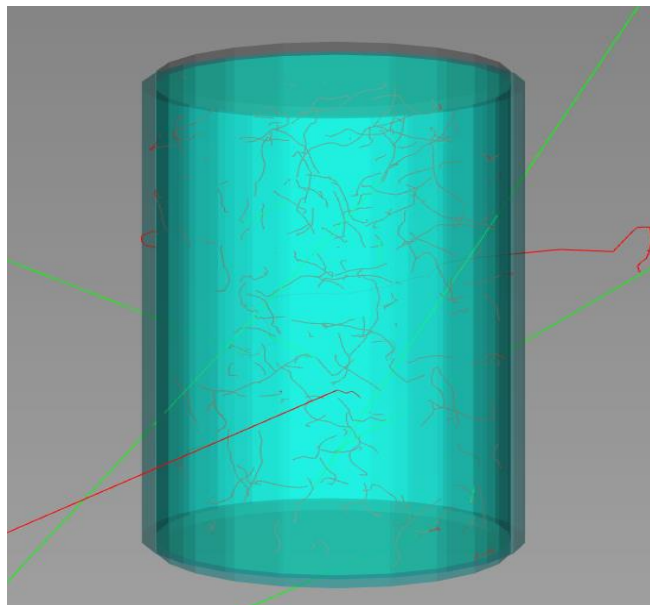


Рис.3. Моделювання взаємодії високоенергетичних електронів (бета часток) з речовиною сцинтилятором. Моделювання проводили за допомогою набору програм JEANT 4. Адаптовано з літератури [1].

Пружне розсіювання електронів призводить до зменшення їх енергії (іонізаційні втрати легких заряджених частинок). Імовірність пружного розсіювання електронів пропорційна  $Z^2$  речовини через яку проходить бета-випромінювання. Імовірність пружного розсіювання електронів приблизно рівна  $1/E k^2$  де  $E_k$  кінетична енергія налітаючих електронів. Якщо порівняти імовірність пружної взаємодії з ядрами речовини для електронів і позитронів з однаковою енергією, то більшою буде імовірність все-таки для електронів [2].

При цьому генерується гальмівне випромінювання і випромінюється у напрямку, перпендикулярному до напрямку руху електрона. Рисунок 4 Схематично відображає шлях високоенергетичного електрона у речовині, передачу енергії речовині і втрати енергії бета-частки при цьому. Рисунок адаптовано із літератури [2]. Імовірність розсіювання електрона на електроні пропорційна заряду ядер речовини  $Z$ .

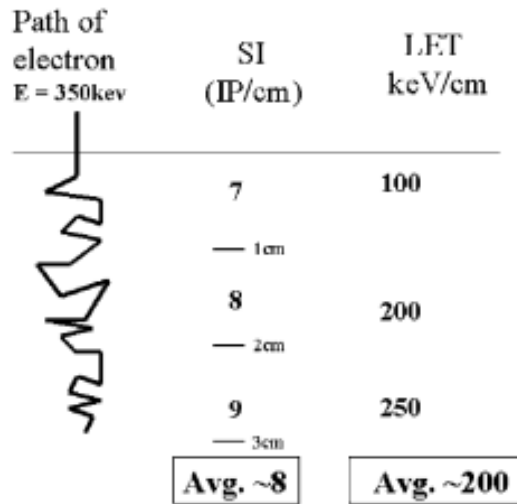


Рисунок 4. Схематичне зображення траєкторії високоенергетичних електронів (бета-часток) у речовині.

Втрати енергії на іонізацію (Іонізаційні втрати) та втрати енергії на непружне розсіяння (радіаційні втрати) співвідносяться приблизно наступним чином:

$$\frac{\text{(Радіаційні втрати)}}{\text{(іонізаційні втрати)}} = E_k \cdot Z / 820$$

Тут  $E_k$  - кінетична енергія електронів, MeV

$Z$  – заряд ядер речовини

**Гальмівне випромінювання** – це потік гамма-квантів (неперервний спектр) який генерується при різкій зміні напрямку руху високоенергетичних електронів. Енергія гальмівного випромінювання, яке виникає як наслідок непружного розсіяння електронів має неперервний спектр і залежить від кінетичної енергії електронів, які генерують це випромінювання. Є емпіричне правило, якщо енергія електронів вимірюється в MeV, то генерується гамма-випромінювання, якщо в keV – то рентгенівське випромінювання. Моделювання спектра гальмівного випромінювання для високоенергетичних електронів, тобто, розрахунок перерізу утворення гальмівного гамма-кванта з енергією від  $E_\gamma$  до  $E_\gamma + dE_\gamma$  електроном з енергією  $U_0$  на 1 ядро мішені з порядковим номером  $Z$  проводять за допомогою формули Шіффа [3].

$$\sigma(E_\gamma) dE_\gamma = 2 \frac{z^2 r_0^2}{137} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \times$$

$$\times \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{U_0 - E_\gamma}{U_0} \right)^2 - \frac{2 \times (U_0 - E_\gamma)}{3U_0} \right] \times (1), \right.$$

$$\left. \times \left[ \ln M(0) + 1 - \frac{2}{B} \cdot \arctg B \right] + \frac{U_0 - E_\gamma}{U_0} C(B) \right\}$$

де

$$B = \frac{2U_0(U_0 - E_\gamma)Z^{\frac{1}{2}}}{111mc^2 E_\gamma} \quad (2),$$

У даній роботі ми будемо проводити моделювання спектра гальмівного випромінювання для високоенергетичних електронів, тобто, розрахунок перерізу утворення гальмівного гамма-кванта з енергією від  $E_\gamma$  до  $E_\gamma + dE_\gamma$  електроном з енергією  $U_0$  на 1 ядро мішені з порядковим номером  $Z$  за допомогою програми NPMA@Bremsstrahlung.

### Хід роботи

1. Вибрати із Періодичної системи елемент, який би слугував мішенню для опромінення електронами.
2. Увести необхідні величини у програму розрахунку.
3. Заряд ядер мішені, масу ядер мішені, густину речовини, товщину, порогову енергію і енергію взаємодії.
4. Провести розрахунки кількості утворених гальмівних гамма-квантів і їх енергії. Одержати табличні результати.
5. Побудувати графіки використовуючи графічні редактори Origin або Excel за даними таблиць з результатами.
6. Оформити роботу.
7. Написати висновки.

Приклад типового гальмівного спектру гамма-квантів наведено на рисунку 5 (а) і (б).

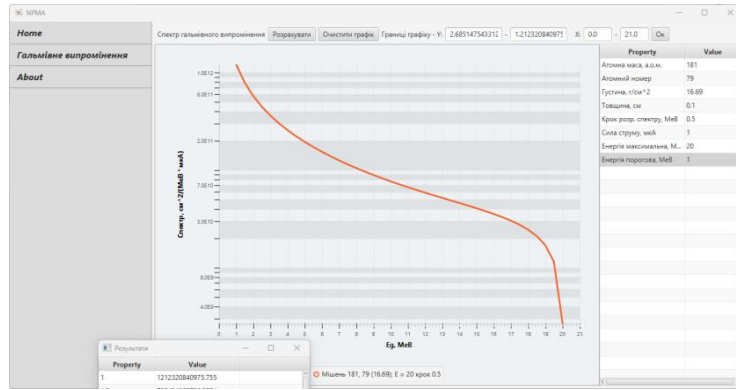


Рисунок 5 (а). Приклад розрахованої залежності кількості згенерованих гальмівних гамма-квантів і їх енергії. Мішень була вибрана природні ізотопи золота.

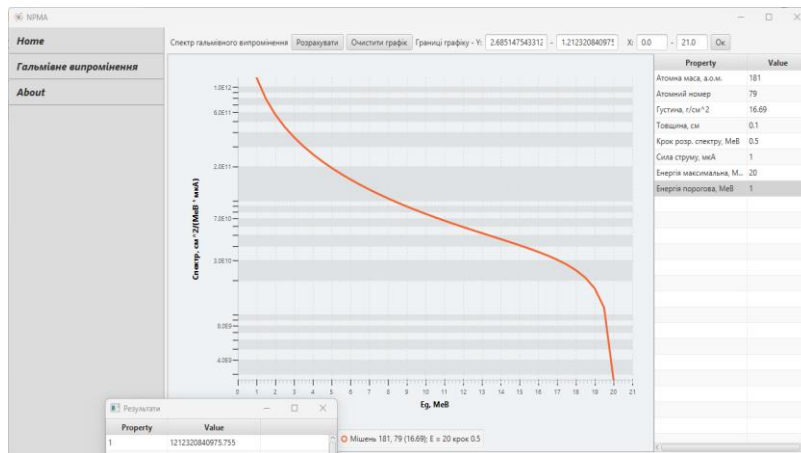


Рисунок 5 (б). Приклад розрахованої залежності кількості згенерованих гальмівних гамма-квантів і їх енергії. Як мішень була вибрана природна суміш ізотопів урану.

## Контрольні запитання

Що таке бета випромінювання?

Основні джерела високоенергетичних електронів.

Що таке гальмівне випромінювання?

За якою формулою розраховують переріз утворення гальмівного гамма-кванта з енергією від  $E_\gamma$  до  $E_\gamma + dE_\gamma$ ?

Наведіть приклади радіонуклідів, бета-випромінювачів.

## Список використаної літератури

- [1] S. Vuchkan, S. Trofymenko, V. Lazur, H. Vasylyeva, M. Hryhorenko, Yu. Kilivnik, O. Sych COMPREHENSIVE STUDIES OF ORGANIC AND INORGANIC ADSORBENTS RAP CONFERENCE PROCEEDINGS, VOL. 6, PP. 21–26, 2021 ISSN 2737-9973 (ONLINE) | DOI:10.37392/RAPPROC.2021.05
- [2] W. R. Hendee, E. R. Ritenour, Medical Imaging Physics, 4th ed., New York (NY), USA: J. Wiley and Sons, 2002, p. 353. DOI: 10.1002/0471221155
- [3] І.В. Пилипчинець, О.О. Парлаг, Є.В. Олейников. МОДЕЛЮВАННЯ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ ЯДЕР АКТИНІДІВ, ІНДУКОВАНИХ ГАЛЬМІВНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ ЕЛЕКТРОННИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics. Issue 42. – 2017
- [4]. Principles and Applications of Liquid Scintillation Counting, National Diagnostics, Atlanta (GA), USA, 2004. Retrieved from: [https://ehs.psu.edu/sites/ehs/files/lsc\\_theory\\_of\\_operation\\_part\\_1.pdf](https://ehs.psu.edu/sites/ehs/files/lsc_theory_of_operation_part_1.pdf) Retrieved on: Jan. 10, 2021
- [5]. P. Gaca, D. Reading, P. Warwick, “Application of multiple quench parameters for confirmation of radionuclide identity in radioanalytical quality control,” J. Radioanal. Nucl. Chem., vol. 322, no. 3, pp. 1383 – 1390, Dec. 2019. DOI: 10.1007/s10967-019-06788-
- [6]. H. Vasylyeva et al., “Adsorption of zirconium ions by X-type zeolite,” Biointerface Res. Appl. Chem., vol. 11, no. 5, pp. 13421 – 13431, Feb. 2021. DOI: 10.33263/BRIAC115.1342113431
- [7]. H. V. Vasylyeva et al., “Radiochemical studies of state of lanthanum micro amounts in water solution,” J. Mol. Liq., vol. 118, no. 1 – 3 pp. 41 – 44, Apr. 2005. <https://www.doi.org.10.1016/j.molliq.2004.07.00>



