

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД  
«УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»  
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
Кафедра теоретичної фізики

**Плекан Р.М.**

## **ЯДЕРНИЙ ФІЗПРАКТИКУМ**

**Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу «Загальна фізика»  
(для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»)**

Ужгород  
Видавництво УжНУ «Говерла»  
2019

**Плекан Р.М. Ядерний фізпрактикум: методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу «Загальна фізика» (для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»).** – Ужгород: Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. – 80 с.

Методичні вказівки призначені для студентів фізичного факультету ДВНЗ «УжНУ», які проходять навчання за спеціальністю 172 «Телекомунікації та радіотехніка» та мають сприяти покращенню організації навчального процесу, забезпеченню умов оптимального оволодіння навчальною дисципліною «Загальна фізика». Ч.4 «Атомна і ядерна фізика» та якісному засвоєнню матеріалу.

У методичних вказівках описано лабораторні роботи ядерного фізпрактикуму. Кожна робота містить теоретичні відомості про закономірності радіоактивного розпаду, взаємодії іонізуючих випромінювань з речовиною, ядерні реакції, будову та принципи дії детекторів, необхідних для реєстрації ядерних випромінювань, методики проведення вимірів в ядерній фізиці та необхідні дані про обробку одержаних експериментальних даних, а також контрольні питання. У посібнику наведено також базові основи радіаційної безпеки при виконанні лабораторних робіт ядерного фізичного практикуму та вимоги до звітності про виконану роботу.

**Розробник:**

Плекан Руслан Мар'янович, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри теоретичної фізики фізичного факультету ДВНЗ «УжНУ».

**Рецензент:**

кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України  
Парлаг О.О.

**Відповідальний за випуск:**

доктор фізико-математичних наук, професор,  
декан фізичного факультету  
Лазур В.Ю.

*Рекомендовано до друку методичною комісією фізичного факультету  
(протокол № 7 від 19 березня 2019 року)*

© Плекан Р.М., 2019 р.

© ДВНЗ «Ужгородський національний університет», 2019 р.

## ЗМІСТ

	стор.
ПЕРЕДМОВА.....	4
Лабораторна робота №1.....	6
ОСНОВИ ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПРИ ВИКОНАННІ ЯДЕРНОГО ФІЗПРАКТИКУМУ. ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРІВ РАДІОАКТИВНОСТІ	
Лабораторна робота №2.....	15
СТАТИСТИКА РЕЄСТРАЦІЇ ЯДЕРНИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ	
Лабораторна робота №3.....	28
ДОСЛІДЖЕННЯ АЛЬФА-ВИПРОМІНЮВАННЯ	
Лабораторна робота №4.....	41
ВИЗНАЧЕННЯ МАКСИМАЛЬНОЇ ЕНЕРГІЇ $\beta^-$ -ЧАСТИНОК	
Лабораторна робота №5.....	53
ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОСЛАБЛЕННЯ ГАММА- ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ЧЕРЕЗ РЕЧОВИНУ	
Лабораторна робота №6.....	64
ВИЗНАЧЕННЯ ПЕРІОДУ НАПІВРОЗПАДУ РАДІОАКТИВНОГО (РА) ІЗОТОПУ ЗА ЗМЕНШЕННЯМ АКТИВНОСТІ	
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	77
ДОДАТОК.....	78

## ПЕРЕДМОВА

Ядерна фізика є одним із розділів загальнонаукової дисципліни “Загальна фізика” і входить як нормативна до циклу дисциплін загальної підготовки. До складу дисципліни входять такі розділи фізичної науки: фізика атомного ядра, фізика елементарних частинок та високих енергій.

Метою дисципліни є вивчення фізичних властивостей мікросвіту і квантових явищ на рівні атомного ядра, а також структури матерії на рівні фізики елементарних частинок і при високих енергіях, а саме оволодіння студентами знань про основні характеристики ядер, властивості ядерних сил, типи радіоактивних перетворень ядер, закономірності ядерних реакцій, зокрема, поділу важких ядер та термоядерного синтезу легких ядер, сучасні відомості про елементарні частинки, кваркову структуру адронів тощо. Її завдання: формування природничо-наукового світогляду майбутнього фахівця; засвоєння базових понять, основних законів і концепцій фізики ядра і елементарних частинок, висвітлення суті і змісту фізичних явищ ядерної фізики, основних понять і закономірностей ядерних процесів, одержання навиків застосування фундаментальних знань до розв’язання практичних та інженерних задач в області ядерної фізики, формування навичок роботи з експериментальними приладами для реєстрації ядерних випромінювань. Студент повинен ознайомитися з базовими поняттями квантової механіки і особливостями квантово-механічного підходу до вивчення досліджуваних явищ на рівні мікросвіту. При цьому, як правило, необхідно обмежитися якісним підходом, звертаючись до строгого розв’язку хвильових рівнянь тільки в простих випадках.

Як відомо, основним методом дослідження у фізиці є дослід, тобто спостереження досліджуваного явища в контрольованих умовах, які дозволяють спостерігати за перебігом явища та відтворювати його кожного разу при повторенні цих умов. Тому лекційний курс з фізики, як правило, супроводжується лабораторними заняттями, а самі лабораторні роботи тематично присвячені вузловим питанням лекційного курсу.

Лабораторний практикум загалом дає студентам додаткові практичні навички і можливість пізнати конкретні прояви фізичних законів через вивчення принципів дії фізичних демонстраційних та вимірювальних приладів.

Цикл лабораторних робіт ядерного фізпрактикуму сприяє поглибленому вивченню теоретичного матеріалу з окремих розділів фізики атомного ядра і елементарних частинок шляхом перевірки і експериментального підтвердження основних законів радіоактивного розпаду атомних ядер, законів поширення ядерних випромінювань та їх взаємодії з речовиною, вивчення деяких характеристик ядер і ядерних реакцій. Виконуючи ядерний фізпрактикум студенти повинні вивчити принципи дії таких детекторів ядерних випромінювань як лічильники Гейгера-Мюллера, напівпровідникові детектори, сцинтиляційні детектори, навчитись визначати параметри детекторів та підбирати для них режими роботи, ознайомитись і навчитись використовувати для вимірів електронні прилади: перелікові та реєструючі прилади, аналізатори імпульсних сигналів, схеми збігів тощо. Також важливою метою ядерного фізпрактикуму є навчити студентів користуватись дозиметричними приладами та засвоїти методи роботи з радіоактивними ізотопами.

У лабораторії ядерного фізпрактикуму робота проводиться з використанням закритих джерел  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -випромінювань та Pu- $\alpha$ -Be джерела нейтронів. Для живлення детекторів випромінювання використовуються високовольтні джерела на напругу до 2000 В. Тому при виконанні лабораторних робіт ядерного фізпрактикуму необхідно строго дотримуватись правил техніки безпеки при роботі з високовольтними джерелами та норм радіаційної безпеки і санітарних правил роботи з радіоактивними речовинами.

## Лабораторна робота №1

# ОСНОВИ ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПРИ ВИКОНАННІ ЯДЕРНОГО ФІЗПРАКТИКУМУ. ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРІВ РАДІОАКТИВНОСТІ

## 1. ЗАГАЛЬНІ ПРАВИЛА РОБОТИ В ЛАБОРАТОРІЯХ ЯДЕРНОГО ФІЗПРАКТИКУМУ

Студенти повинні чітко засвоїти і виконувати всі вимоги техніки безпеки. До роботи в навчальній лабораторії студенти допускаються тільки після:

- 1. вивчення правил техніки безпеки,*
- 2. інструктажу на робочому місці,*
- 3. заліку з правил техніки безпеки та оформлення інструктажу у спеціальному журналі.*

Робота в лабораторії проводиться тільки з дозволу викладача.

**Заборонено:** заносити в лабораторію верхній одяг, портфелі, продукти харчування; самовільно вмикати експериментальні установки; залишати увімкнені експериментальні установки; залишати без догляду радіоактивні джерела.

Під час роботи групи не дозволяється ходити по лабораторії без потреби, заважати іншим працюючим. Потрібно негайно повідомляти лаборанту, викладачу про помічені порушення правил техніки безпеки та про прилади, що вийшли з нормального режиму роботи. Після закінчення роботи необхідно привести в порядок робоче місце, здати прилади та джерела лаборанту. Про закінчення роботи необхідно повідомити викладачу і тільки після його дозволу можна залишити лабораторію.

## 2. ПРАВИЛА БЕЗПЕКИ ПРИ РОБОТІ З ЕЛЕКТРООБЛАДНАННЯМ

Людина може зазнати ураження електричним струмом і в деяких випадках воно може бути смертельним. небезпечні струми як високої, так і низької напруги.

У залежності від зовнішніх умов, зокрема від стану приміщення, де проводиться робота, небезпека ураження електричним струмом буде різна. Зокрема, в навчальній лабораторії небезпечними можуть бути напруги, які перевищують 65 В.

Усі прилади та експериментальні установки побудовані таким чином, щоб запобігти можливості доторкання працюючих до деталей, по яких протікає електричний струм або які знаходяться під напругою. Необхідно слідкувати, щоб під час роботи не було відключене заземлення або обірвано провід заземлення. Тому перед початком роботи необхідно завжди перевірити наявність заземлення робочої установки.

### **Заборонено:**

- включати рубильники без дозволу лаборанта або викладача;
- подавати напругу на робочий прилад, електричну схему без попередньої перевірки та дозволу лаборанта;
- проводити переключення та заміну лічильників без виключення напруги;
- залишати без нагляду експериментальну установку під напругою;
- працювати на незаземленому обладнанні.

### **ЗАПОБІГАННЯ АВАРІЙНИХ СИТУАЦІЙ ТА ЛІКВІДАЦІЯ ЇХ НАСЛІДКІВ**

Аварійні ситуації можуть виникнути при наступних умовах:

1. Пошкодження контуру заземлення.
2. Пошкодження ізоляції проводів під напругою, особливо проводів, що знаходяться під напругою більше 300 В.
3. Попадання людини під дію електричного струму.
4. Виникнення пожежі.

Дії у випадку аварійних ситуацій:

1. При виявленні пошкодження контуру заземлення або заземлюючих проводів негайно припинити роботу, не торкаючись приладів, повідомити лаборанту про помічені порушення.
2. Негайно відключити прилад від електромережі, повідомити викладача або лаборанта про помічені порушення.

3. При ураженні електричним струмом необхідно швидко відключити прилад від електромережі або звільнити потерпілого від контакту з приладом, проводом, що знаходиться під напругою, використовуючи ізоляційні матеріали, надати першу допомогу, викликати швидку медичну допомогу.
4. При виникненні пожежі негайно повідомити викладача, лаборанта. Відключити електромережу (головним рубильником), а після цього використати протипожежні засоби.

### **3. ПРАВИЛА РОБОТИ З РАДІОАКТИВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ**

Радіоактивні джерела для роботи видаються тільки на час вимірів під розписку. У перерві між вимірами та при перенесенні (транспортуванні) джерела повинні зберігатись у захисних контейнерах [1].

При роботі з гамма-джерелами необхідно працювати так, щоб напрямок випромінювання був спрямований до стін, стелі, підлоги. Роботу проводити так, щоб максимально обмежити час перебування поблизу джерела. Після закінчення роботи слід обов'язково вимити руки.

#### **Заборонено:**

- підносити радіоактивні джерела до очей;
- передавати джерела іншим особам;
- залишати джерела без догляду;
- торкатися активної плями джерела руками або якимись предметами;
- палити, приймати їжу в лабораторіях;
- зберігати харчові продукти, цигарки, косметику та інші особисті речі у лабораторіях.

### **ЗАПОБІГАННЯ АВАРІЙНИХ СИТУАЦІЙ ТА ЛІКВІДАЦІЯ ЇХ НАСЛІДКІВ**

Аварійні ситуації можуть виникнути у таких випадках:

1. При порушенні правил роботи з радіоактивними джерелами (робота без захисту, порушення правил зберігання, транспортування).
2. Втрата джерела.



3. Порушення герметичності джерел.
4. Пожежа.

Дії у випадку аварійних ситуацій:

1. Про всі помічені порушення правил роботи з радіоактивними джерелами негайно доповісти викладачу, лаборанту і прийняти можливі міри по їх ліквідації.
2. При втраті джерела негайно повідомити викладачу та лаборанту, детально описати умови, при яких втрачено джерело та місце події.
3. При порушенні герметичності джерела і відповідно виникненні радіаційної небезпеки негайно повідомити викладачу та лаборанту, детально описати умови, при яких це сталося, відмітити місце, де знаходиться пошкоджене джерело. Прийняти участь у перевірці стану забруднення обладнання, столу, рук та інших предметів. Далі діяти згідно вказівки викладача.
4. При виникненні пожежі перенести радіоактивні джерела у безпечне місце згідно вказівки викладача. Далі використати протипожежні засоби.

#### **4. ПРАВИЛА ОБРОБКИ РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРІВ ТА ЗВІТНОСТІ ПРО ВИКОНАНУ РОБОТУ**

##### **4.1. Правила обробки результатів вимірів**

Детектори радіоактивних випромінювань реагують на попадання у їх чутливий об'єм радіоактивного випромінювання (альфа- та бета-частинок, гамма-квантів, нейтронів, протонів) та заряджених частинок космічного випромінювання. Реакцією детектора на реєстрацію певного випромінювання буде поява електричного імпульсу певної величини і тривалості. Ці імпульси зазвичай мають амплітуду в межах  $10^{-3}$ –10 Вольт та тривалість  $10^{-7}$ - $10^{-3}$  секунд.

Основна мета вимірів при виконанні ядерного фізичного практикуму – це знаходження активності радіоактивних джерел чи одержання інформації про величину інтенсивності ядерних випромінювань різного походження.

**Активність радіоактивного джерела визначається як число розпадів (перетворень) нестабільних ядер за 1 секунду, що містяться у джерелі. Число відліків (імпульсів), зареєстрованих детектором за певний час  $t$ , віднесене до одиниці часу, називається швидкістю лічби і позначається символом  $a$ . Швидкість лічби пропорційна активності джерела, що знаходиться поблизу детектора, або інтенсивності ядерного випромінювання у місці, де знаходиться детектор.**

Особливістю вимірів з радіоактивними джерелами є те, що детектори для реєстрації радіоактивних випромінювань чутливі до космічного випромінювання, яке має велику проникливу здатність, і тому навіть при відсутності радіоактивних джерел прилади фіксують наявність певної величини випромінювання, що носить назву «**природний фон**». Для того, щоб одержати інформацію про величину активності радіоактивного джерела, необхідно провести два виміри:

- 1 – вимір величини природного фону (поблизу приладу немає радіоактивних джерел);
- 2 – вимір величини активності джерела разом з фоном.

Після цього величина швидкості лічби (яка, як відомо, пропорційна активності джерела) буде визначатися як різниця двох величин: величини виміру з джерелом та величини фону

$$a_A = \frac{k}{t} - \frac{k_\phi}{t_\phi} = a - a_\phi, \quad (1)$$

де  $a_A$  – швидкість лічби, обумовлена випромінюванням джерела;

$k$ ,  $a$  – кількість зареєстрованих імпульсів та швидкість лічби при вимірі з джерелом (при наявності фону);

$k_\phi$ ,  $a_\phi$  - кількість зареєстрованих імпульсів та швидкість лічби при вимірі фону (без джерела),

$t$  – проміжок часу при вимірі з джерелом;

$t_\phi$  – проміжок часу при вимірі фону.

Процес радіоактивного розпаду ядер має статистичний характер. Щоб виміряти активність джерела чи величини фону з заданою відносною точністю, необхідно зареєструвати певну кількість відліків (імпульсів) детектора за довільний час. Нижче у таблиці 1 вказано дані для чотирьох випадків.

Таблиця 1

Відносна похибка, %	Число імпульсів, які необхідно зареєструвати
$\pm 10$	100
$\pm 3,3$	1000
$\pm 1$	10000
$\pm 0,1$	1000000

Для визначення похибки виміру у кількості імпульсів, користуються середньоквадратичною похибкою  $\sigma$ . Наприклад  $100 \pm 10$ .

Якщо проведено один вимір і зареєстровано  $k$  імпульсів, величину  $\sigma$  можна знайти за формулою

$$\sigma = \sqrt{k}. \quad (2)$$

Цією формулою необхідно користуватися, коли величина фону приблизно у 100 разів менше, ніж величина випромінювання джерела. У такому випадку *відмічають, що фоном можна знехтувати*:

Відносна середньоквадратична похибка виміру знаходиться згідно формули

$$\sigma_v = \frac{\sigma}{k} = \frac{1}{\sqrt{k}}, \quad (3)$$

а відносна похибка виміру у відсотках згідно формули

$$\sigma(\%) = \sigma_v \cdot 100 = \frac{100}{\sqrt{k}}. \quad (4)$$

Якщо проведено один вимір при наявності фону, яким не можна знехтувати, (коли величина фону  $a_\phi$  буде одного порядку з величиною вимірюваної активності  $a_A$ ), оцінка середньоквадратичної похибки активності джерела (швидкості лічби детектора)  $\sigma_A$  знаходиться з врахуванням похибки вимірюваного фону згідно формули

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{k}{t^2} + \frac{k_\phi}{t_\phi^2}} = \sqrt{\frac{a}{t} + \frac{a_\phi}{t_\phi}} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_\phi^2}, \quad (5)$$

а відносна похибка такого виміру оцінюється згідно формули

$$\sigma_A = \pm \frac{\sqrt{\frac{a}{t} + \frac{a_\phi}{t_\phi}}}{a - a_\phi}. \quad (6)$$

Відповідно розрахунки величини активності необхідно проводити згідно формули

$$a_A = (a - a_\phi) \pm \sqrt{\frac{a}{t} + \frac{a_\phi}{t_\phi}}. \quad (7)$$

#### 4.2. Контрольні приклади

1. Визначити швидкість лічби та похибку вимінювання у відсотках, якщо при вимірюванні з джерелом зареєстровано 2567 імп. за 5 хв, при вимірі фону зареєстровано 100 імп. за 15 хв.
2. Протягом якого часу потрібно проводити вимір з джерелом, щоб виміряти швидкість лічби з точністю 1 % (якщо швидкість лічби з джерелом  $\approx 300$  імп./хв, швидкість лічби фону 35 імп./хв).

#### 4.3. Правила звітності про виконану роботу

Лабораторні роботи виконуються згідно тижневого графіка, узгодженого з студентами.

Оформлений звіт про виконану лабораторну роботи необхідно представити викладачу на початку наступного заняття, тобто через тиждень після виконання. У разі відсутності звіту студент не допускається до виконання наступної роботи і оформляє звіт у лабораторії.

Захист звіту та диференційований залік по роботі проводиться під час другої половини лабораторного заняття. Як виняток можливо проводити захист із запізненням на два тижні після виконання роботи.

При наявності двох незахищених робіт, до виконання наступної роботи студент допускається тільки при умові захисту хоча б однієї роботи.

Після пропусків лабораторних занять продовження роботи тільки згідно тижневого графіку. **Відробка пропущених лабораторних робіт проводиться після допуску до роботи у складі іншої групи. Дозвіл на відробку дає викладач, який проводить заняття у той час.**

**Для одержання заліку студент повинен виконати всі лабораторні роботи, захистити всі звіти і мати сумарну рейтингову оцінку 60 балів і більше.**

#### 4.4. Вимоги до оформлення звіту про виконану лабораторну роботу

Звіт про роботу оформляється на листах формату А4. Текстова частина звіту рукописна. Графіки і таблиці можуть додаватися до звіту у друкованому вигляді. Таблиці подаються з деталями комп'ютерної обробки даних вимірів та розрахунком похибок. На графіках обов'язково вказувати похибки одержаних результатів.

Нижче наведено схему звіту:

*Перша сторінка*

<b>ЗВІТ</b>
студента ___ курсу ___ групи <b>Прізвище, Ініціали</b> про виконання лабораторної роботи № ___ ядерного фізпрактикуму
<b>Назва роботи</b>
Дата виконання роботи: .....
<b>Блок-схема та опис реальної експериментальної установки</b> , на якій виконувалася робота. Вказати типи окремих блоків, типи детекторів та джерел, які використовувались для вимірів.
<b>Методика виконання роботи.</b> Послідовний опис етапів роботи, що і як вимірювалось. Опис обробки даних, робочих формул, розрахунків.

*Друга сторінка.*

*(Також третя і четверта сторінки; скільки потрібно)*

<b>Одержані експериментальні дані.</b> Обробка експериментальних даних та їх інтерпретація.
Пояснення до таблиць та рисунків, які обов'язково нумеруються. Аналіз похибок. Порівняння одержаних даних з опублікованими, з даними довідників, пояснення чому одержані дані суттєво відрізняються від опублікованих тощо.
<b>Висновки.</b> Наприклад: Виміряно період напіврозпаду ізотопу X. Вказати величину, похибку. Порівняти з опублікованими даними.
Підпис виконавця .....
Відмітка про оцінку .....

## 5. ЗАВДАННЯ РОБОТИ

1. Вивчити правила техніки безпеки та скласти залік, одержати інструктаж на робочих місцях.
2. Ознайомитись з методикою обробки експериментальних результатів та оцінки похибок вимірів.
3. Розв'язати контрольні приклади.
4. Ознайомитись з правилами звітності про виконану роботу.

## 6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Загальні правила роботи в навчальній лабораторії.
2. Правила техніки безпеки при роботі з електрообладнанням та джерелами високої напруги.
3. Аварійні ситуації при роботі з електрообладнанням та джерелами високої напруги.
4. Запобігання та ліквідація наслідків аварійних ситуацій при роботі з електрообладнанням та джерелами високої напруги.
5. Можливі аварійні ситуації при роботі з радіоактивними ізотопами.
6. Запобігання та ліквідація наслідків аварійних ситуацій при роботі з радіоактивними ізотопами.

## Лабораторна робота №2

# СТАТИСТИКА РЕЄСТРАЦІЇ ЯДЕРНИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

## 1. ПРАВИЛА РОБОТИ З РАДІОАКТИВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТА ВИСОКОВОЛЬТНИМ ОБЛАДНАННЯМ

Радіоактивні джерела для роботи видаються студентам тільки на час проведення дослідів під розписку, про що робиться відмітка у спеціальному журналі. Студенти несуть особисту відповідальність за збереження і правильне використання радіоактивного джерела. Для роботи видаються джерела  $\beta$ -частинок та джерело, що випромінює  $\gamma$ -кванти. На поверхні джерел контрольний рівень випромінювання не перевищує 10-20 мкР/с. Джерела можна переносити за допомогою пінцета чи спеціального пристрою. На лічильник Гейгера-Мюллера подається робоча напруга 400-500 В або 800-1200 В (в залежності від типу лічильника).

**Можливі аварійні ситуації:** порушення герметичності джерел (може призвести до забруднення працюючих та лабораторного обладнання довгоживучими ізотопами, що випромінюють  $\beta$ -частинки та  $\gamma$ -кванти), виникнення пожежі, пошкодження заземлення, пошкодження ізоляції проводів.

**Категорично заборонено:** торкатись руками та гострими предметами активної плями радіоактивних джерел, підносити джерело до очей, передавати джерела іншим особам, вимикати кабель живлення детектора від увімкненого високовольтного блока або детектора.

## 2. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

На досліді переконатися, що результати реєстрації радіоактивних випромінювань підлягають певним статистичним закономірностям; освоїти прийоми розрахунку похибок вимірювань.

### 3. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

Установка, яка складається з лічильника Гейгера-Мюллера, перерахункового пристрою типу ПС02-4 або іншого, високовольтного блоку для живлення лічильника. Джерела  $\beta$ - та  $\gamma$ -випромінювань. Програмований інженерний мікрокалькулятор або персональний комп'ютер з програмами ORIGIN та EXCEL.

### 4. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

#### 4.1. Статистичний характер радіоактивного розпаду

Унаслідок статистичної природи процесів, що відбуваються в мікросвіті, величини, за допомогою яких описуються такі процеси, теж мають статистичний характер. Наприклад, ядра певного радіоактивного нукліду (радіонукліду) характеризуються часом життя  $\tau$ , але кожне конкретне ядро може до моменту розпаду проіснувати час, що набагато відрізняється від  $\tau$  як в більшу, так і в меншу сторону. Час життя визначається як усереднена величина на основі дослідження розпаду дуже великої кількості ядер. Кількість ядер  $N$  у досліджуваному зразку, що розпадаються за певний інтервал часу  $t$ , є випадковою величиною, бо вона змінюється випадковим чином для сталих по тривалості, але різних інтервалів часу. Випадковою величиною буде і кількість відліків (імпульсів)  $k$ , зареєстрованих перерахунковим пристроєм внаслідок попадання в лічильник частинок або гамма-квантів, які випромінюються ядрами при радіоактивних перетвореннях. Розуміння статистичного характеру явищ мікросвіту важливе як для постановки експериментів в області ядерної фізики, так і для інтерпретації результатів вимірів.

Число відліків перерахункового пристрою  $k$ , як випадкова величина, характеризується середнім значенням  $\bar{k}$  (математичним сподіванням), дисперсією  $D(k)$  або  $\sigma_k^2$  і законом розподілу ймовірності. Пригадаємо, що дисперсією  $D(k)$  випадкової величини  $k$  називають математичне сподівання квадрата відхилення цієї величини від її середнього значення

$$D(k) \approx \overline{(k - \bar{k})^2}. \quad (1)$$



Додатню величину  $\sigma_k = \pm\sqrt{D(k)}$  називають **середньоквадратичним або стандартним відхиленням**. Законом розподілу ймовірності дискретної випадкової величини називається математичний вираз, який визначає ймовірність появи різних її значень. Для неперервної випадкової величини  $x$  закон розподілу виражається через функцію густини імовірності  $p(x)$ , імовірність появи випадкової величини в інтервалі від  $x$  до  $x+\Delta x$  знаходиться як  $p(x) \cdot \Delta x$ .

#### 4.2. Закон біноміального розподілу

Нехай зразок містить  $N_0$  ядер радіонукліду, для якого стала розпаду (тобто імовірність розпаду ядра за одиницю часу) рівна  $\lambda$ . Імовірність того, що за час  $t$  ядро розпадеться, рівна  $(1 - e^{-\lambda t})$ , а не розпадеться  $e^{-\lambda t}$ . Середнє значення кількості ядер, що розпалися за час  $t$ , можна розрахувати згідно формули:

$$\bar{N} = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t}). \quad (2)$$

Імовірність того, що за час  $t$  розпадається  $N$  ядер, можна обчислити за допомогою біноміального розподілу, вираз якого для описаного випадку приймає вигляд:

$$P(N) = \frac{N_0!}{N!(N_0 - N)!} \cdot (1 - e^{-\lambda t})^N \cdot (e^{-\lambda t})^{N_0 - N}. \quad (3)$$

#### 4.3. Закон розподілу Пуассона

Розглянемо окремий випадок, коли середній час життя  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  радіонукліду набагато більший, ніж час дослідження  $t$  (виміру). Відношення  $\frac{\bar{N}}{N_0}$  буде близьким до нуля, бо  $\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \approx 0$ . За короткий час виміру  $t$  практично не можна помітити зміну **активності  $A$  зразка**, яка визначається як середня кількість розпадів ядер за одиницю часу і має бути виражена простим співвідношеннями

$$A = N_0 \cdot \lambda \quad \text{і} \quad A = \frac{\bar{N}}{\tau}. \quad (4)$$

Імовірність того, що за час  $t$  розпадається  $N$  ядер, можна обчислити за формулою Пуассона:

$$P(N) = \frac{(A \cdot t)^N}{N!} \cdot e^{-A \cdot t} = \frac{\bar{N}^N}{N!} \cdot e^{-\bar{N}}. \quad (5)$$

До речі, в теорії імовірностей доводиться, що коли  $\frac{\bar{N}}{N_0}$  прямує до нуля, біноміальний розподіл переходить у розподіл Пуассона.

Позначимо через  $\varepsilon$  відношення кількості імпульсів, зареєстрованих лічильною установкою, до кількості частинок або квантів, випущених ядрами зразка, тоді середня швидкість лічби  $a = \varepsilon \cdot A$ . За сталі інтервали часу  $t$ , що не перекриваються, зареєструємо такі числа імпульсів  $k_1, k_2, k_3$  і т.д. Середнє значення відліку складає  $\bar{k} = a \cdot t$ . Розподіл числа імпульсів (відліків) теж задається законом Пуассона:

$$P(k) = \frac{\bar{k}^k}{k!} \cdot e^{-\bar{k}} = \frac{(a \cdot t)^k}{k!} \cdot e^{-a \cdot t}. \quad (6)$$

Якщо навколо джерела радіоактивного випромінювання розмістити установки з однаковою ефективністю реєстрації, то покази установок за час  $t$  будуть розподілені за законом Пуассона, навіть коли активність зразка  $A$  не можна вважати сталою.

Важливою особливістю розподілу Пуассона є те, що він повністю визначається одним параметром, бо для цього закону дисперсія  $D(k)$  і середнє значення  $\bar{k}$  рівні між собою.

#### 4.4. Закон нормального розподілу

Кількість зареєстрованих імпульсів  $k$  лічильної установки (тобто вимір) є дискретною величиною. Однак, коли середнє значення  $\bar{k}$  велике, відмінність між імовірностями  $p(k)$  для близьких значень  $k$  виявляється дуже малою. У цьому випадку стає доцільним замість імовірності для кожного окремого відліку  $k$  цікавитися імовірністю  $p(k)dk$  того, що відлік знаходиться в інтервалі від  $k$  до  $k+dk$ . Дискретний розподіл може бути замінений неперервним розподілом. Так вже при  $\bar{k} \geq 20$  закон розподілу Пуассона стає практично симетричним відносно  $k = \bar{k}$  і

переходить у закон нормального розподілу (або закон розподілу Гаусса), але такий, для якого середнє значення  $\bar{k}$  і дисперсія  $D$  рівні між собою. Хоча в загальному випадку для закону Гаусса середнє значення і дисперсія не рівні між собою. При нормальному розподілі густину імовірності кількості зареєстрованих імпульсів можна представити у вигляді:

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot D}} \cdot e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2 \cdot D}}. \quad (7)$$

Відхилення  $\Delta k$  відліку  $k$  від середнього значення  $\bar{k}$  теж описується законом нормального розподілу. Позначимо відхилення через  $y$ . Імовірність того, що відхилення знаходиться в інтервалі від  $y=y_1$  до  $y=y_2$ , можна обчислити за формулою:

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot k}} \cdot \int_{y_1}^{y_2} e^{-\frac{y^2}{2k}} dy. \quad (8)$$

Введемо заміну  $z = \frac{\Delta k}{\sigma}$ , тобто будемо виражати відхилення в одиницях стандартного відхилення  $\sqrt{k} = \sqrt{D} = \sigma$ . У такому випадку формулу (8) можна представити у вигляді:

$$p(z_1 \cdot \sigma \leq \Delta k \leq z_2 \cdot \sigma) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_{z_1}^{z_2} e^{-\frac{z^2}{2}} dz = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_0^{z_2} e^{-\frac{z^2}{2}} dz - \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_0^{z_1} e^{-\frac{z^2}{2}} dz. \quad (9)$$

Скориставшись інтегральною функцією Лапласа

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\frac{z^2}{2}} dz \quad (10)$$

можемо записати:

$$P(z_1 \cdot \sigma \leq \Delta k \leq z_2 \cdot \sigma) = \frac{1}{2} [\Phi(z_2) - \Phi(z_1)] = \frac{1}{2} \left[ \Phi\left(\frac{\Delta k_2}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{\Delta k_1}{\sigma}\right) \right]. \quad (11)$$

Якщо інтервал, в межі якого попадає відхилення, симетричний відносно  $\bar{k}$ , то враховуючи непарність функції  $\Phi(z)$ , одержимо:

$$P(-z \cdot \sigma \leq \Delta k \leq z \cdot \sigma) = \Phi(z). \quad (12)$$

Деякі значення функції Лапласа  $\Phi(z)$  приведено в таблиці 1.

Таблиця 1

<b>Z</b>	0	0,5	1	1,5	2	3
<b>Φ(z)</b>	0	0,3829	0,6827	0,8664	0,9545	0,9973

Звідси можемо зробити наступні висновки: ймовірність того, що одержана при вимірюванні випадкова величина відрізняється від свого середнього значення не більше як на одне стандартне відхилення складає 0,683, а не більше як на два стандартних відхилення 0,955. Іншими словами, у 68,3% випадків кількість зареєстрованих імпульсів **k** буде відрізнятися від свого середнього значення не більше як на  $\sqrt{k}$ .

#### 4.5. Елементи теорії похибок при реєстрації ядерних випромінювань

Пригадаємо, що ряд чисел  $k_1, k_2, \dots, k_i, \dots, k_n$ , який одержують при **n** вимірах випадкової величини **k** називають вибіркою із генеральної сукупності. Середнє значення вибірки обчислюється за формулою

$$\bar{k}_s = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n k_i \quad (13)$$

і слугує оцінкою  $\bar{k}$  середнього значення генеральної сукупності. На основі вибірки із **n** елементів можна знайти переконливу незміщену оцінку дисперсії  $S_n^2$  випадкової величини за допомогою виразу:

$$S_n^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (k_i - \bar{k}_s)^2}{n-1}. \quad (14)$$

Оцінка стандартного відхилення випадкової величини знаходиться за формулою:

$$S_n = \bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (k_i - \bar{k}_s)^2}{n-1}}. \quad (15)$$

Середнє значення вибірки  $\bar{k}_s$  теж є випадковою величиною, бо для різних вибірок воно приймає різні значення. Стандартне відхилення середнього значення  $S_{\bar{k}}$  обчислюється за допомогою співвідношення:

$$S_{\bar{k}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (k_i - \bar{k}_s)^2}{n \cdot (n-1)}}. \quad (16)$$

У теорії похибок величину  $\sigma$ , яка є найважливішою характеристикою випадкової величини, називають середньоквадратичною або стандартною похибкою. Оцінка стандартного відхилення  $S_n$  випадкової величини  $k$ , коли  $n$  досить велике ( $n > 6$ ), може використовуватися в якості абсолютної похибки  $\Delta k$  одного виміру числа імпульсів від детектора протягом певної тривалості часу виміру. Величина  $S_{\bar{k}}$  використовується як похибка результату серії вимірів. Відносні похибки обчислюються за допомогою виразів:

$$\delta_n = \frac{S_n}{k_B}; \quad \delta_{\bar{k}} = \frac{S_{\bar{k}}}{k_B}. \quad (17)$$

Як видно з формули (12), імовірність  $P_z$  того, що похибка не перевищує величини  $z \cdot \sigma_{\bar{k}} \approx z \cdot S_{\bar{k}}$ , легко обчислити за допомогою функції  $\Phi(z)$ . Імовірність  $P_z$  називають довірчою ймовірністю або надійністю, а інтервал значень  $\bar{k} \pm z \cdot \sigma_{\bar{k}}$  – довірчим інтервалом. Чим більшу надійність наших результатів ми хочемо гарантувати, тим більший відповідний довірчий інтервал для похибки ми повинні вибрати. Отже, результат вимірювання випадкової величини ми повинні характеризувати двома числами: величиною самої похибки, яка визначає довірчий інтервал, і значенням надійності цієї похибки, тобто довірчою ймовірністю. Коли  $n$  досить велике, то за похибку  $\Delta k$ , визначену з довірчою ймовірністю 0,68 (кажуть ще з надійністю 68%) досить взяти одне стандартне відхилення вибірки, а за похибку з надійністю 0,95 - два стандартних відхилення.

Часто при обробці результатів користуються вибірками з трьох-чотирьох елементів. При малих вибірках для визначення імовірності того, що істинне значення похибки  $\Delta k$  лежить в межах вибраного довірчого інтервалу, використовуються так звані коефіцієнти Стюдента  $t_{pn}$ . Таблицю коефіцієнтів Стюдента приведено в книзі [2]. Коефіцієнти  $t_{pn}$  визначаються вибраною нами для результатів вимірювання довірчою ймовірністю  $P_z$  та кількістю  $n$  наявних елементів вибірки.

Якщо середньоквадратичне відхилення середнього значення вибірки рівне  $S_{\bar{k}}$ , то похибка результату серії вимірів з достовірністю  $P_z$  обчислюється за формулою:

$$\Delta k = t_{pn} \cdot S_{\bar{k}}. \quad (18)$$

Коли при реєстрації ядерного випромінювання проведено один вимір і зареєстровано  $k_1$  імпульсів від детектора, то єдиною розумною оцінкою середнього значення числа відліків  $\bar{k}$  може бути:

$$\bar{k} = \bar{k}_s - k_1. \quad (19)$$

Середньоквадратична похибка такого виміру оцінюється як

$$\sigma = \sqrt{D} = \sqrt{k_1}. \quad (20)$$

Нехай за певний інтервал часу  $t$  ми реєструємо  $k$  імпульсів. Швидкість лічби  $a$  рівна  $k/t$ . Відносна похибка вимірювання інтервалу часу набагато менша відносною похибки вимірювання величини  $k$ . Вимірний інтервал часу можемо вважати не випадковою, а сталою величиною. Відомо, що дисперсія добутку сталої величини на випадкову дорівнює добутку квадрата сталої величини на дисперсію випадкової. Тому:

$$D_a = \frac{D_k}{t^2} = \frac{k}{t^2} = \frac{a}{t}, \quad \sigma_a = \sqrt{\frac{k}{t^2}}. \quad (21)$$

Лічба випромінювання досліджуваного джерела проходить на фоні лічби космічного випромінювання і природної радіоактивності навколишніх предметів та атмосфери. Якщо при досліджуванні джерела за час  $t$  було зареєстровано  $k$  імпульсів, а без джерела за час  $t_\phi$  було зареєстровано  $k_\phi$  імпульсів фону, то швидкість лічби  $a_A$ , обумовлену тільки джерелом, знаходять за виразом:

$$a_A = \frac{k}{t} - \frac{k_\phi}{t_\phi}. \quad (22)$$

Дисперсія суми або різниці двох випадкових величин рівна сумі дисперсій цих величин, тому:

$$D(a_A) = \frac{k}{t^2} + \frac{k_\phi}{t_\phi^2} = \frac{a}{t} + \frac{a_\phi}{t_\phi} \quad \text{і відповідно} \quad \sigma(a_A) = \sqrt{\frac{k}{t^2} + \frac{k_\phi}{t_\phi^2}}. \quad (23)$$

## 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Експериментальна установка складається з лічильника Гейгера–Мюллера, перерахункового пристрою ПС02-4 (або аналогічного) та джерела живлення лічильника високою напругою. Якщо на приладі ПС02-4 натиснути клавішу «N» та клавішу «З», яка відповідає 3-секундній експозиції, то при натисканні клавіші «ПУСК» прилад буде реєструвати імпульси на протязі 3 с. Далі через деякий час затримки автоматично виконується команда «СБРОС» (індикатор числа зареєстрованих імпульсів буде обнулено) і прилад знову переходить у режим реєстрації. Інші клавіші мають бути у верхньому положенні. За допомогою клавіші «ВРЕМЯ ИНДИКАЦИИ» можна відрегулювати час затримки між послідовними вимірами рівний 2-3 секундам. Цього часу достатньо для запису показів перелікового пристрою.

## 6. ЗАВДАННЯ РОБОТИ

### 6.1. Проведення вимірів

#### *Завдання 1*

1) Увімкнути тумблери «СЕТЬ» на реєструючому приладі (лічильнику) та на високовольтному блоці. Подати на лічильник робочу напругу.

2) Джерело випромінювання встановити під лічильником на такій віддалі, щоб за час виміру (3 с) установка реєструвала близько 100 імпульсів. Якщо близько 100 імпульсів налічується за 1 с, то можна вибрати експозицію 1 с.

3) Провести 300 вимірів відліків лічильника із занесенням їх в чорновий зошит. Для записів зошит бажано попередньо розграфити.

#### *Завдання 2*

4) Встановити час виміру рівний 10 с. Розмістити джерело на такій віддалі, щоб за 10 с установка реєструвала близько 1000 імпульсів. Провести 10 вимірів.

5) Забрати від лічильника джерело випромінювання і з експозицією 10 с провести 10 вимірів фону установки.

## 6.2. Попередня обробка результатів вимірів

### Завдання 3

6) Знайти загальну суму відліків 25-ти перших і 25-ти останніх вимірів з п. 3. На основі цих 50-ти вимірів оцінити середнє значення вибірки  $\bar{k}_{300}$  з 300 вимірів.

7) Якщо середнє значення має величину 102, тоді визначитися з інтервалом відліків від мінімального до максимального. Весь діапазон числа відліків розбити на 11 інтервалів по 5 відліків в кожному. Таким чином, щоб середнє значення припадало на середній сьомий інтервал. Наприклад: 70–74, 75–79, 80–84, 85–89, 90–94, 95–99, 100–104, 105–109, 110–114, 115–119, 120–124, 125–129, 130–134.

8) Переглядаючи послідовно всі 300 вимірів відліків, зробити в чорновику відмітку біля кожного інтервалу, до якого належить відлік, і визначити кількість сприятливих випадків для кожного з інтервалів  $n_i$ .

9) Для кожного  $i$ -ого інтервалу обчислити  $p(\bar{k}_i)$  імовірність спостереження відліку  $\bar{k}_i$  що відповідає середині інтервалу за формулою:

$$p_{\text{експ}}(\bar{k}_i) = \frac{n_i}{300 \cdot 5}, \quad (24)$$

де  $n_i$  – число сприятливих випадків спостереження чисел  $k_i$  з певного  $i$ -ого інтервалу.

10) Результати обчислень занести у таблицю 2, яка буде використана для кінцевої обробки даних експерименту.

### Завдання 4

11) Використовуючи експериментальні дані, одержані при виконанні попередніх завдань, заповнити стовбчик 2 таблиці 3 даними про вимірювання фону.

12) Заповнити стовбчик 3 таблиці 3 даними про 10 останніх вимірів вибірки, де середнє значення вибірки близьке до 100.

13) Заповнити стовбчик 4 таблиці 3 даними про 10 останніх вимірів, де середнє значення вибірки близьке до 1000.



Таблиця 2

Середнє значення вибірки з 300 вимірів  $\bar{k}_{300} = \dots\dots\dots$

Інтервал відліків	Відлік $\bar{k}_i$ середини інтервалу	Кількість сприятливих випадків для інтервалу, $n_i$	Експеримент. значення імовірності відліку, $p_{\text{експ}}(\bar{k}_i)$	Теоретичне значення імовірності відліку, $p_{\text{теор}}(k_i)$
1	2	3	4	5
70–74	72			
75–79	77			
80–84	82			
85–89	...			
90–94				
95–99				
<u>100–104</u>				
105–109				
110–114				
115–119				
120–124				
125–129				
130–134				

### 6.3. Кінцева обробка результатів вимірів

#### Задання 5

14) Використовуючи формулу (24) та дані таблиці 2 про відліки  $\bar{k}_i$  середин інтервалів та кількість сприятливих випадків  $n_i$ , розрахувати експериментальні значення імовірностей відліку  $p_{\text{експ}}(\bar{k}_i)$  для кожного з інтервалів. Результат записати у 4 стовбчик таблиці 2.

15) Побудувати графік залежності  $p_{\text{експ}}(\bar{k}_i)$  від  $\bar{k}_i$ .

16) Користуючись формулою (7), даними про середнє значення вибірки з 300 вимірів  $\bar{k}_{300}$  та про відліки  $\bar{k}_i$  середин інтервалів обчислити  $p_{\text{теор}}(\bar{k}_i)$ . Результати записати у 5 стовбчик таблиці 2.

17) Побудувати графік залежності  $p_{\text{теор}}(\bar{k}_i)$  від  $\bar{k}_i$ . Експериментальний та теоретичний графіки будувати для порівняння на одному листі в одному масштабі.

### Завдання 6

Використовуючи дані таблиці 3 (результат виконання завдання 4 пункту 6.2) розрахувати для кожної з трьох вибірок:

- 18) Середнє значення відліку для кожної вибірки (стовбчики 2, 3 і 4).
- 19) Стандартну абсолютну та відносну похибки одного виміру.
- 20) Абсолютну та відносну похибки середнього значення вибірки.
- 21) Користуючись коефіцієнтами Стюдента обчислити для всіх трьох вибірок похибки з достовірністю 70 % та 95 %.
- 22) Результати занести в другу частину таблиці 3. Зробити висновок про те, як залежать абсолютні та відносні похибки від кількості зареєстрованих імпульсів.

Таблиця 3

№ відліку п/п	Вимірювання фону (пункт 11)	10 останніх вимірів (пункт 12)	Виміри пункту 13
<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>
1			
2			
3			
4			
5			
...			
10			
$\bar{k}$			
$S_n$			
$\sqrt{k}$			
$\delta_n$			
$S_k$			
$\delta_k$			

### 7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Чому кількість  $k$  імпульсів, зареєстрованих детектором випромінювання, вважається випадковою величиною?
2. Які характеристики властиві випадковій величині?
3. Що розуміють під дисперсією і середньоквадратичним відхиленням при реєстрації ядерних випромінювань?
4. Що розуміють під законом розподілу випадкової величини?

5. Що описує біноміальний закон розподілу?
6. Записати та пояснити закон розподілу Пуассона.
7. Коли при реєстрації випромінювань замість закону Пуассона можна користуватися законом Гаусса?
8. Записати та пояснити закон розподілу Гаусса.
9. Чому дорівнює імовірність того, що виміряна випадкова величина  $k$  відрізняється від свого середнього значення не більше, як:
  - на одне середньоквадратичне відхилення,
  - на два середньоквадратичних відхилення.
10. Проведено  $n$  вимірів випадкової величини  $k$ . Як обчислити стандартне відхилення вибірки?
11. Як обчислити стандартне відхилення середнього значення, коли проведено  $n$  вимірів величини  $k$ ?
12. Коли і як використовують коефіцієнти Стюдента при реєстрації ядерних випромінювань?
13. За якою формулою обчислюють швидкість лічби, обумовлену тільки джерелом при наявності фону?
14. Як обчислити стандартне відхилення швидкості лічби, обумовленої тільки джерелом, при наявності фону?

## Лабораторна робота №3

# ДОСЛІДЖЕННЯ АЛЬФА-ВИПРОМІНЮВАННЯ

## 1. ПРАВИЛА РОБОТИ З РАДІОАКТИВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТА ВИСОКОВОЛЬТНИМ ОБЛАДНАННЯМ

Радіоактивні джерела для роботи видаються студентам тільки на час проведення дослідів під розписку, про що робиться відмітка у спеціальному журналі. Студенти несуть особисту відповідальність за збереження і правильне використання радіоактивного джерела. У роботі використовуються джерела, що випромінюють  $\alpha$ -частинки. На активній поверхні джерела контрольний рівень випромінювання не перевищує 5-10 мкР/с.

**Можливі аварійні ситуації:** порушення герметичності джерела може призвести до забруднення рук та лабораторного обладнання небезпечними ізотопами, які випромінюють  $\alpha$ -частинки.

**Категорично заборонено:** торкатися руками або іншими предметами активної плями джерела.

## 2. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Вивчення явища  $\alpha$ -радіоактивності, важливих характеристик  $\alpha$ -випромінювання та основних видів взаємодії  $\alpha$ -випромінювання з повітрям, вивчення  $\alpha$ -спектрометричної установки на базі напівпровідникового детектора та багатоканального амплітудного аналізатора. Проведення експериментальних досліджень по градуюванню спектрометра, визначення енергії  $\alpha$ -випромінювання невідомого джерела. Вимірювання середнього та екстрапольованого пробігів  $\alpha$ -частинок та побудова експериментальної залежності питомих енергетичних втрат  $\alpha$ -частинкою при проходженні через речовину - кривої Брегга.

### 3. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

Поверхнево-бар'єрний напівпровідниковий детектор (НПД) із зарядочутливим підсилювачем, джерело живлення детектора та підсилювача, пристрій для утримання і переміщення джерел (все це може бути у вигляді одного блоку). Багатоканальний амплітудний аналізатор,  $\alpha$ -радіоактивні джерела (плутоній – 239, америцій – 241 та невідоме джерело). Коліматор. Секундомір.

### 4. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

#### 4.1. Джерела $\alpha$ -випромінювання. Енергетичні спектри

Ізотопи важких нестабільних елементів з порядковими номерами  $Z > 82$  можуть розпадатись шляхом випромінювання  $\alpha$ -частинок. При такому розпаді утворюється ізотоп нового елемента з масовим числом на 4 одиниці менше та зарядовим числом на 2 одиниці менше. Кінцеве ядро може утворитися у збудженому стані і тоді  $\alpha$ -розпад супроводжується випромінюванням  $\gamma$ -квантів і навіть  $\beta$ -частинок.  $\alpha$ -частинки мають певну кінетичну енергію, яка рівна енергії, що виділяється при  $\alpha$ -розпаді. Нижче записано схему радіоактивного розпаду деяких ізотопів урану і торію:



де  $Q$  – кінетична енергія  $\alpha$ -частинки, яка і є ядром  ${}_2^4\text{He}$  (яке складається з 2 протонів та 2 нейтронів).

При розпаді ядер  ${}_{92}^{238}\text{U}$  випромінюються  $\alpha$ -частинки з кінетичною енергією  $Q = 4,18$  МеВ. Деякі ізотопи можуть випромінювати  $\alpha$ -частинки з енергіями до 10–12 МеВ.

Енергетичні спектри альфа-частинок, що випромінюються радіоактивними ізотопами, мають дискретний (лінійний) характер. Зазвичай випромінюються від одної до декількох груп альфа-частинок певних енергій, але різної інтенсивності.

Таке явище пов'язане з дискретністю енергетичних станів початкового (материнського) та кінцевого (дочірнього) ядер. У таблиці Д1 додатку наведено характеристики деяких ядер, що нестабільні відносно випромінювання альфа-частинок.

*Альфа-випромінюванням* називається потік  $\alpha$ -частинок. Альфа-частинки можуть бути продуктами деяких ядерних реакцій  $(\gamma, \alpha)$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(n, \alpha)$ . Альфа-частинки високих енергій 50–100 MeV і більше можна отримати, прискорюючи іони гелію на прискорювачах (наприклад, циклотронах, фазотронах) [3].

#### 4.2. Взаємодія $\alpha$ -частинок з речовиною. Іонізаційні втрати. Пробіг

При проходженні альфа-частинок через речовину відбуваються пружні та непружні зіткнення з атомами середовища, а також із значно меншою імовірністю ядерні взаємодії (ядерні реакції). При пружних зіткненнях  $\alpha$ -частинки зазнають „Резерфордівського розсіювання”. Під час кожного непружного зіткнення відбувається втрата енергії  $\alpha$ -частинкою, яка йде на збудження або іонізацію атома. Розрахунок питомих іонізаційних втрат, тобто втрат енергії на одиниці довжини пробігу важкою зарядженою частинкою, можна здійснити за допомогою наближеної формули Бора, яка справедлива для нерелятивістського випадку:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}} = \frac{4 \cdot \pi \cdot z^2 \cdot e^4 \cdot n}{m_e \cdot v^2} \ln \frac{2 \cdot m_e \cdot v^2}{\bar{I}(Z)} \quad (2)$$

де  $z$  – заряд частинки,  $e$  – заряд електрона,  $m_e$  – маса електрона,  $v$  – швидкість частинки,  $n$  – концентрація електронів у речовині, через яку пролітає частинка,  $\bar{I}$  – середній іонізаційний потенціал речовини.

Концентрація електронів у речовині можна розрахувати за формулою:

$$n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A} \quad (3)$$

де  $N_A$  – число Авогадро,  $Z$  – заряд атомних ядер речовини,  $\rho$  – густина речовини,  $A$  – атомна вага для речовини.

На рис.1 зображено залежність іонізаційних втрат важких і легких заряджених частинок від енергії [4]. Як бачимо з формули (2) та рис. 1 залежність питомих

іонізаційних втрат від енергії частинок має такий характер: спочатку із збільшенням енергії відбувається різкий спад втрат, потім відбувається логарифмічне зростання. Це пояснюється тим, що при відносно малих енергіях питома втрата енергії обернено пропорційна енергії частинки (швидкості частинки). При збільшені енергії частинки починається зростання за рахунок логарифмічного члена формули.

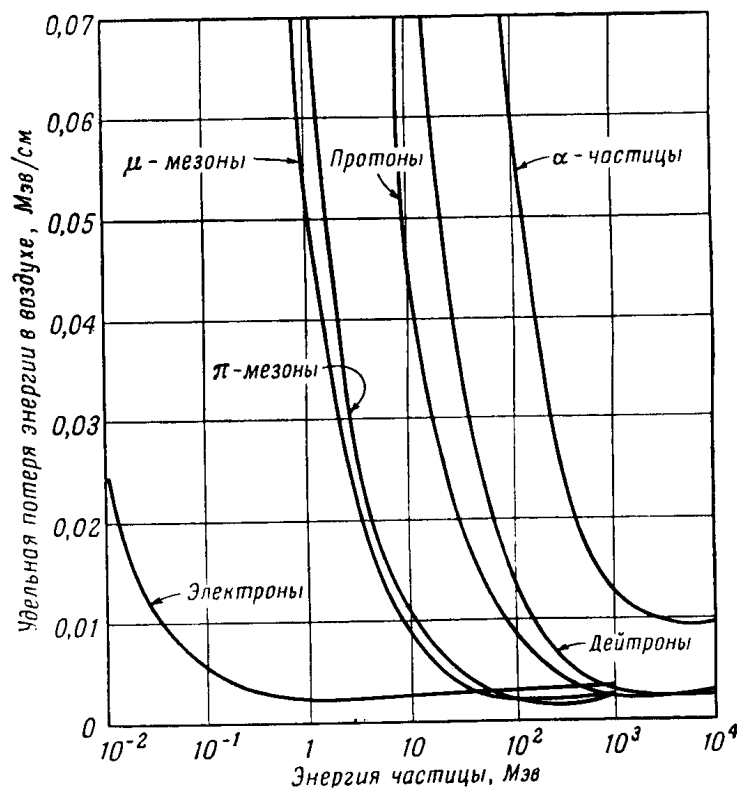


Рис. 1. Залежність іонізаційних втрат важких і легких заряджених частинок від енергії.

До повної втрати кінетичної енергії частинка може пройти певну відстань, яку називають **довжиною пробігу частинки**. Це твердження дійсне тільки для важких заряджених частинок: протонів, дейтронів, α-частинок. Для таких частинок флуктуації пробігу при заданій енергії у одному середовищі малі. Для легких частинок, наприклад електронів, імовірність багатократного розсіювання велика і тому поняття **пробігу** та **відстані**, яку пройшла частинка не співпадають.

Для заданого середовища питома іонізаційні втрати важкої частинки є функцією тільки від швидкості і відповідно від кінетичної енергії

$$\frac{dE}{dx} = f(E_k). \quad (4)$$

Якщо відомий вид функції  $f(E_k)$ , пробіг важкої частинки знаходимо інтегруванням формули (4) в межах від  $E_k$  до  $0$ :

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_k} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} = \int_0^{E_k} \frac{dE}{f(E_k)}. \quad (5)$$

Врахувавши, що  $f(E_k) = \text{const} A \frac{z^2}{v^2}$  та  $E_k = \frac{m_{\alpha} v^2}{2}$ , знаходимо, що пробіг частинки можна розрахувати за формулою:

$$R = \frac{m_{\alpha}}{z^2} F(v), \quad (6)$$

де  $F(v)$  – функція, яка залежить тільки від швидкості частинки,  $m_{\alpha}$  – маса частинки. Отже, пробіг важкої зарядженої частинки прямо пропорційний масі частинки та обернено пропорційний квадрату заряду.

Для протона та альфа-частинки при однакових швидкостях буде справедливим відношення (якщо вони пролітають через одну речовину):

$$\frac{R_p}{R_{\alpha}} = \frac{m_{\alpha}}{m_p} \cdot \left( \frac{z_{\alpha}}{z_p} \right)^2. \quad (7)$$

Пробіги частинок вимірюють у м, см, мкм, чи г/см<sup>2</sup>. Відомо багато емпіричних формул за допомогою яких можна оцінювати пробіги  $\alpha$ -частинок у повітрі чи інших речовинах. Наприклад: зв'язок між енергією і пробігом  $\alpha$ -частинок у повітрі дається формулою:

$$\bar{R}(\text{см}) = 0,3187 \cdot E^{3/2} (\text{MeV}). \quad (8)$$

Для  $\alpha$ -частинок, що випромінюються природними  $\alpha$ -активними ізотопами, пробіг у повітрі при нормальних умовах лежить у межах 3–10 см.

Пробіг  $\alpha$ -частинок у повітрі можна визначити експериментально. Для цього необхідно виміряти число  $\alpha$ -частинок на різних відстанях від поверхні джерела. На рис. 2 приведено графік залежності числа зареєстрованих  $\alpha$ -частинок від відстані до джерела. З такого графіка можна визначити середній пробіг у повітрі  $R_0$ , а також екстрапольований пробіг  $R_{\text{екстр}}$



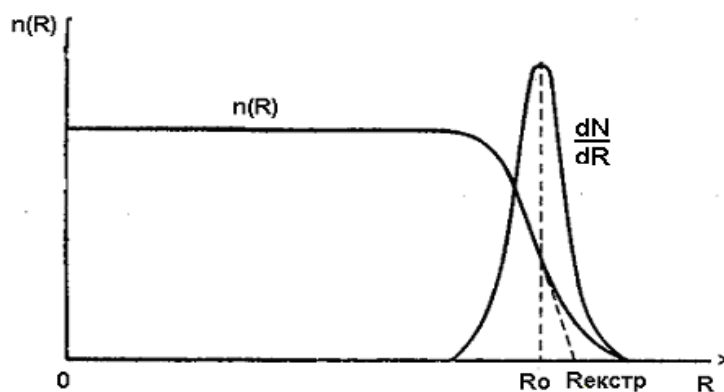


Рис. 2. Залежність числа зареєстрованих  $\alpha$ -частинок від відстані до джерела  $n(R)$ . Розподіл числа частинок по пробігам  $\frac{dn}{dR}$ . Середній пробіг у повітрі  $R_0$ . Екстрапольований пробіг  $R_{екс}$ .

### 4.3. Залежність питомих іонізаційних втрат від пробігу. Крива Брега

При проходженні через речовину заряджена частинка втрачає енергію і тому питомі іонізаційні втрати на різних ділянках її шляху будуть різними. Згідно формули (1) вони зростають пропорційно зменшенню швидкості і відповідно енергії. На рис. 3 зображена така залежність для двох різних джерел альфа-частинок: полонію та радію. Полоній – ізоотп  $^{209}_{84}\text{Po}$  – випромінює альфа-частинки з енергією 4,88 MeV, а радій С' (стара назва) – ізоотп  $^{214}_{84}\text{Po}$  – випромінює альфа-частинки з енергією 7,68 MeV. Початковий зріст кривої вказує на збільшення питомих енергетичних втрат із пробігом у зв'язку з зменшенням енергії частинки. Однак, як тільки енергія частинки наближається до теплової енергії молекул чи атомів середовища, всупереч теорії, енергетичні втрати починають різко зменшуватися. Це пов'язано з тим, що при малих швидкостях зростає імовірність захоплення важкою частинкою електрона. При цьому позитивний електричний заряд альфа-частинки зменшується та зменшуються й питомі втрати енергії. Однак, швидкість частинки при цьому ще досить велика і вона швидко втрачає цей електрон.

Такі процеси – захоплення та втрата електрона багаторазово повторюються, поки один із електронів не залишиться остаточно навколо  $\alpha$ -частинок (ядра). Потім перезарядка продовжується з другим електронем. Коли  $\alpha$ -частинка приєднує до себе обидва електрони, перетворюється у нейтральний атом гелію, який вже не викликає іонізацію атомів та молекул речовини.



Рис. 3. Залежність питомих іонізаційних втрат енергії  $\alpha$ -частинок від залишкового пробігу у повітрі – крива Брега. Питома іонізація дана у відносних одиницях.

## 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Для реєстрації та визначення енергетичного спектру  $\alpha$ -частинок використовується напівпровідниковий  $\alpha$ -спектрометр, блок-схема якого зображена на рис. 4. Основними елементами спектрометра є: напівпровідниковий детектор (НПД), пристрій для переміщення джерела  $\alpha$ -частинок і фіксації його на точно визначених віддальх від детектора, зарядочутливий підсилювач (ЗПЧ) та джерело живлення детектора і підсилювача (ДЖ), багатоканальний амплітудний аналізатор (БКАА), одноканальний амплітудний аналізатор (БР-1).

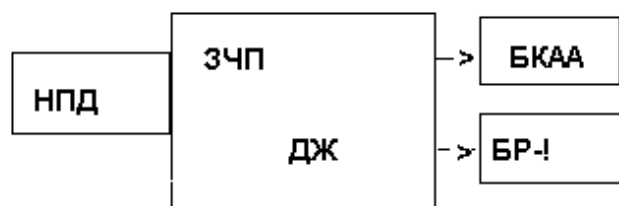


Рис. 4. Блок-схема напівпровідникового  $\alpha$ -спектрометра.

Важливим елементом установки є сам напівпровідниковий детектор, який виготовлений з кремнієвої пластинки товщиною 2–3 мм та розміром 2x2 см. Чутливою областю детектора є так звана збіднена зона в районі р-п переходу. Між областями р- та n-провідності напівпровідникового матеріалу детектора

створюється подвійний шар зв'язаних зарядів, який створює скачок потенціалу, що перешкоджає переміщенню носіїв заряду з однієї області в іншу, створюється так звана збіднена зона. Якщо до детектора прикласти зовнішню напругу зворотного зміщення (плюс на n-область, мінус на p-область), то збільшується товщина збідненого шару. Саме збіднена область і є робочим об'ємом детектора.

У  $\alpha$ -спектрометрі використовується поверхнево-бар'єрний детектор, p-n перехід у такому детекторі створюється шляхом нанесення на одну з поверхонь напівпровідникового матеріалу n-типу (пластинка із кремнію) тонкого шару золота. Електричним контактом з другого боку є шар алюмінію, який наносять на кремній n-типу. Відомо, що коли метал (шар золота) знаходиться у контакті з напівпровідником, то на їх межі фактично виникає p-n перехід, утворюється збіднена зона. При прикладенні зворотної напруги до межі метал-напівпровідник розширюється збіднена носіями зона. Схематичне зображення напівпровідникового детектору та схеми увімкнення його у електричне коло приведено на рис. 5.

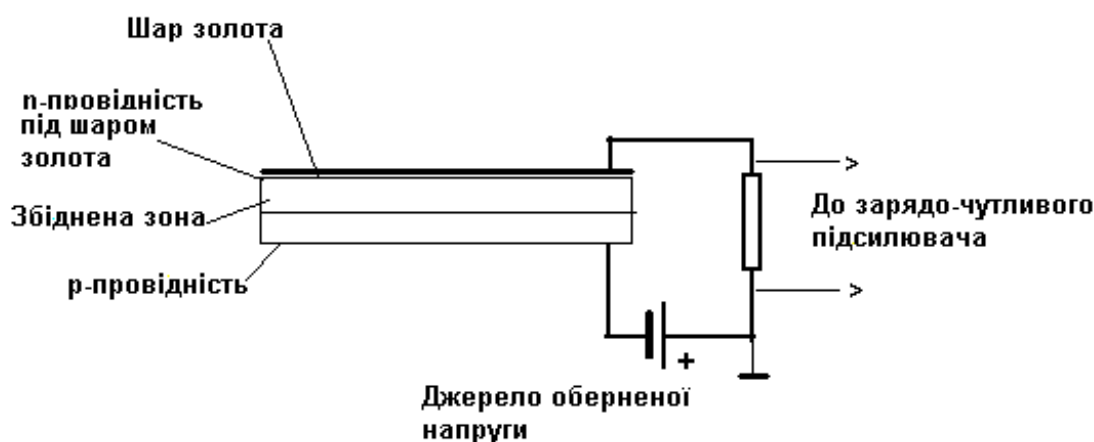


Рис. 5. Схема увімкнення НПД з поверхневим бар'єром у електричне коло.

*Принцип роботи* такого детектора полягає в тому, що заряджена частинка, потрапляючи у чутливу (збіднену) зону, товщина якої досягає величини  $5 \div 150$  мкм і більше, в результаті іонізації утворює багато пар носіїв заряду: електронів та „дірок”. Ці носії заряду під дією зовнішнього електричного поля збираються на відповідних „електродах”. Імпульси струму або напруги, які при цьому виникають, і використовуються для реєстрації випромінювання. Число утворених пар носіїв

практично залежить тільки від енергії, яку втратила в чутливому об'ємі іонізуюча частинка. Лінійний зв'язок між амплітудою сигналу та втраченою енергією частинки надає нам можливість спектрометрії  $\alpha$ -частинок. Однак, при цьому всю свою енергію частинка повинна втрачати в чутливому об'ємі детектора. Отже, джерело альфа-частинок повинно знаходитись на мінімально можливій відстані від поверхні джерела (як зазвичай 1–2 мм).

Послідовність електричних імпульсів (сигналів), амплітудний розподіл яких фактично визначає енергетичний спектр зареєстрованих частинок, із зарядочутливого підсилювача поступає на вхід багатоканального амплітудного аналізатора. У ґратках пам'яті (каналах) аналізатора відбувається набір інформації – запис числа зареєстрованих імпульсів певної амплітуди. Номери каналів пропорційні амплітудам імпульсних сигналів, які у них зареєстровані. Якщо номери каналів прокалібрувати по енергії, то ми зможемо за допомогою апаратурного спектру відновлювати енергетичний спектр випромінювання. На рис. 6 показано приклад апаратурного спектру альфа-частинок від джерела, що випромінює альфа-частинки з енергіями 5,477; 5,435 та 5,375 МеВ. Найбільшу інтенсивність мають  $\alpha$ -частинки із найбільшою енергією.

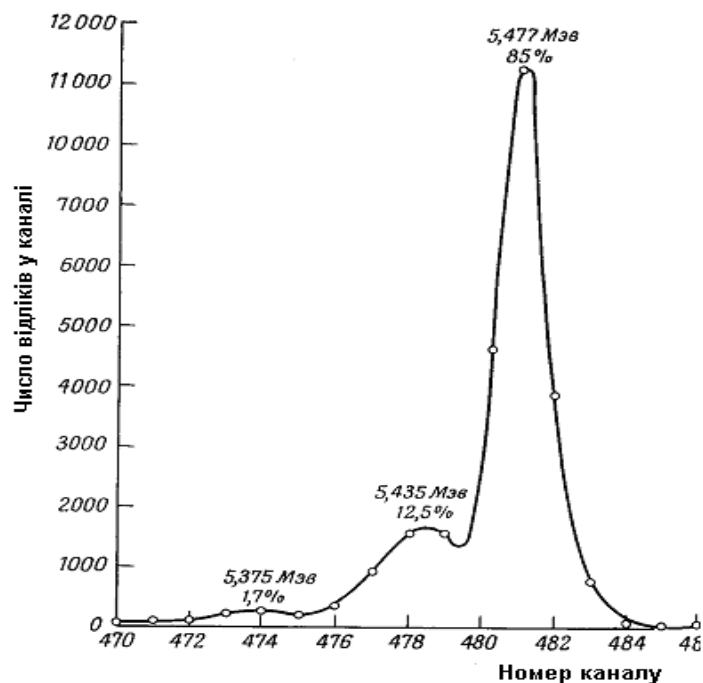


Рис. 6. Апаратурний спектр  $\alpha$ -випромінювання.

**Енергетичний спектр** - це графік, у якому по осі абсцис відмічено значення енергії  $\alpha$ -частинок  $E$ ; а по осі ординат - число  $n(E)$  зареєстрованих імпульсів (відліків) від  $\alpha$ -частинок з енергією  $E$ .

Основною характеристикою таких спектрів є положення піку  $N_{\text{макс}}$  (номеру каналу у якому зареєстровано найбільше число імпульсів при вимірі з джерелом). Друга важлива характеристика є ширина піку на половині висоти  $\Delta N$ . На основі цих двох характеристик можна визначити важливу характеристику детектора і відповідно спектрометра уцілому – енергетичну роздільну здатність.

**Енергетична роздільна здатність детектора (ЕРЗ)** - це відношення ширини піку на половині висоти  $\Delta N$  до положення піку  $N_{\text{макс}}$ . ЕРЗ - це безрозмірна величина, але звичайно її вказують у %. Для розрахунку ЕРЗ слід користуватись формулою:

$$\eta = \frac{\Delta N}{N_{\text{макс}}} \cdot 100 \% . \quad (9)$$

## 6. ЗАВДАННЯ РОБОТИ

### 6.1. Градування спектрометра по енергії та визначення енергії

#### $\alpha$ -випромінювання невідомого джерела

Для градування номерів каналів аналізатора по енергії використовується принаймні два еталонні джерела з відомими енергіями  $\alpha$ -випромінювання. Ці джерела послідовно розташовують на однакових відстанях від детектора і протягом 2-4 хвилин проводять виміри апаратурних спектрів для кожного з джерел. З апаратурних спектрів знаходиться положення  $N_{\text{макс}}$ . Результати вимірів записують у вигляді таблиці 1.

Таблиця 1

Джерело $\alpha$ -частинок	Енергія $\alpha$ -частинок	Положення $N_{\text{макс}}$ .

На основі даних таблиці 1 будують графік залежності номерів каналів  $N_{\text{макс}}$  від енергії випромінювання  $E_{\alpha}$ , тобто так званий графік енергетичної шкали спектрометра. На цьому графіку осі координат повинні починатись з нуля. Природні та штучні джерела випромінюють  $\alpha$ -частинки тільки з енергіями більше 4,5 MeV (див. табл. 1Д у додатку), тому пряму лінію на графіку слід проводити через початок системи координат та поблизу одержаних у експерименті точок.

Для визначення енергії  $\alpha$ -частинок невідомого джерела його поміщають біля детектора на тому ж самому місці, де розташовувались еталонні джерела. Протягом 2-4 хвилин вимірюється амплітудний спектр і визначається номер каналу, де знаходиться максимум піку. Енергія  $\alpha$ -частинок знаходиться за допомогою графіку енергетичної шкали спектрометра.

## **6.2. Визначення довжини пробігу $\alpha$ -частинок у повітрі.**

### **Визначення середнього та екстрапольованого пробігу**

Для цих вимірів необхідно використати джерело, що випромінює тільки одну інтенсивну групу  $\alpha$ -частинок чи декілька груп з близькими значеннями енергії. Таким вимогам відповідає ізотоп  $^{239}_{94}\text{Pu}$ . При розпаді ядер плутонію випромінюються три групи  $\alpha$ -частинок з енергіями 5,15; 5,14 та 5,09 MeV. Джерело закріплюється у пристрої, що дозволяє точно визначати відстань між джерелом та детектором. Між джерелом та детектором розміщується коліматор для формування пучка  $\alpha$ -частинок з паралельними траєкторіями. Перший вимір апаратного спектру проводиться, коли джерело знаходиться впритул до детектора. Вимір проводиться протягом такого часу, щоб у максимумі піка було зареєстровано приблизно 1000 відліків (приблизно 3-5 хвилин). Наступні виміри проводяться протягом такого ж часу. Другий і наступні виміри проводять, збільшуючи відстань між детектором і джерелом кожний раз на 4 мм, тобто з кроком 4 мм. Після шостого виміру крок зменшується до 2 мм. Виміри припиняються, коли число зареєстрованих відліків у максимумі піку буде менше 10. Останні три-чотири виміри повторюються 2-3 рази і знаходиться середнє значення.

Після виміру кожного апаратного спектру необхідно записати числа зареєстрованих імпульсів у кожному з каналів під піком. Починати треба з лівої границі піку  $N_l$  до правої границі  $N_n$ . Результати вимірів записують у вигляді таблиці 2.

Таблиця 2

$X$ – відстань між джерелом та детектором, см	Зареєстроване число відліків у каналах $n(N_l)$ ..... $n(N_{\max})$ ..... $n(N_n)$	Сумарне число відліків $n_{\text{сум}} = \sum_{i=l}^{i=n} n(N_i)$
0,4	$n(N_l)$ ..... $n(N_l)$	
0,8	$n(N_l)$ ..... $n(N_l)$	
.....		
4,0		
4,2		

Згідно даних таблиці 2 будують графік залежності  $n_{\text{сум}}$  від  $X$ . З побудованого графіку знаходимо середній пробіг  $\bar{R}$  та екстрапольований пробіг  $R_{\text{екстр}}$ . Розраховуємо середній пробіг згідно формули (8) та порівнюємо з одержаними експериментальними даними.

### 6.3. Експериментальне визначення кривої Брега

Для виконання цього завдання потрібно використати експериментальні результати, отримані при виконанні пункту 2 та графік енергетичної шкали спектрометра. Для зручності обробки даних записуємо їх у вигляді таблиці, на основі якої будують графік кривої Брега (по осі ординат відкладають  $\frac{\Delta E_\alpha}{\Delta X}$ , а по осі абсцис значення  $X$ ). Використовуючи теоретичні відомості та формулу (2), проводять далі інтерпретацію одержаної кривої і роблять висновки про питомі енергетичні втрати альфа-випромінювання при проходженні через речовину.

Таблиця 3

Відстань від джерела до детектора $X$ , см	Крок вимірів $\Delta X$ , см.	Номер каналу, що відповідає максимуму піка $N_{\max}$	Енергія $\alpha$ -частинок $E_\alpha$ , MeV	Зміна енергії $\alpha$ -частинок, $\Delta E_\alpha$	$\frac{\Delta E_\alpha}{\Delta X}$ ,
0,4					
0,8					

## 7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 1 Що являє собою альфа-частинка та альфа-випромінювання?
- 2 Що може бути джерелом альфа-випромінювання?
- 3 Енергія та енергетичний спектр альфа-випромінювання радіоактивних ізотопів.
- 4 У яких видах взаємодії з речовиною альфа-частинки втрачають основну долю своєї енергії?
- 5 Як змінюється кількість альфа-частинок з глибиною їх проникнення у речовину?
- 6 Що розуміють під середнім та екстрапольованим пробігом?



## Лабораторна робота №4

# ВИЗНАЧЕННЯ МАКСИМАЛЬНОЇ ЕНЕРГІЇ $\beta^-$ -ЧАСТИНОК

## 1. ПРАВИЛА РОБОТИ З РАДІОАКТИВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТА ВИСОКОВОЛЬТНИМ ОБЛАДНАННЯМ

Радіоактивні джерела для роботи видаються студентам тільки на час проведення дослідів під розписку, про що робиться відмітка у спеціальному журналі. Студенти несуть особисту відповідальність за збереження і правильне використання радіоактивного джерела. Для роботи видається  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$  джерело  $\beta^-$ -частинок. На поверхні джерела контрольний рівень випромінювання складає 3 мкЗв/годину. Джерело можна переносити тільки з допомогою пінцета чи спеціального пристрою. На лічильник Гейгера-Мюллера подається робоча напруга 400-500 В чи 800-1200 В.

## 2. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Ознайомитись з основними характеристиками явища  $\beta^-$ -розпаду радіоактивних ядер та взаємодії  $\beta^-$ -частинок з речовиною. Навчитись реєструвати  $\beta^-$ -частинки за допомогою газорозрядних лічильників Гейгера-Мюллера. Визначити максимальну енергію  $\beta^-$ -частинок методом поглинання.

## 3. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

Лічильник Гейгера-Мюллера (торцевий) типу СБТ у захисному екрані. Перерахунковий пристрій типу ПС02-4. Блок живлення лічильника. Джерело  $\beta^-$ -частинок, касета для джерела. Комплект поглинаючих пластинок з алюмінію. Мікрокалькулятор для розрахунків.

## 4. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

### 4.1. Загальні відомості про $\beta$ -розпад ядер

Бета-розпад - це процес спонтанного перетворення нестійкого ядра з зарядом  $Z$  у ядро-ізобар (ядра з однаковими масовими числами  $A$ ) з зарядом  $Z \pm 1$ . Процес  $\beta$ -розпаду ядра супроводжується випромінюванням лептонів: електрона ( $\beta^-$ -розпад), позитрона ( $\beta^+$ -розпад) і нейтрино або антинейтрино. До бета-перетворення ядра належить також  $e$ -захоплення ( $K$ -захоплення). У цьому випадку захоплюється електрон з  $K$ -оболонки атома. Тобто, розрізняють три типи  $\beta$ -розпаду:  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ -розпад і  $K$ -захоплення ( $e$ -захоплення). При бета-перетвореннях завжди випромінюється частинка і античастинка. Так, при  $\beta^-$ -розпаді випромінювання електрона супроводжується випромінюванням антинейтрино, а при  $\beta^+$ -розпаді випромінювання позитрона (античастинка) супроводжується випромінюванням нейтрино. У процесі  $e$ -захоплення випромінюється тільки нейтрино.

Оскільки внаслідок  $\beta$ -розпаду в кінцевому стані знаходяться три частинки (дочірнє ядро, електрон/позитрон, антинейтрино/нейтрино), то характерна особливість  $\beta$ -розпаду полягає в тому, що випромінювані ядром електрони чи позитрони мають неперервний енергетичний спектр з чітко визначеною максимальною граничною енергією. Максимальну енергію можна визначити, знаючи маси початкового та кінцевого ядра і електрона. Хоча при  $\beta$ -розпаді масове число ядра не змінюється (число протонів і нейтронів), але змінюється його енергія і відповідно маса.

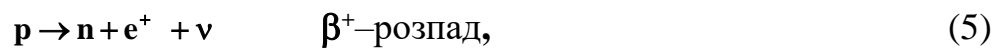
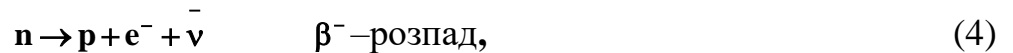
На відміну від  $\alpha$ - та  $\gamma$ -перетворень ядер, при  $\beta$ -розпаді відбувається перетворення нуклонів (протонів чи нейтронів) у ядрі під впливом слабких взаємодій. Такі перетворення нуклонів ядра можуть відбуватися, якщо цей процес енергетично вигідний. У таблицях зазвичай приводяться маси атомів  $M_{ат}$  тому, умови для можливості  $\beta$ -розпаду записуємо у такому вигляді:

$$M_{ат}(A, Z) > M_{ат}(A, Z+1) \quad \text{для } \beta^- \text{-розпаду,} \quad (1)$$

$$M_{ат}(A, Z) > M_{ат}(A, Z-1) + 2m_e \quad \text{для } \beta^+ \text{-розпаду,} \quad (2)$$

$$M_{ат}(A, Z) > M_{ат}(A, Z-1) \quad \text{для } K \text{-захоплення.} \quad (3)$$

Під впливом слабких взаємодій у атомних ядрах відбуваються такі перетворення нуклонів:



Нейтрон у вільному стані розпадається згідно реакції (4) з періодом напіврозпаду 11,7 хв. Перетворення (5) та (6) можуть відбуватися тільки з протонами, зв'язаними у ядрі.

Енергію  $\beta$ -розпаду  $Q_{\beta}$  можна визначити, якщо відомі маси початкового і кінцевого ядер та електрона:

$$\text{для } \beta^{-}\text{-розпаду } Q_{\beta^{-}} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z + 1)] \cdot c^2, \quad (7)$$

$$\text{для } \beta^{+}\text{-розпаду } Q_{\beta^{+}} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1) - 2 \cdot m_e] \cdot c^2, \quad (8)$$

$$\text{для } \mathbf{K}\text{-захоплення } Q_{\mathbf{K}} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1)] \cdot c^2. \quad (9)$$

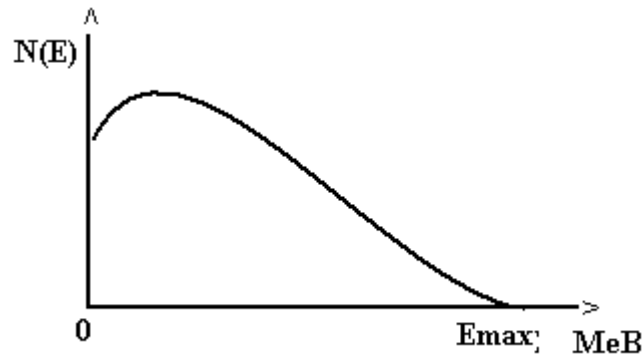
У відповідності з законом збереження енергії та імпульсу енергія, що виділяється при  $\beta$ -розпаді, розподіляється між ядром віддачі та частинками, що випромінюються ядром

$$Q_{\beta} = E_{\text{я}} + E_{\beta} + E_{\nu}, \quad (10)$$

$$Q_{\mathbf{K}} = E_{\text{я}} + E_{\nu}. \quad (11)$$

Енергія ядра  $E_{\text{я}}$  складає приблизно одну тисячну від енергії  $\beta$ -розпаду, тому що маса електрона у 1840 разів менша від маси нуклона. Енергія, яку одержують нейтрино і  $\beta$ -частинка, ділиться між ними з різною ступінню імовірності в межах між нулем та  $E_{\text{max}} = Q_{\beta}$ . Саме це обумовлює таку особливість  $\beta$ -розпаду як **неперервність енергетичного спектру електронів**. Величину  $E_{\text{max}}$  називають **верхня межа (границя)  $\beta$ -спектру** (див. рис.1).

Форма  $\beta$ -спектру визначається різними факторами. При  $\beta^{-}$ -розпаді спектр збагачений електронами низьких енергій за рахунок притягання електронів розпаду електричним полем позитивно зарядженого дочірнього ядра, а при  $\beta^{+}$ -розпаді спектр збагачений позитронами високих енергій (за рахунок відштовхування позитронів ядром).

Рис. 1. Форма  $\beta^-$ -спектру.

На форму спектру також впливає так званий ступінь забороненості переходу, який визначається, зокрема, законом збереження повного моменту ядра (спіну), який дорівнює сумі орбітальних моментів нуклонів та сумі спінів нуклонів ядра. Для процесу  $\beta^-$ -розпаду закон збереження моменту можна записати у вигляді [5]:

$$\vec{J} = \vec{J}_D + (\vec{s}_\beta + \vec{s}_\nu) + \vec{L},$$

де зліва у рівнянні – спін материнського ядра  $\vec{J}$ , а справа відповідно – спіни дочірнього ядра  $\vec{J}_D$ ,  $\beta^-$ -частинки  $\vec{s}_\beta$ , нейтрино  $\vec{s}_\nu$  та орбітальний момент відносного руху частинок між собою  $\vec{L}$ . Оскільки спіни лептонів (електронів, позитронів, нейтрино) рівні  $\frac{1}{2}$ , то згідно квантової механіки система двох лептонів може мати сумарний спін 0 або 1. Якщо повний момент ядра змінюється на таку ж величину, то *перехід називається дозволеним*. Якщо зміна спіну ядра більше одиниці, то *такий перехід називають забороненим* і ймовірність його менше, ніж у дозволеного.

Нарешті, форма  $\beta^-$ -спектру може бути сильно деформована у випадку, коли розпад ядра відбувається не в основний, а у збуджений стан.

Періоди напіврозпаду  $\beta^-$ -активних ядер лежать у межах від 0,1 с до  $10^{17}$  років. Енергія  $\beta^-$ -розпаду ядер і відповідно  $E_{\max}$  охоплює інтервал від 18,6 кеВ для розпаду:



до 13,4 МеВ для розпаду:



Основи теорії  $\beta$ -розпаду і відповідно слабких взаємодій розробив у 1934 р. Е.Фермі. У 1958 р. ця теорія узагальнена в універсальну чотириферміонну теорію слабких взаємодій, згідно якої  $\beta$ -розпад відбувається шляхом локальної взаємодії чотирьох ферміонів. На рис. 2 графічно зображено процес слабкої взаємодії на прикладі діаграми  $\beta^-$ -розпаду нейтрона.

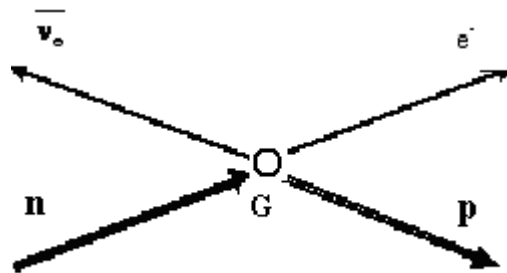


Рис. 2.

З 80-их років ХХ ст. процеси  $\beta$ -розпаду пояснюються згідно об'єднаної теорії електрослабких взаємодій, згідно якої слабка взаємодія здійснюється шляхом обміну віртуальними проміжковими  $W$ -бозонами. На рис. 3 зображено процес  $\beta^-$ -розпаду нейтрона.

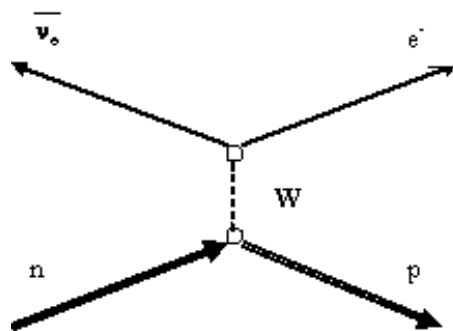


Рис. 3.

Наприкінці 90-их років минулого століття були узагальнені дані експериментів, у яких вивчалися взаємодії різних частинок з нуклонами та ядрами при енергіях порядку  $10^3$  ГеВ. Ці дані підтверджують кваркову структуру нуклонів і відповідно атомних ядер. Після появи кваркової моделі атомних ядер з'явилась

можливість пояснення перетворення ядер на кварковому рівні. Наприклад,  $\beta^-$ -розпад можливо пояснити як перехід  $d$ -кварка в  $u$ -кварк, а  $\beta^+$ -розпад як перехід  $u$ -кварка в  $d$ -кварк. На рис. 4 зображена діаграма Фейнмана для такого випадку. У перетворенні приймає участь  $W^-$ -бозон (носій слабкої взаємодії) та народжуються два лептони електрон  $e^-$  ( $\beta^-$  частинка) та антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Нагадаємо, що нейтрон складається з кварків  $udd$ , а протон з кварків  $uud$ .

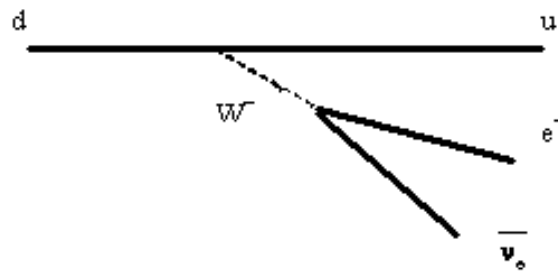


Рис. 4. Діаграма Фейнмана для  $\beta^-$ -розпаду.

#### 4.2. Взаємодія електронів (позитронів) з речовиною

При проходженні через речовину електрони втрачають енергію за рахунок електромагнітних взаємодій з електронами атомів та ядрами атомів. При енергіях менше 5-10 МеВ втрати обумовлені збудженням та іонізацією атомів, при енергіях понад 10-50 МеВ починають переважати радіаційні втрати, виникає гальмівне випромінювання. Радіаційні та іонізаційні втрати зрівнюються при критичній енергії електронів  $E_{кр}$ , яка залежить від  $Z$  – заряду ядра атома речовини, через яку проходять електрони:

$$E_{кр}(\text{MeV}) \approx \frac{Z \cdot E(\text{MeV})}{800}. \quad (14)$$

Траєкторія  $\beta$ -частинок у речовині не є прямолінійною завдяки тому, що вони зазнають значного розсіювання у кулонівському полі атомів. Тому поняття пробігу  $\beta$ -частинки (електрона) для речовини не є однозначним. Число електронів, що пройшли через речовину, постійно зменшується із збільшенням товщини речовини та відповідно із зменшенням енергії. Для електронів можна визначити тільки величину **максимального пробігу** – товщину речовини, яка повністю поглинає всі

електрони у випадку неперервного спектру. Пробіг електрона залежить від початкової енергії електрона і заряду ядра атома речовини поглинача. Для алюмінію пробіг електронів може бути визначений з виразів:

$$R\left(\frac{\Gamma}{\text{см}^2}\right) = 0,543 \cdot E(\text{MeV}) - 0,15 \text{ для енергій } 0,7 < E < 1,2, \quad (15)$$

$$R\left(\frac{\Gamma}{\text{см}^2}\right) = 0,571 \cdot E(\text{MeV}) - 0,16 \text{ для енергій } 1,2 < E < 3. \quad (16)$$

Максимальний пробіг електронів за звичай вимірюють у одиницях довжини (м, см та мм). Зручніше вказувати його у „масових одиницях”, тобто масі речовини поглинача, що приходить на одиницю площі ( $\text{г}/\text{см}^2$ ). Для переходу від одних одиниць до других необхідно знати густину речовини поглинача. У додатку (табл. 2Д) приведено значення густини деяких речовин, які використовуються у якості поглиначів  $\beta$ -випромінювання.

### 4.3. Детектори $\beta$ -частинок

Для реєстрації  $\beta$ -частинок (електронів) можна використати різні детектори, наприклад, газорозрядні лічильники, іонізаційні камери, сцинтиляційні та напівпровідникові детектори.

Найзручнішим є використання газорозрядних лічильників, які випускаються промисловістю і придатні для реєстрації  $\beta$ -частинок у широкому діапазоні енергій. Газорозрядні лічильники  $\beta$ -частинок випускаються двох типів: циліндричні з тонкими стінками з нержавіючої сталі та торцеві з віконцями із слюди. Перші - для реєстрації  $\beta$ -частинок з максимальною енергією порядку 1 MeV і більше, другі - для максимальної енергії 100 keV і більше.

## 5. МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ МАКСИМАЛЬНОЇ ЕНЕРГІЇ $\beta$ -ЧАСТИНОК

Точне визначення енергії  $\beta$ -частинок і відповідно їх максимальної енергії можливе тільки за допомогою магнітних  $\beta$ -спектрометрів, напівпровідникових чи сцинтиляційних спектрометрів. Однак, оцінити максимальну енергію можна методом поглинання з точністю до 5%. Для цього необхідно провести виміри залежності швидкості лічби детектора бета-випромінювання від товщини

алюмінієвого поглинача, розміщеного між детектором та джерелом, що досліджується. Одержані експериментальні дані можна використати для визначення товщини повного поглинання бета-частинок (максимального пробігу) чи для визначення товщин кратного послаблення [6]. Маючи експериментальні дані і користуючись довідниковими даними про максимальний пробіг чи товщини кратного послаблення, можна оцінити максимальну енергію бета-частинок.

### 5.1. Визначення товщини повного поглинання (максимального пробігу)

У цьому випадку виникають труднощі у зв'язку з тим, що крива поглинання  $\beta^-$ -частинок має експоненціальний характер. Для визначення максимального пробігу будують графік залежності логарифму інтенсивності пучка  $I$  (швидкості лічби)  $\beta^-$ -частинок від товщини поглинача  $d$ . Далі методом екстраполяції знаходиться точка перетину кривої поглинання з лінією фону (див. рис. 5). Слід відмітити, що рівень фону зазвичай невеликий і вимір його з достатньою точністю потребує багато часу.

Знаючи максимальний пробіг  $\beta^-$ -частинок, наприклад, в алюмінієвому поглиначі, можна знайти максимальну енергію  $\beta^-$ -частинок з графіку, приведеного на рис. 1Д у додатку. Оцінка похибки у визначенні максимальної енергії  $\beta^-$ -частинок проводиться у такий спосіб. На графік залежності  $\ln I = f(d)$  відкладають для кожного значення  $d$  три значення  $\ln(I)$ ,  $\ln(I + \Delta I)$  та  $\ln(I - \Delta I)$ . Проводять 3 лінії  $\ln I = f(d)$ ,  $\ln(I + \Delta I) = f(d)$  та  $\ln(I - \Delta I) = f(d)$  і знаходять відповідно три точки перетину з лінією фону  $d_m$ ,  $d_m + \Delta d_m$ ,  $d_m - \Delta d_m$ . Знаходимо три значення максимального пробігу  $d_m$ ,  $d_m + \Delta d$ ,  $d_m - \Delta d$ . Користуючись графіком, що на рис. 5, знаходимо відповідні значення енергії  $E_m$ ,  $E_m + \Delta E$ ,  $E_m - \Delta E$ .

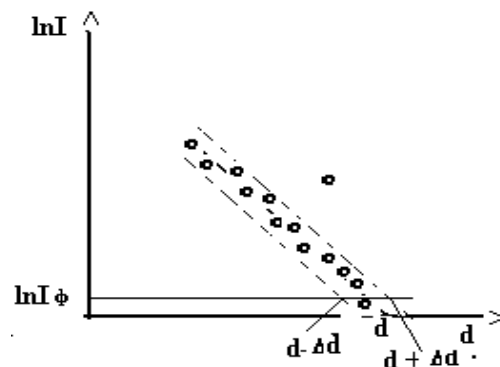


Рис 5. Залежність логарифма швидкості лічби від товщини алюмінієвих поглиначів.



## 5.2. Визначення товщин кратного послаблення

У цьому випадку можна скористатися графіком залежності інтенсивності пучка  $\beta^-$ -частинок від товщини поглинача. На графіку слід відмітити точки, коли інтенсивність пучка (швидкість лічби) зменшується в  $2^n$  разів.  $n$  може приймати значення 1, 2, 3, що відповідає зменшенню інтенсивності у 2, 4, 8, разів (див. рис. 6).

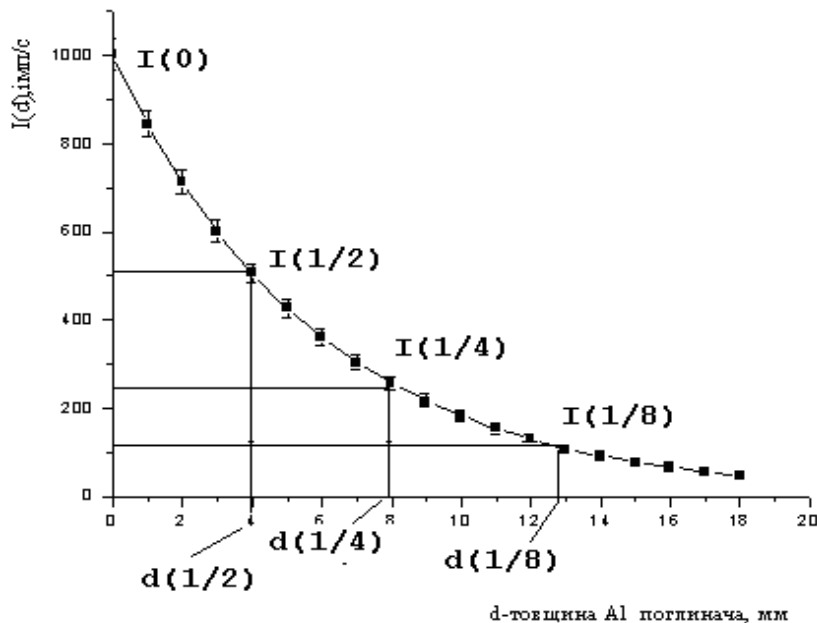


Рис. 6. Залежність швидкості лічби бета-частинок від товщини поглинача.

Після цього, знаючи товщини кратного послаблення швидкості лічби (інтенсивності), можна з допомогою графіків приведених на рис. 2Д у додатку, визначити максимальну енергію бета-частинок.

## 6. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Для вимірів використовуються торцевий газорозрядний лічильник типу СБТ-7 у захисному екрані і пристрій, що дозволяє зручно розміщувати поглиначі та джерело бета-частинок під віконцем лічильника, а також перерахунковий пристрій типу ПС02-4. Робоча напруга 400-500 В на лічильник подається від високовольтного джерела. На рис. 7 приведена блок-схема установки та рисунок пристрою для лічильника, джерела і поглиначів.

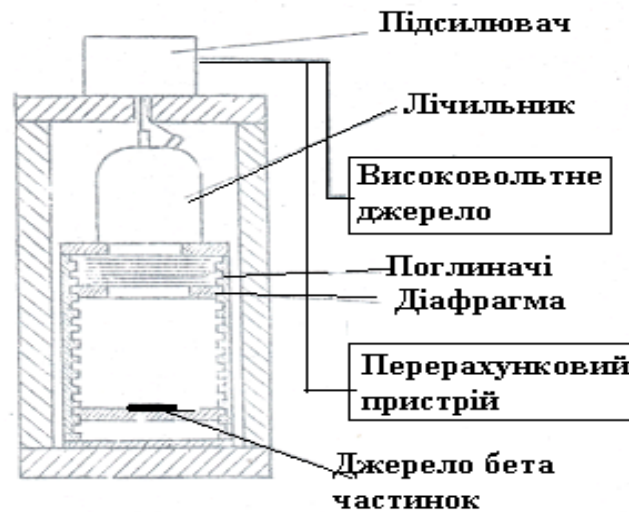


Рис. 7. Блок схема установки та пристрою з лічильником.

## 7. ЗАВДАННЯ РОБОТИ

У даній роботі використовуються джерела бета-частинок, що містять один з перелічених ізотопів:  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ . Схеми розпаду згаданих ізотопів приведено на рис. 8.

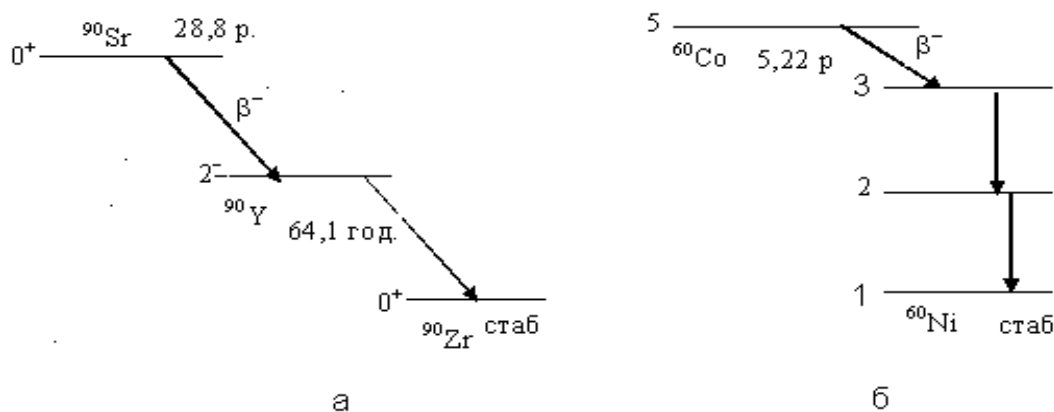


Рис. 8. Схеми розпаду ізотопів, що випромінюють  $\beta^-$ -частинки:  $^{90}\text{Sr}$  – а,  $^{60}\text{Co}$  – б.

Виміри виконуються у такій послідовності:

1) Включити перерахунковий прилад та подати необхідну високу напругу на лічильник.

2) Провести вимір природного фону  $k_{\text{ф}}$  на протязі такого часу  $t_{\text{ф}}$ , щоб лічильник зареєстрував 300-500 імп., визначити швидкість лічби фону  $I(\text{ф})$ .

3) Встановити у пристрій джерело  $\beta$ -частинок у крайньому нижньому положенні. Провести вимір числа зареєстрованих імпульсів  $\mathbf{k}(0)$  без поглиначів /  $\mathbf{d}(0) = 0$ .

4) Встановити на діафрагмі поглинач з алюмінієвої пластинки товщиною  $\mathbf{d}(1)$ . Провести виміри числа зареєстрованих імпульсів  $\mathbf{k}(1)$ .

5) Провести виміри з поглиначами товщину  $\mathbf{d}(i)$ , яких збільшувати на однакову величину при кожному наступному вимірі. Товщина поглиначів  $\mathbf{d}(i)$  збільшується до такої величини, коли число відліків  $\mathbf{k}(i)$  зрівняється з фоном. Виміри слід проводити на протязі такого часу  $\mathbf{t}(i)$ , щоб величина  $\mathbf{k}(i)$  становила 300–1000 імп. З поглиначами потрібно провести 10–15 вимірів. Швидкість лічби  $\mathbf{I}(\mathbf{d})$  та швидкість лічби без фону  $\mathbf{I}(\phi)$  знаходимо згідно формул приведених у лабораторній роботі №1, так само знаходимо величину похибки  $\sigma(\mathbf{I}(\mathbf{d})-\mathbf{I}(\phi))$ .

6) Результати вимірів для зручності обробки записуємо у вигляді таблиці 1.

Таблиця 1

Час виміру фону  $t_\phi = \dots\dots\dots$  секунд. Кількість зареєстрованих імпульсів  $k_\phi = \dots\dots\dots$  імп.

Швидкість лічби фону  $I(\phi) = \frac{k_\phi}{t_\phi} = \dots\dots\dots$  імп/с. Поглинаючі з  $\dots\dots\dots$  товщиною  $\dots\dots$  мм.

$\mathbf{d}(i)$ , мм	$\mathbf{k}(i)$ , імп.	$\mathbf{t}(i)$ , с	$\mathbf{I}(\mathbf{d})$ , Імп./с	$\mathbf{I} = \mathbf{I}(\mathbf{d})-\mathbf{I}(\phi)$	$\sigma(\mathbf{I})$	$\ln(\mathbf{I})$	$\ln[(\mathbf{I})-\sigma(\mathbf{I})]$	$\ln[(\mathbf{I})+\sigma(\mathbf{I})]$
0								
....								
....								
....								

7) Будуємо графіки залежності:

перший -  $\mathbf{I}, \mathbf{I}-\sigma(\mathbf{I}), \mathbf{I}+\sigma(\mathbf{I})$  від  $\mathbf{d}(i)$ ;

другий -  $\ln(\mathbf{I}), \ln[\mathbf{I}-\sigma(\mathbf{I})], \ln[\mathbf{I}+\sigma(\mathbf{I})]$  від  $\mathbf{d}(i)$ .

8) З першого графіка визначаємо товщину повного поглинання (максимальний пробіг) і оцінюємо максимальну енергію  $\beta$ -частинок.

9) З другого графіка визначаємо товщини  $2n$  кратного послаблення та визначаємо максимальну енергію  $\beta$ -частинок.

## 8. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що являє собою процес бета-розпаду ядер?
2. Які типи  $\beta$ -розпаду вам відомі, як змінюється заряд ядра при  $\beta$ -розпаді?
3. Чи є  $\beta$ -частки у складі ядра?
4. Яку форму має енергетичний спектр  $\beta$ -часток, чим викликана така форма?
5. Внаслідок якого типу взаємодій відбувається процес  $\beta$ -розпаду ядер?
6. Які основні процеси взаємодії  $\beta$ -частинок з речовиною?

## Лабораторна робота №5

# ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОСЛАБЛЕННЯ ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ЧЕРЕЗ РЕЧОВИНУ

## 1. ПРАВИЛА РОБОТИ З РАДІОАКТИВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТА ВИСОКОВОЛЬТНИМ ОБЛАДНАННЯМ

Радіоактивні джерела для роботи видаються студентам тільки на час проведення дослідів під розписку, про що робиться відмітка у спеціальному журналі. Студенти несуть особисту відповідальність за збереження і правильне використання радіоактивного джерела. У роботі використовується джерело  $\gamma$ -випромінювання у свинцевому контейнері – захисті. На поверхні захисту джерела контрольний рівень випромінювання не перевищує 3 мкЗв/годину. Джерело  $\gamma$ -випромінювання не можна виймати з захисту під час роботи. На лічильник Гейгера–Мюллера подається робоча напруга 400–500 В чи 800–1200 В. На сцинтиляційний детектор подається напруга 1200–1500 В.

**Можливі аварійні ситуації:** несанкціоноване витягнення джерела з захисту (призводить до підвищення рівня радіації у лабораторії у 2–5 разів вище допустимих норм), розгерметизація джерела, виникнення пожежі, пошкодження заземлення, пошкодження ізоляції проводів.

**Категорично заборонено:** виймати джерело  $\gamma$ -випромінювання із захисту, відключати кабель живлення детектора від включеного високовольтного блока.

## 2. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Вивчення процесів взаємодії гамма-випромінювання з речовиною, методики експериментального визначення коефіцієнта послаблення гамма-випромінювання різними речовинами, оцінки енергії гамма-квантів за даними вимірів.

### 3. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

Прилад БР-І чи перерахунковий пристрій ПС02-4. Сцинтиляційний детектор–спектрометр гамма–квантів. Можлива заміна на лічильник Гейгера-Мюллера у спеціальному захисному екрані. Джерело гамма–квантів у захисному екрані–коліматорі. Комплект поглиначів з заліза, свинцю та алюмінію. Мікрокалькулятор для розрахунків.

### 4. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

#### 4.1. Гамма–випромінювання ядер

Атомне ядро, як квантова система, характеризується певним спектром енергетичних станів. Ядра, що знаходяться в різних станах, мають різну енергію. Стан з найменшою можливою енергією називається основним станом, а всі інші – збудженими. Для зручності енергія основного стану приймається за початок відліку енергетичної шкали ядра і дорівнює нулю. Якщо за такою шкалою ядро знаходиться в стані з енергією  $E_i$ , то ми говоримо, що ядро знаходиться на енергетичному рівні  $E_i$ . Збуджені стани ядер нестійкі. Перехід ядра із збудженого стану в основний чи в збуджений стан з меншою енергією супроводжується випромінюванням  $\gamma$ –кванта, якщо неможливе випромінювання  $\alpha$  чи  $\beta$ –частинок [7].

*$\gamma$ –кванти – це жорстке електромагнітне випромінювання, довжина хвилі  $\lambda$  якого пов'язана з енергією  $E_\gamma$ :*

$$E_\gamma = \frac{h \cdot c}{\lambda}, \quad (1)$$

де  $h$  – стала Планка,  $c$  – швидкість світла.

Енергія  $\gamma$ –кванта  $E_\gamma$  практично дорівнює різниці енергій енергетичних рівнів  $E_1, E_2$ , між якими відбувається перехід:

$$E_\gamma = E_2 - E_1. \quad (2)$$

У зв'язку з тим, що кожне ядро має багато енергетичних рівнів, енергетичний спектр гамма–випромінювання містить декілька, а іноді і більше десяти енергетичних ліній. Ядра у збудженому стані утворюються внаслідок

радіоактивного розпаду після випромінювання  $\alpha$  чи  $\beta$ -частинок або внаслідок якоїсь ядерної реакції. На рис. 1 приведена схема розпаду ядра  $^{60}\text{Co}$ . Згідно схеми розпаду ядро  $^{60}\text{Co}$  випромінює  $\beta^-$ -частинку і перетворюється у збуджене ядро  $^{60}\text{Ni}$ , яке випромінює послідовно  $2\gamma$ -кванти і переходить в основний стабільний стан.

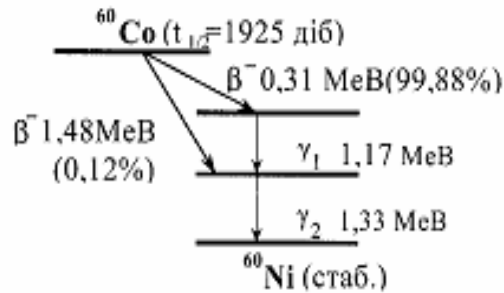


Рис. 1. Схема розпаду ядра  $^{60}\text{Co}$ .

На рис. 2 зображено схему розпаду ядра  $^{137}\text{Cs}$ , яке також розпадається шляхом  $\beta^-$ -розпаду, але його продуктом розпаду може бути чи збуджене ядро  $^{137}\text{Ba}$  чи те саме ядро у основному стабільному стані.

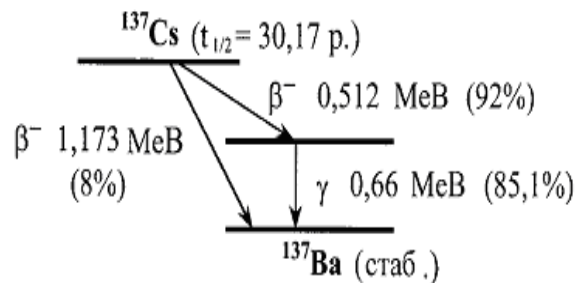


Рис. 2. Схема розпаду ядра  $^{137}\text{Cs}$ .

#### 4.2. Взаємодія гамма-випромінювання ( $\gamma$ -квантів) з речовиною

При проходженні гамма-випромінювання через речовину інтенсивність його потоку послаблюється внаслідок взаємодії гамма-квантів з атомами речовини, точніше з електронами атомів. Тільки для гамма-квантів з енергією більше 6-10 MeV стає можливим протікання фотоядерних реакцій. До енергії 5–6 MeV суттєву роль у послабленні інтенсивності пучків гамма-квантів відіграють тільки три процеси: *фотоефект, ефект Комптона (комптонівське розсіювання) і процес утворення електронно-позитронних пар.*

**Фотоефект** (фотопоглинання). Коли енергія  $\gamma$ -кванта перевищує енергію зв'язку електрона на **K** чи **L** оболонці атома може відбутися фотоефект. **Фотоефект - це явище передачі всієї енергії  $\gamma$ -кванта електрону на K оболонці, який потім викидається за межі атома.** Енергію цього фотоелектрона можна визначити з закону збереження енергії, який представлено у такій формі:

$$E_e = E_\gamma - E_{ik} - E_{яв}, \quad (3)$$

де  $E_e$  – енергія фотоелектрона,  $E_\gamma$  – енергія гамма-кванта,  $E_{ik}$  – іонізаційний потенціал для K чи L оболонки,  $E_{яв}$  – енергія ядра віддачі (дуже мала порівняно з енергією гамма-кванта). Фотоефект може відбуватися тільки на електронах K, L оболонках. Внаслідок фотоефекту вся енергія  $\gamma$ -кванта поглинається електроном атома і він перестає існувати.

Ефективний переріз фотоефекту  $\sigma_\phi$  залежить від енергії  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  та заряду ядра атома, яке його поглинає, за законом:

$$\sigma_\phi \approx \frac{Z}{E_\gamma^{3,5}}. \quad (4)$$

**Ефект Комптона** (некогерентне розсіювання гамма-квантів). Якщо енергія  $\gamma$ -кванта у багато разів більше енергії зв'язку електрона у атомі, то електрон можна вважати вільним. У такому випадку  $\gamma$ -квант при зіткненні з атомом зможе передати частину своєї енергії електрону. Електрон, що одержав енергію, покидає електронну оболонку атома і вилітає під кутом  $\theta$  відносно напрямку імпульсу первинного  $\gamma$ -кванта.  $\gamma$ -квант, що віддав частину енергії, продовжує рух у напрямку, що відрізняється від початкового на кут  $\phi$ , тобто відбувається непружне розсіювання  $\gamma$ -кванта. Енергію розсіяного  $\gamma$ -кванта  $E'_\gamma$  можна оцінити згідно формули:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \left( \frac{E_\gamma}{m_0 \cdot c^2} \right) \cdot (1 - \cos\phi)}, \quad (5)$$

де  $\phi$  – кут розсіювання,  $m_0 \cdot c^2$  – енергія спокою електрона.

Ефективний переріз ефекту Комптона  $\sigma_k$  можна розрахувати згідно формули Клейна-Нішіна-Тамма. Нижче приведено формулу тільки для випадку  $\gamma$ -квантів з енергіями  $E_\gamma > 1-2$  МеВ:



$$\sigma_k = \frac{3}{8} \cdot k \cdot \frac{0,5}{E_\gamma} \left( 0,8 + \ln 2 \cdot \frac{E_\gamma}{0,5} \right), \quad (6)$$

де  $k$  - стала величина.

**Процес утворення електронно-позитронних пар.** Якщо енергія  $\gamma$ -кванта більше ніж **1,02 MeV** (або  $2 \cdot m_0 \cdot c^2$ ), то в полі ядра може відбутися процес поглинання  $\gamma$ -кванта з утворенням пари електрон-позитрон (частинка та античастинка). Енергія  $\gamma$ -кванта витрачається на утворення двох частинок та надання їм кінетичної енергії. Згідно законів збереження енергії та імпульсу можна визначити енергію пари електрон-позитрон згідно виразу:

$$E_n = E_\gamma - 1.02. \quad (7)$$

Ефективний переріз процесу утворення пар  $\sigma_n$  залежить від заряду ядра  $Z$ , у полі якого відбувається процес утворення пари, і енергії гамма-кванта  $E_\gamma$ :

$$\sigma_n \cdot f(Z^2, \ln E_\gamma), \quad (8)$$

Вираз (8) справедливий для енергії 100-200 MeV. При більших енергіях  $\sigma_n$  не залежить від енергії  $\gamma$ -кванта.

### 6.3. Закон послаблення інтенсивності гамма-квантів у речовині

Нехай перпендикулярно до поверхні речовини (поглинач) падає вузький пучок  $\gamma$ -квантів з інтенсивністю  $A$ . Внаслідок взаємодії  $\gamma$ -квантів з речовиною частина з них втрачається з пучка за рахунок поглинання або розсіювання. Після проходження  $\gamma$ -квантів через поглинач товщиною  $dx$  інтенсивність пучка зменшиться на величину  $dA$ .

$$dA = -A \cdot \sigma \cdot n \cdot dx, \quad (9)$$

де  $\sigma$  – повний ефективний переріз взаємодії гамма-квантів з атомами,  $n$  - число атомів в  $1 \text{ см}^3$  поглинач. Після інтегрування виразу (9) одержимо, так звану, експоненціальну формулу [8]:

$$A(x) = A(0) \cdot \exp(-\sigma \cdot n \cdot x) = A(0) \cdot e^{-\mu x}, \quad (10)$$

де  $A(x)$  – інтенсивність  $\gamma$ -пучка після проходження поглинач товщиною  $x$ ,  $A(0)$  – інтенсивність пучка до попадання на поглинач,  $\mu$  – лінійний коефіцієнт поглинання  $\gamma$ -квантів. Повний ефективний переріз взаємодії гамма-квантів з речовиною  $\sigma$

залежить від енергії  $\gamma$ -квантів, характеристик середовища і дорівнює сумі перерізів фотоэффекту, ефекту Комптона та процесу утворення пар:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}. \quad (11)$$

Добуток  $\sigma \cdot n$  для певного поглиначя називається лінійним коефіцієнтом послаблення (поглинання) і позначається символом  $\mu$ . Експоненціальна формула (10) справедлива тільки для монохроматичного вузького пучка гамма-квантів. У випадку широкого пучка і гамма-квантів різних енергій формула набуває складнішого вигляду:

$$A(x) = \sum_i (A_i(0) \cdot \exp(-\mu_i \cdot x) \cdot V_i(x)). \quad (12)$$

З експоненціальної формули можна зробити висновок, що для гамма-випромінювання не можна підібрати шар речовини, який би повністю поглинав  $\gamma$ -кванти, і тому часто для порівняння різних речовин користуються шаром напівпоглинання  $d_{1/2}$ , тобто такою товщиною поглиначя, що зменшує інтенсивність пучка у 2 рази:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}. \quad (13)$$

На рис. 3 приведено графік залежності коефіцієнтів послаблення  $\mu$  від енергії  $\gamma$ -квантів у свинцю (Pb) у інтервалі енергій 0–100 MeV. Також вказано коефіцієнти послаблення  $\mu_{\text{ф}}$ ,  $\mu_{\text{к}}$ ,  $\mu_{\text{п}}$  за рахунок фотоэффекту, ефекту Комптона та процесу утворення пар для свинцю.

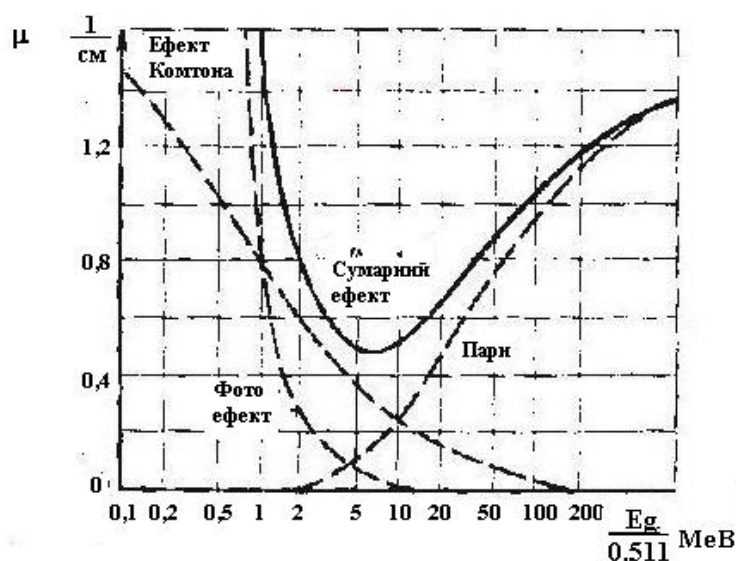


Рис. 3. Залежність коефіцієнтів поглинання  $\gamma$ -випромінювання від енергії  $E_{\gamma}$  для свинцю.

У таблиці 3Д у додатку приведено значення повних коефіцієнтів поглинання гамма-квантів для різних речовин у залежності від енергії.

## 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Експериментальна установка складається з коліматора, пристрою, що служить для формування вузького пучка гамма-квантів, набору поглиначів із заліза, алюмінію, свинцю, сцинтиляційного спектрометра. На рис. 4 приведено схему установки.

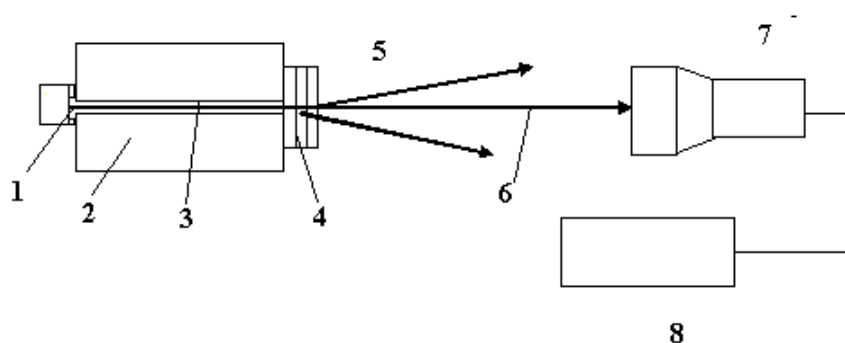


Рис. 4:

1 - джерело  $\gamma$ -квантів, 2 - корпус коліматора, 3 - канал коліматора для формування вузького пучка  $\gamma$ -квантів, 4 - набір поглиначів, 5 - розсіяні  $\gamma$ -кванти, 6 - прямий пучок  $\gamma$ -квантів, 7 - сцинтиляційний детектор - спектрометр, 8 - реєструючий прилад типу БР-1, який включає джерела живлення ФЕП, підсилювач та одноканальний амплітудний аналізатор з перерахунковим пристроєм.

Як видно з рис. 4 поглинаючі розміщуються поблизу вихідного отвору коліматора на максимально можливій відстані від детектора гамма-квантів. У такий спосіб ми забезпечуємо так звані „добрі” геометричні умови вимірів. Якщо поглиначі розмістити поблизу лічильника, розсіяні за рахунок ефекту Комптона гамма-кванти можуть потрапити у лічильник і результати вимірів будуть одержані у „поганих” геометричних умовах. На рис. 4 показано приклад "добрих" геометричних умов експерименту, а на рис. 5 приклад „поганих”.

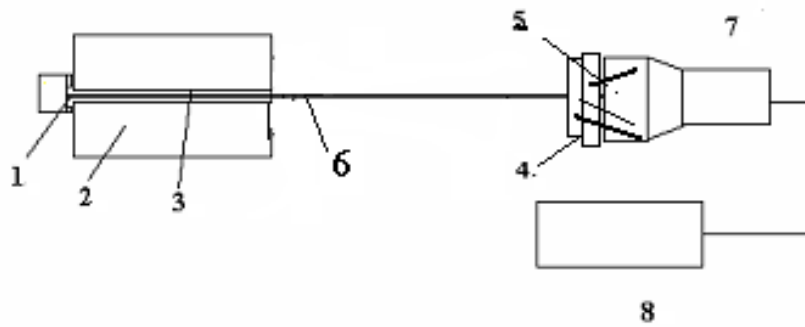


Рис. 5: Погані геометричні умови: розсіяні гамма-кванти попадають у детектор.

## 6. ЗАВДАННЯ РОБОТИ

### 6.1. Проведення вимірів

Для виконання роботи використовується ізотопне джерело гамма-квантів, що містить ізотопи  $^{60}\text{Co}$  чи  $^{137}\text{Cs}$ . Виміри виконуються у такій послідовності:

1) Перевірити чи правильно зібрана експериментальна установка, чи знаходиться на одній лінії вісь коліматора та центр кристалу сцинтиляційного детектора.

2) Включити живлення приладу БР-1. Подати на сцинтиляційний детектор робочу напругу 1100 В. За допомогою лаборанта встановити такий режим роботи приладу БР-1, щоб реєструвались тільки  $\gamma$ -кванти, що зазнали фотопоглинання у робочому об'ємі кристала детектора.

3) Провести вимір природного фону  $k_{\text{ф}}$  протягом такого часу  $t_{\text{ф}}$ , щоб лічильник зареєстрував 300-500 імпульсів, визначити швидкість лічби фону  $a(\text{ф})$ .

4) Встановити у коліматор джерело  $\gamma$ -квантів і провести вимір числа зареєстрованих імпульсів  $k(0)$  без поглиначів. Провести виміри числа зареєстрованих імпульсів  $k(i)$  з поглиначами різних товщин  $x(i)$ . Товщина поглиначів  $x(i)$  збільшується до такої величини, коли число відліків  $k(i)$  буде у 3-4 рази менше  $k(0)$ . Товщину поглиначів необхідно кожний раз збільшувати на однакову величину. З поглиначами потрібно провести 6-10 вимірів. Виміри слід проводити протягом такого часу  $t(i)$ , щоб величина  $k(i)$  становила 500-1000 імп. Швидкість лічби  $a(i)$  та швидкість лічби без фону  $a(\text{дi})$  знаходимо згідно формул, приведених у лабораторній роботі №1, так само знаходимо величину похибки  $\sigma(a(i)-a(\text{ф}))$ . Результати вимірів для зручності обробки записуємо у вигляді таблиці 1.

Таблиця 1

Час виміру фону  $t_\phi = \dots$  секунд. Кількість зареєстрованих імпульсів  $k_\phi = \dots$  імп.

Швидкість лічби фону  $a(\phi) = \frac{k_\phi}{t_\phi} = \dots$  імп/с. Поглинаючі з  $\dots$  товщиною  $\dots$  мм.

$x(i)$ , см	$k(i)$ , імп.	$t(i)$ , с	$a(i)$ , імп./с	$a(дi) =$ $a(i)-a(\phi)$	$\sigma(a(дi))$	$\ln(a(дi))$	$\ln[a(дi) -$ $\sigma(a(дi))]$	$\ln(a(дi) +$ $\sigma(a(дi))]$
0								
....								
....								

### 6.2. Графічний метод обробки

5) Побудуйте графік, користуючись даними, приведеними у таблиці 1,  $\ln(a(дi))$ ,  $x(i)$  На графіку також відкладіть величини  $(\ln(a(дi)) - \sigma(a(дi)))$ ,  $(\ln(a(дi)) + \sigma(a(дi)))$ , тобто намалюйте похибки у вигляді „вусів”. Проведіть пряму лінію через точки  $\ln(a(дi))$ . Приклад такого графіка наведено на рис. 6.

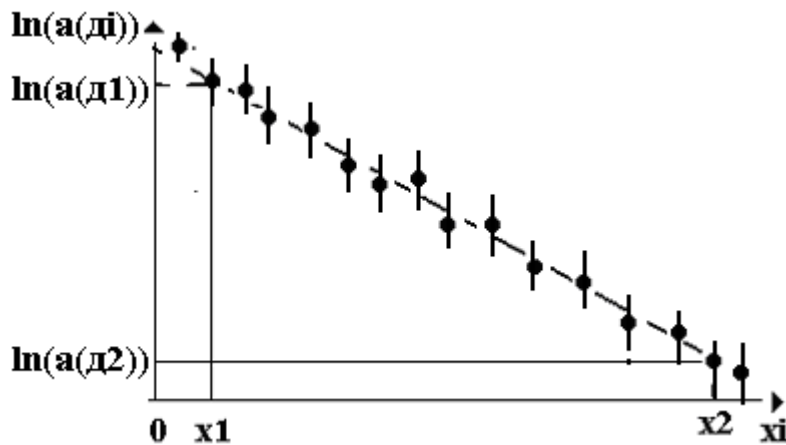


Рис. 6. Залежність логарифма інтенсивності пучка гамма-випромінювання  $\ln(a(дi))$  від товщини поглиначу  $x(i)$ .

6) Визначте з графіка величини:  $\ln(a(д2))$ ,  $\ln(a(д1))$  та  $x=x2-x1$ . Вирахуйте величину лінійного коефіцієнту послаблення  $\gamma$ -квантів  $\mu$  для заліза, алюмінію та свинцю. Розрахуйте похибки визначення  $\mu$ . Для розрахунків використайте формули

$$\mu = \frac{\ln(a(д1)) - \ln(a(д2))}{x} \pm \sigma_\mu, \tag{14}$$

$$\sigma_{\mu} = 0,5 \left[ \frac{\ln[a(\partial 1) + \sigma(a(\partial 1))]}{x + \Delta x} + \frac{\ln[a(\partial 2) - \sigma(a(\partial 2))]}{x - \Delta x} \right]. \quad (15)$$

Вираз (14) одержуємо з експоненціальної формули після логарифмування її.

7) Розрахуйте товщини шару півпоглинання  $d_{1/2}$  для заліза, алюмінію та свинцю (формула 13). Оцініть, якої товщини потрібно виготовити захисний екран із згаданих металів, щоб зменшити інтенсивність випромінювання джерела приблизно у 100 разів.

8) Порівняйте знайдені графічним методом значення  $\mu$  з даними, приведеними у додатку.

### 6.3. Метод найменших квадратів

Найбільш об'єктивне значення  $\mu$  можна одержати з експериментальних даних, якщо для їх обробки використати метод найменших квадратів (МНК). Дійсно, провівши  $n$  вимірів активності  $\ln(a(d_i))$  ми фактично маємо  $n$  рівнянь типу:

$$\begin{aligned} \ln(a(d_1)) + \delta_1 &= \ln(a(d_0)) - \mu \cdot x_1, \\ \ln(a(d_2)) + \delta_2 &= \ln(a(d_0)) - \mu \cdot x_2, \\ &\dots\dots\dots \\ \ln(a(d_i)) + \delta_i &= \ln(a(d_0)) - \mu \cdot x_i, \end{aligned} \quad (16)$$

де  $\delta_i$  – відхилення точки  $a(d_i)$  від прямої лінії, що описується формулою:

$$\ln(a(d_i)) = \ln(a(d_0)) - \mu \cdot x_i. \quad (17)$$

МНК дає можливість відшукати з системи рівнянь (16) такі значення  $a(d_0)$  і  $\mu$ , при яких  $S$  – сума квадратів  $\delta_i$  буде мінімальною відносно прямої лінії (17):

$$S = \sum_{i=1}^n \delta_i^2 = \sum_{i=1}^n (\ln a(d_0) - \ln a(d_i) - \mu \cdot x_i). \quad (18)$$

Величини  $\ln a(d_i)$  та  $x_i$  – це дані вимірів. Прирівнюємо похідні  $S$  по  $\ln a(d_0)$  та  $x_i$  до нуля і одержуємо систему двох рівнянь для обчислення величин  $\ln a(d_0)$  та  $\mu$ :

$$\frac{\partial S}{\partial (\ln a(d_0))} = 2 \sum_{i=1}^n (\ln a(d_0) - \ln a(d_i) - \mu \cdot x_i) = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial S}{\partial \mu} = 2 \sum_{i=1}^n (\ln a(d_0) - \ln a(d_i) - \mu \cdot x_i) = 0,$$

Рівняння (19) перепишемо у вигляді:

$$n \cdot \ln a(d_0) - \mu \cdot \sum_{i=1}^n x_i = \sum_{i=1}^n \ln a(d_i), \quad (20)$$

$$\ln a(d_0) \cdot \sum_{i=1}^n x_i - \mu \cdot \sum_{i=1}^n (x_i)^2 = \sum_{i=1}^n \ln a(d_i) \cdot x_i. \quad (20a)$$

Розв'язком системи (20) будуть вирази для розрахунку  $\ln a(d_0)$  та  $\mu$ . Нам відомо  $\ln a(d_0)$  з експерименту тому розраховуємо тільки  $\mu$ :

$$\mu = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i \cdot \ln a(d_i) - n \cdot \sum_{i=1}^n x_i \cdot \ln a(d_i)}{\left( \sum_{i=1}^n x_i \right)^2 - n \cdot \sum_{i=1}^n (x_i)^2}. \quad (21)$$

Для розрахунку  $\mu$  слід використати мікрокалькулятор для наукових розрахунків з статистичними функціями або електронні таблиці типу EXCEL чи програму ORIGIN.

## 7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке гамма-випромінювання, яка природа гамма-квантів?
2. Основні види взаємодії гамма-випромінювання з речовиною.
3. Як втрачають гамма-кванти енергію при взаємодії з атомами?
4. Фотоелектричне поглинання, його особливості.
5. Комптон-ефект, його особливості.
6. Процес утворення електронно-позитронних пар.
7. По якому закону змінюється інтенсивність пучка монохроматичних гамма-квантів?
8. Як залежить коефіцієнт послаблення гамма-квантів від енергії?
9. Що таке "добрі" геометричні умови вимірів?
10. Якої товщини повинен бути поглинач, щоб повністю поглинути всі гамма-кванти?

## Лабораторна робота №6

# ВИЗНАЧЕННЯ ПЕРІОДУ НАПІВРОЗПАДУ РАДІОАКТИВНОГО (РА) ІЗОТОПУ ЗА ЗМЕНШЕННЯМ АКТИВНОСТІ

## 1. ПРАВИЛА РОБОТИ З РАДІОАКТИВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТА ВИСОКОВОЛЬТНИМ ОБЛАДНАННЯМ

Радіоактивні джерела для роботи видаються студентам тільки на час проведення дослідів під розписку, про що робиться відмітка у спеціальному журналі. Студенти несуть особисту відповідальність за збереження і правильне використання радіоактивного джерела. У роботі використовується Pu- $\alpha$ -Be нейтронне джерело у парафіновому сповільнювачі – захисті. На поверхні захисту джерела контрольний рівень випромінювання не перевищує 3 мЗв/год. Нейтронне джерело не можна виймати із захисту. На лічильник Гейгера–Мюллера подається робоча напруга 400-500 В чи 800-1200 В.

**Можливі аварійні ситуації:** несанкціоноване витягнення нейтронного джерела із захисту (призведе до підвищення рівня радіації у лабораторії у 10–100 разів вище допустимих норм), розгерметизація джерела (призведе до забруднення довгоживучим ізотопом плутонію), виникнення пожежі, пошкодження заземлення, пошкодження ізоляції проводів.

**Категорично заборонено:** виймати джерело нейтронів із захисту, відключати кабель живлення детектора від включеного високовольтного блока.

## 2. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Засвоїти практичні навички вимірів  $\beta$ -активності РА ядер; методи обробки результатів вимірів методом найменших квадратів (МНК). Ознайомитись з методикою одержання штучних РА ізотопів методом опромінення стабільних ядер нейтронами. Навчитись визначати період напіврозпаду РА ізотопів.



### 3. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

Газорозрядний лічильник  $\beta$ -частинок типу СТС-5 чи СТС-6, змонтований у захисному свинцевому екрані. Блок живлення лічильника на 500 В. Два перелікові пристрої типу ПСО-2м, один для вимірів, другий для керування вимірами у автоматичному режимі. Касета, що містить окис ванадію  $V_2O_5$ . Джерело нейтронів у парафіновому чи водяному сповільнювачі. Мікрокалькулятор. Секундомір.

### 4. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

#### 4.1. Утворення штучних радіоактивних ізотопів

При ядерних реакціях під впливом нейтронів,  $\alpha$ -частинок, протонів,  $\gamma$ -квантів можуть утворюватись різноманітні радіоактивні ізотопи. Найбільш широко для одержання таких ізотопів використовують повільні нейтрони, які взаємодіють практично з усіма ядрами і захоплюються ними у результаті реакції



У багатьох випадках ядро  ${}^{A+1}_Z X$  є нестабільним.

Швидкі нейтрони, з енергією декілька МеВ, одержують внаслідок різного типу ядерних реакцій. Наприклад:



Джерелом  $\alpha$ -частинок для здійснення вказаної реакції можуть служити ядра ізотопів, що зазнають  $\alpha$ -розпаду, а саме,  ${}^{210}\text{Po}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{226}\text{Ra}$  та інші. Джерела нейтронів на основі згаданої реакції випускаються промисловістю. Таке джерело – суміш атомів  ${}^9\text{Be}$  та  ${}^{239}\text{Pu}$  може випромінювати до  $10^8$  нейтронів за 1 с. Період напіврозпаду ядер  ${}^{239}\text{Pu}$  складає  $2,4 \cdot 10^4$  років і тому такі джерела нейтронів можна використовувати на протязі багатьох років. Середня енергія нейтронів, що випромінюються таким джерелом, рівна 5 МеВ. Для зменшення їх енергії до „теплових” або „повільних” величин джерело поміщають у сповільнювач, воду або парафін чи поліетилен.

У 70-х роках ХХ ст. промисловість почала випускати новий тип нейтронних джерел, що містять тільки ізотоп  $^{252}\text{Cf}$ , тут нейтрони випромінюються за рахунок спонтанного ділення  $^{252}\text{Cf}$  з періодом напіврозпаду 2,6 років. Такі джерела можуть випромінювати до  $10^{10}$  нейтронів за 1 с.

#### 4.2. Радіоактивність. Основні закономірності радіоактивного розпаду

Радіоактивність – спонтанний розпад нестабільних ядер. У природі існують природні та штучні радіоактивні ядра. Перших  $\sim 50$ , других - понад 1400. Радіоактивний (РА) розпад ядер (нуклідів) супроводжується виділенням енергії у вигляді ядерних випромінювань  $\alpha$ ,  $\beta$ -частинок та  $\gamma$ -квантів. Процес РА розпаду можна описати рівнянням:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N(t), \quad (3)$$

де  $N(t)$  – кількість (число) РА ядер в момент часу  $t$ ,  $\frac{dN}{dt}$  – число ядер, що розпадаються за проміжок часу  $dt$ ,  $\lambda$  – стала розпаду.

Розв'язок рівняння (3) при початковій умові  $N(0)=N_0$  має вигляд:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (3a)$$

Вираз (3a) називають *основним законом радіоактивного розпаду*: **Число нестабільних ядер в джерелі змінюється (зменшується) з часом за експоненціальним законом.**

**Активність РА джерела  $A$  – це число актів розпаду нестабільних ядер джерела за одиницю часу.** Активність джерела можна знайти з виразу:

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N, \quad (4)$$

де  $A$  – активність  $N$  – число нестабільних ядер,  $\lambda$  – стала розпаду. Одиниця вимірювання активності – **Беккерель (Бк)**. 1 Бк дорівнює 1 розпаду за 1 секунду. Позасистемна одиниця **Кюрі (Кі)**:  $1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ .

На рис. 1 зображено у відносних одиницях залежність активності зразку ванадію від часу. Спочатку активність зростає під час опромінення зразку нейтронами. Потім після припинення опромінення активність зменшується.



Рис. 1. Зростання активності зразку (кількості радіоактивних ядер) під час опромінення та зменшення активності після припинення опромінення. Поділки по осі абсцис відкладені в одиницях періоду напіврозпаду.

**Період напіврозпаду  $T_{1/2}$  – це проміжок часу, на протязі якого число РА ядер джерела зменшується вдвічі.**

Період напіврозпаду так пов'язаний з сталою розпаду:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T_{1/2}}, \text{ звідси } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,6932}{\lambda}. \quad (5)$$

Відповідно до типу ядерних випромінювань, що супроводжують розпад ядер, визначаємо три типи радіоактивного розпаду:

1.  $\alpha$ -розпад, що відбувається за схемою:



де  $Q$  – кінетична енергія  $\alpha$ -частинки, яка і є ядром  ${}^4_2\text{He}$ .

2.  $\beta$ -розпад:



де  $\beta^-$  – бета-частинка (електрон),  $\beta^+$  – бета-частинка (позитрон);  $\bar{\nu}$  – антинейтрино при  $\beta^-$ -розпаді, та  $\nu$  – нейтрино при  $\beta^+$ -розпаді.

3.  $\gamma$ -розпад (розпад збудженого ядра  $\text{X}^*$  з випромінюванням  $\gamma$ -кванта):



де  $\gamma$ -квант (що має електромагнітну природу, це фотон з довжиною хвилі  $10^{-10}$ - $10^{-13}$  метра і, відповідно, енергіями  $10^{-2}$  –  $10$  МеВ, (\*)) - позначено ядро у збудженому стані.

Практично дуже часто після  $\alpha$  чи  $\beta$ -розпаду утворюється нове ядро у збудженому стані і тому ці розпади супроводжується  $\gamma$ -випромінюванням (послідовним  $\gamma$ -розпадом).

### 4.3. Одержання штучних радіоактивних ізотопів

Штучні радіоактивні ізотопи можна отримати за рахунок ядерних реакцій. Найпростіше це зробити з допомогою опромінення зразків (ядер) нейтронами. Нейтрони не мають електричного заряду, тому вони не взаємодіють з електронною оболонкою атомів, а тільки з атомними ядрами. У залежності від енергії нейтрона можуть відбуватися такі процеси:

1. Пружне розсіювання нейтронів на ядрах (n,n). Наслідком такої взаємодії є передача частини кінетичної енергії нейтрона ядру, з яким він взаємодіє. Цей процес використовується для сповільнення швидких нейтронів.

2. Непружне розсіювання (n,n'). Швидкі нейтрони спочатку утворюють з ядром складене (проміжкове) ядро, а потім з нього випромінюється нейтрон меншої енергії, а кінцеве ядро залишається у збудженому стані і випромінює гамма-квант.

3. Радіаційне захоплення нейтронів (n, $\gamma$ ). Повільний або тепловий нейтрон захоплюється ядром, яке випромінює гамма-квант (або каскад гамма-квантів). Кінцеве ядро у більшості випадків нестабільне і розпадається шляхом випромінювання  $\beta^-$ -частинки.

4. Ядерні реакції з утворенням протонів (n,p), альфа-частинок (n, $\alpha$ ), двох чи більше нуклонів (n,2n), (n,3n), (n,np) та реакція поділу важких ядер (n,f).

### 4.4. Накопичення і розпад радіоактивних ядер у зразку

Під час опромінення зразка тепловими нейтронами у ньому проходить в основному реакція типу  $A(n,\gamma)B$ , так зване радіаційне захоплення.



Результатом цієї реакції є утворення ядра ізотопу з масою, більшою на одиницю, ніж маса початкових ядер. У більшості випадків ці ядра нестабільні і розпадаються через деякий час, випромінюючи  $\beta^-$ -частинку. Отже, вимірюючи

наведену  $\beta^-$ -активність зразка після опромінення, можна визначити кількість радіоактивних ядер, що утворилися у зразку.

Слід зауважити, що разом із процесом утворення радіоактивних ядер у зразку проходить і конкуруючий процес – їх розпад. Якщо за час  $dt$  утвориться  $N$  ядер, то за той же час  $dt$  розпадається число ядер рівне  $N \cdot \lambda \cdot dt$ . Отже, для опису того, як змінюється з часом число радіоактивних ядер  $N$  у зразку, який опромінюється, ми повинні використати диференціальне рівняння, яке має наступний вигляд:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot n \cdot \varphi - \lambda \cdot N, \quad (10)$$

де  $\sigma$  – ефективний переріз реакції,  $n$  – число ядер у зразку (які після опромінення стають радіоактивними),  $\varphi$  – щільність потоку нейтронів,  $\lambda$  – стала розпаду.

Розв'язком цього рівняння є вираз для розрахунку числа радіоактивних ядер, які утворилися у зразку протягом часу опромінення  $t_0$ :

$$N(t_0) = \frac{\sigma \cdot n \cdot \varphi}{\lambda} (1 - \exp(-\lambda \cdot t_0)), \quad (11)$$

або активності зразка на кінець часу опромінення:

$$A(t_0) = \sigma \cdot n \cdot \varphi \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_0)). \quad (12)$$

Графік, побудований згідно формули (11) чи (12) називають „кривою активації” (див. рис. 1, початкова частина).

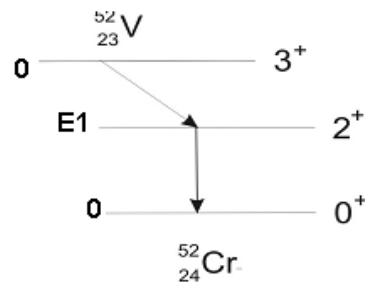
Природній ванадій складається з суміші двох стабільних ізотопів  $^{50}_{23}\text{V}$  та  $^{51}_{23}\text{V}$ . При опроміненні повільними нейтронами ізотопу  $^{51}_{23}\text{V}$  протікає реакція типу  $(n, \gamma)$  і утворюється радіоактивний ізотоп  $^{52}_{23}\text{V}$ :



який у свою чергу розпадається шляхом випромінювання  $\beta^-$ -частинки:



На рис. 2 приведена схема розпаду радіоактивного ізотопу  $^{52}_{23}\text{V}$ . Спочатку випромінюється  $\beta^-$  частинка і утворюється збуджене ядро  $^{52}_{24}\text{Cr}$  з спіном  $2^+$ , яке випромінює  $\gamma$ -квант і переходить у основний стан з спіном  $0^+$ . Також у таблиці 1 наведено деякі характеристики ізотопів ванадію.

Рис. 2. Розпад нестабільного ядра  $^{52}_{23}\text{V}$ .

Таблиця 1

Ядерно-фізичні характеристики ізоотопів ванадію.

Z	Ізотоп	Розповсюдженість у % або період напіврозпаду	Атомна маса, АОМ	Енергія $\beta$ -частинок у MeB, (інтенсивність %)	Енергія $\gamma$ -квантів у MeB (інтенсивність %)
23	$^{50}\text{V}$	0.25 %			
	$^{51}\text{V}$	99.75 %	50,9577		
	$^{52}\text{V}$	3,75 хвилини		2,542 (0,992), 1,209 (0,006)	1,4341 (100) 1,334 (0,006)

#### 4.4. Методика визначення періоду напіврозпаду

Періоди напіврозпаду  $T_{1/2}$  ізоотопів лежать в широкому часовому інтервалі  $10^{-6}$  с – 1000 і більше років. Саме тому для визначення  $T_{1/2}$  користуються різноманітними методиками. У випадку, коли  $T_{1/2}$  лежить в інтервалі від секунди до години, використовують методику вимірювань за зменшенням активності джерела з часом [9-11]. Через певні зафіксовані проміжки часу проводиться серія послідовних вимірів активності джерела до тих пір, поки початкова активність не зменшиться в 3–4 рази, тобто виміри проводяться протягом двох-трьох періодів напіврозпаду. Якщо врахувати, що активність джерела пов'язана з числом нестабільних ядер

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N, \quad (14)$$

тоді основний закон радіоактивного розпаду (формулу (3а)) можна записати у вигляді:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (15)$$

Вираз (15) описує залежність активності радіоактивного джерела від часу. Якщо цей вираз логарифмувати, ми одержимо рівняння, у якому є одна невідома величина – стала розпаду нестабільних ядер джерела  $\lambda$ :

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \lambda \cdot t, \quad (16)$$

яку находимо за формулою:

$$\lambda = \frac{\ln A_0 - \ln A(t)}{t}. \quad (17)$$

Отже враховуючи, що період напіврозпаду пов'язаний з сталою розпаду (див. формулу (5)), ми можемо знайти період напіврозпаду, якщо будемо знати початкову активність джерела  $A_0$  та активність джерела  $A(t)$  через проміжок часу  $t$ , провівши розрахунок згідно формули:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot t}{\ln A_0 - \ln A(t)}, \quad (18)$$

але таким способом ми можемо тільки наближено визначити період напіврозпаду завдяки статистичним похибкам вимірів активності джерела. Для точного виміру періоду напіврозпаду необхідно провести багато послідовних вимірів активності джерела, а результат ми одержимо тільки після обробки експериментальних даних графічним методом чи методом найменших квадратів (МНК). В основі цих методів лежить те, що рівняння (16) являє собою рівняння прямої лінії, побудованої в системі координат, де час  $t$  – абсциса,  $\ln A$  – ордината.

#### 4.5. Графічний метод знаходження сталої розпаду $\lambda$

Потрібно провести багато послідовних вимірів активності джерела  $A(t_i)$  таким чином, щоб тривалість кожного виміру була  $t_v$ , а проміжки між вимірами були теж однаковими  $t_n$ . Проміжки часу між початком одного виміру та початком наступного повинні дорівнюватися  $t_v + t_n$ . Тоді на основі таких вимірів можна побудувати графік залежності активності джерела від часу, приклад якого наведено на рис. 3. Експериментальні дані  $A(t_i)$  відкладаються на графік, на якому по осі абсцис відкладаємо значення часу  $0, t_1, t_2, t_3, \dots, t_i$ , а по осі ординат –  $\ln A(0), \ln A(t_1), \dots, \ln A(t_i)$ .

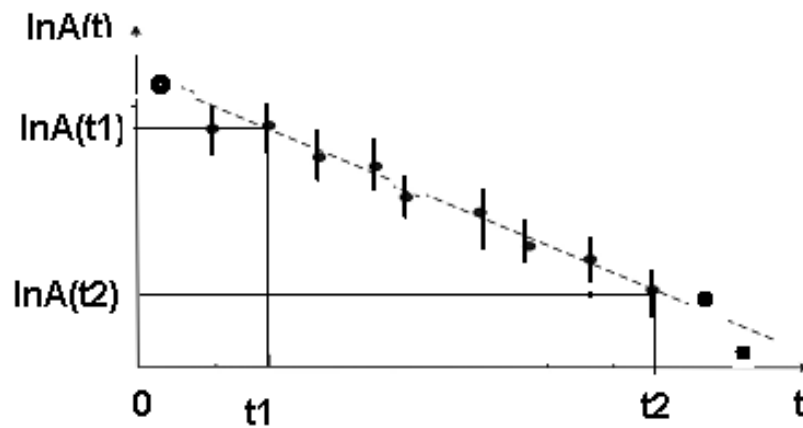


Рис. 3. Графік залежності  $\ln A(t_i)$  від часу, що пройшов з моменту закінчення опромінення зразка.

Для зручності обробки даних слід вибрати, щоб тривалість вимірів та тривалість проміжків між ними однаковими. Наприклад, у нашому випадку  $t_v$  та  $t_n$  вибирається в межах 30–60 секунд. Значення  $\ln A(t_i)$  слід відкладати, враховуючи середньоквадратичне відхилення кожного з вимірів  $\sigma_i$ , тобто,  $\ln A[(t_i) \pm \sigma_i]$ , як вказано на рис. 3.

Для обчислення  $\lambda$ , і відповідно  $T_{1/2}$ , визначаємо з графіку два значення  $\ln A(t_i)$ , а саме  $\ln A(t_1)$  та  $\ln A(t_2)$ , які лежать на лінії та розділені досить великим проміжком часу  $t$ . Згідно графіка, приведеного на рис. 3:  $t = t_2 - t_1$ . Підставляємо ці значення у формулу

$$\lambda = \frac{\ln A(t_1) - \ln A(t_2)}{t}, \quad (19)$$

подібну до формули (17) для розрахунку  $\lambda$ . Цей метод дає результати з певною мірою суб'єктивності, оскільки пряма лінія на графіку може бути проведена різними способами.

#### 4.6. Метод найменших квадратів (МНК)

Найбільш об'єктивне значення  $T_{1/2}$  можна одержати з експериментальних даних, якщо для їх обробки використати МНК. Дійсно, провівши  $n$  вимірів активності  $A(t_i)$ , ми фактично маємо  $n$  рівнянь типу:



$$\begin{aligned}
 \ln A(t_1) + \delta_1 &= \ln A_0 - \lambda \cdot t_1, \\
 \ln A(t_2) + \delta_2 &= \ln A_0 - \lambda \cdot t_2 \\
 &\dots\dots\dots \\
 \ln A(t_i) + \delta_i &= \ln A_0 - \lambda \cdot t_i,
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

де  $\delta_i$  – відхилення точки  $A(t_i)$  від прямої лінії.

МНК дає можливість відшукати з системи рівнянь (20), такі значення  $A_0$  і  $\lambda_i$ , при яких  $S$  – сума квадратів  $\delta_i$  буде мінімальною відносно прямої лінії (16):

$$S = \sum_{i=1}^n \delta_i^2 = \sum_{i=1}^n (\ln A_0 - \ln A(t_i) - \lambda \cdot t_i). \tag{21}$$

Величини  $\ln A(t_i)$  та  $t_i$  – це дані вимірів. Прирівнявши похідні  $S$  по  $\ln A_0$  та  $\lambda$  до нуля, одержимо систему двох рівнянь для обчислення величин  $\ln A_0$  та  $\lambda$ :

$$\frac{\partial S}{\partial (\ln A_0)} = 2 \sum_{i=1}^n (\ln A_0 - \ln A(t_i) - \lambda \cdot t_i) = 0, \tag{22}$$

$$\frac{\partial S}{\partial \lambda} = 2 \sum_{i=1}^n (\ln A_0 - \ln A(t_i) - \lambda \cdot t_i) \cdot t_i = 0. \tag{23}$$

Рівняння (22) та (23) перепишемо у вигляді:

$$n \cdot \ln A_0 - \lambda \cdot \sum_{i=1}^n t_i = \sum_{i=1}^n \ln A(t_i), \tag{24}$$

$$\ln A_0 \cdot \sum_{i=1}^n t_i - \lambda \cdot \sum_{i=1}^n t_i^2 = \sum_{i=1}^n \ln A(t_i) \cdot t_i. \tag{25}$$

Розв'язком рівнянь (24) та (25) будуть вирази:

$$\ln A_0 = \frac{\sum_{i=1}^n t_i \cdot \sum_{i=1}^n t_i \cdot \ln A(t_i) - \sum_{i=1}^n t_i^2 \cdot \sum_{i=1}^n \ln A(t_i)}{\left(\sum_{i=1}^n t_i\right)^2 - \sum_{i=1}^n t_i^2}, \tag{26}$$

$$\lambda = \frac{\sum_{i=1}^n t_i \cdot \sum_{i=1}^n t_i \cdot \ln A(t_i) - n \cdot \sum_{i=1}^n t_i \cdot \ln A(t_i)}{\left(\sum_{i=1}^n t_i\right)^2 - n \cdot \sum_{i=1}^n t_i^2}. \tag{27}$$

Для розрахунку  $\lambda$  та  $\ln A_0$  слід використати мікрокалькулятор для наукових розрахунків з статистичними функціями або електронні таблиці типу EXCEL чи програму ORIGIN.

## 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Експериментальна установка складається з двох пристроїв [12]:

1) (Pu- $\alpha$ -Be)-нейтронного джерела у парафіновому сповільнювачі, що служить для опромінення тепловими нейтронами зразка, який містить сполуку  $V_2O_5$ . Наслідком опромінення є накопичення у зразку радіоактивного ізотопу  $^{52}V$ ;

2) установки для вимірів  $\beta^-$ -активності опромінених зразків, що складається з лічильника типу СТС-6 у свинцевому захисному екрані і двох перерахункових пристроїв (ПП) типу ПС0-2м та джерела живлення лічильника на +500В. ПП №1 підключається до лічильника і служить для виміру активності, ПП №2 використовується для автоматичного включення ПП №1 через задані проміжки часу (наприклад, через 30 с). Тривалість виміру активності (наприклад, 30 с) встановлюється на ПП №1.

## 6. ЗАВДАННЯ РОБОТИ

1) Поставте поблизу нейтронного джерела касету з сполукою  $V_2O_5$  і опромінюйте її протягом 15 хвилин.

2) Включіть ПП №1 і ПП №2, подайте на лічильник робочу напругу (400-450 В). Проведіть вимір фону на протязі 10 хвилин.

3) Відрегулюйте роботу ПП №1 і ПП №2 так, щоб активність вимірювалась на протязі 30 с. Інтервал між вимірами теж встановіть 30 с (робота проводиться при допомозі лаборанта).

4) Після закінчення опромінення вийміть касету з  $V_2O_5$  і перенесіть у свинцевий екран з лічильником. Виміри слід починати через 30 секунд після закінчення опромінення і проводити за таким режимом: 30 с вимір, 30 с пауза (для запису і „обнулення” ПП №1). Проводиться 10-15 послідовних вимірів активності опроміненої касети.

5) Необхідно провести три серії вимірів з трьома однаковими касетами. Результати записують у таблицю 2.

Таблиця 2

Час виміру фону  $t_{\phi} = 600$  секунд. Кількість зареєстрованих імпульсів  $k_{\phi} = \dots\dots\dots$  імп.

Швидкість лічби фону  $a_{\phi} = \frac{k_{\phi}}{600} = \dots\dots\dots$  імп/с.

№ п/п	Часові інтервали вимірів, с	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$\sum_1^3 k_i$	$k_i$	$\sigma_k$	$\ln k_i$	$\ln(k_i + \sigma_k)$	$\ln(k_i - \sigma_k)$	$\delta(\%)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	0–30										
2	60–90										
3	120–150										
4	.....										
..											
..											

Значення символів у таблиці:

$k_{1i}, k_{2i}, k_{3i}$  – результати вимірів активності з касетами №1, №2, №3 і відповідає порядковому номеру виміру активності касети (у відповідному інтервалі);

$\sum_1^3 k_{ii} = k_{1i} + k_{2i} + k_{3i}$  – сума даних вимірів;

$k_i = \sum_{i=1}^3 k_{ii} - a_{\phi A} \cdot 90$  – число відліків з врахуванням фону;

$\sigma_{k_i}$  – середньоквадратичне відхилення величини  $k_i$  (обчислюємо за наближеною формулою

$$\sigma_k = \sqrt{k}.$$

$\delta_{k_i}$  – відносна похибка, яку обчислюємо за формулою:  $\delta = \sigma_k / k_i$ .

б) Користуючись даними таблиці 2, побудуйте графік (можна діаграму), де по осі абсцис відкладіть час, що пройшов після початку вимірів, по осі ординат – логарифм числа відліків, зареєстрованих у різних часових інтервалах  $\ln k_i$ . Тут же відкладіть значення  $\ln(k_i + \sigma_k)$  та  $\ln(k_i - \sigma_k)$ . Проведіть пряму лінію через точки  $\ln k_i$ . Приклад такого графіка приведено на рис. 3.

7) Визначте з графіка величини  $\ln(k_2), \ln(k_1)$  та  $t$ . Розрахуйте величину  $T_{1/2}$ .

8) Користуючись даними таблиці 2, розрахуйте значення  $\lambda$  методом найменших квадратів (МНК).

9) Порівняйте дані, одержані з графіку та МНК, з довідниковими даними.

## 7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Основний закон радіоактивного розпаду.
2. Що означають поняття: активність, стала розпаду, період напіврозпаду?
3. Які типи радіоактивного розпаду знаєте?
4. Як можна одержати штучні радіоактивні ізотопи?
5. Які є методи визначення періоду напіврозпаду?
6. Обробка експериментальних даних методом найменших квадратів.
7. Намалюйте схему розпаду ядра  $^{52}\text{V}$ .

**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

1. Норми радіаційної безпеки України НРБУ–97; Державні гігієнічні нормативи. – К.: Відділ поліграфії Українського центру держсанепіднагляду МОЗ України, 1997. – 121 с.
2. Кучерук І.М., Дущенко В.П., Андріанов В.М. Обробка результатів фізичних вимірювань. – К.: Вища школа, 1981 . - 216 с.
3. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. - Х.: Основа, 1991. - 480 с.
4. Ракобольская И.В. Ядерная физика: Учеб.пособие. – М.: Изд-во МГУ, 1981. – 280 с.
5. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Учебник для вузов. Кн. 1 Физика атомного ядра. Ч.1 Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. - М.: Энергоатомиздат, 1993. - 376 с.: ил.
6. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Учебник для вузов. Кн. 2 Ядерные взаимодействия. - М.: Энергоатомиздат, 1993. -376 с.: ил.
7. Ситенко О.І., Тартаковський В.К. Теорія ядра. Навчальний посібник. – К.: Либідь, 2000. - 607 с.
8. Булавін Л.А., Тартаковський В.К. Ядерна фізика: Підручник. –К.: Знання. 2005. – 431 с.: іл.
9. Методичні вказівки до лабораторних робіт фізичного практикуму з фізики атомного ядра і елементарних частинок. Ч. 1. – Ужгород: УжДУ, 1988. - 112 с.
10. Методичні вказівки до лабораторних робіт фізичного практикуму з фізики атомного ядра і елементарних частинок. Ч. 2. – Ужгород: УжДУ, 1989. - 101 с.
11. Парлаг О.М., Парлаг О.О., Пилипченко В.А., Плекан Р.М. Фізпрактикум з ядерної фізики: Навчально-методичний посібник. – Ужгород: В-цтво УжНУ «Говерла», 2013. – 141 с.
12. Парлаг О.М., Парлаг О.О., Плекан Р.М. Детектори ядерних випромінювань (спецлабораторія): Навчально-методичний посібник. - Ужгород: В-цтво УжНУ «Говерла», 2013. – 102 с.

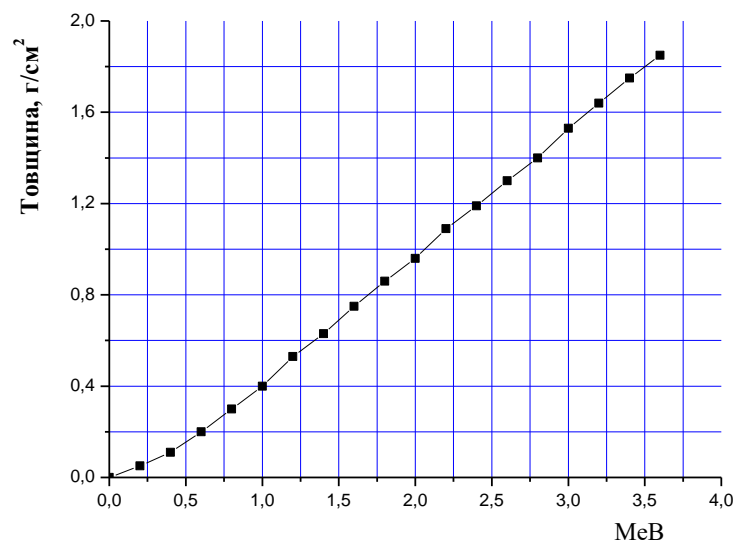
## ДОДАТОК

**Таблиця 1Д. Характеристики деяких джерел  $\alpha$ -випромінювання.**  
Джерела типу ОСАИ. Взірцеві атестовані 20.06.91 р.

Ізотоп	Період напіврозпаду, років	Енергія $\alpha$ -частинок, МеВ	Активність (кБк)	Зовнішнє випромінювання (1/с)
$^{238}\text{Pu}$	87,7	5,499	48	23,9
$^{239}\text{Pu}$	2400	5,156	3,92	1,98
$^{226}\text{Ra}$	1617	4,756	34,5	16,6
		5,455		
		5,968		
		7,678		
$^{233}\text{U}+$ $^{238}\text{Pu}+$ $^{239}\text{Pu}$	$1,62 \cdot 10^5$	4,824 5,156 5,499	37,6	18,9

**Таблиця 2Д. Характеристики деяких речовин.**

Речовина	Зарядове число ядер	Масове число, атомна вага.	Густина речовини $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
Алюміній	13	26,98	$2,7 \cdot 10^3$
Вуглець (графіт)	6	12,01	$2,3 \cdot 10^3$
Нітроген (азот)	7	14,01	1,25 г/л
Повітря	7,8		1,21 г/л (18° С)
Ферум (залізо)	26	55,84	$7,9 \cdot 10^3$
Купрум (мідь)	29	63,55	$8,96 \cdot 10^3$
Плюмбум (свинець)	82	207,2	$11,3 \cdot 10^3$
Вольфрам	74	183,84	$19,3 \cdot 10^3$
Уран	92	238,03	$19,05 \cdot 10^3$



**Рис. 1Д. Залежність товщини повного поглинання бета-частинок у алюмінієвому поглиначу від максимальної енергії.**

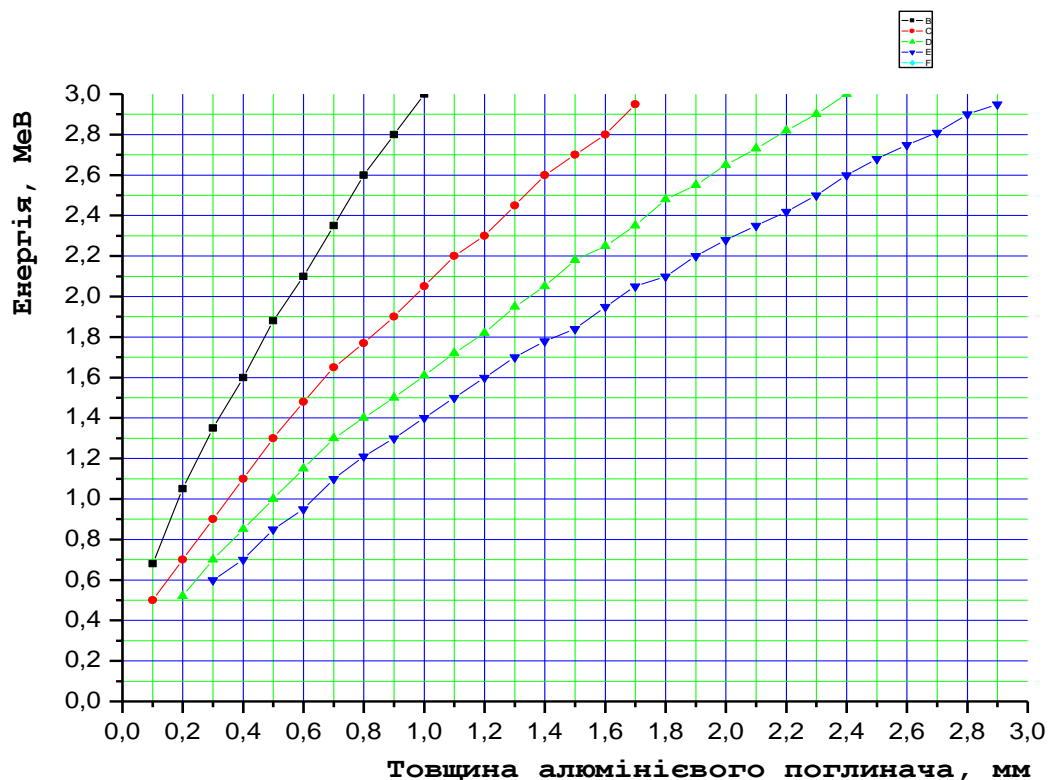


Рис. 2Д. Графіки для визначення максимальної енергії бета-частинок по товщині кратного послаблення швидкості лічби детектора бета-частинок.

Таблиця 3Д. Лінійні коефіцієнти послаблення інтенсивності гамма-квантів ( $\mu$ ,  $\text{см}^{-1}$ ) при проходженні через різні речовини у залежності від енергії.

Енергія, MeV	Вода	Алюміній	Залізо	Свинець
0,1	0,177	0,456	2,92	61,1
0,5	0,097	0,228	0,66	1,73
0,6	0,089	0,21	0,604	1,35
0,661	0,086	0,2	0,573	1,186
1	0,071	0,166	0,47	0,799
1,25	0,063	0,148	0,41	0,65
1,5	0,057	0,135	0,38	0,592
2	0,049	0,117	0,33	0,525
3	0,04	0,095	0,283	0,48
4	0,034	0,084	0,259	0,478
5	0,03	0,076	0,246	0,483
10	0,022	0,062	0,231	0,555

**Плекан Р.М.**

## **ЯДЕРНИЙ ФІЗПРАКТИКУМ**

**Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу «Загальна фізика»  
(для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»)**

*Рекомендовано до друку методичною комісією фізичного факультету  
(протокол № 7 від 19 березня 2019 року)*

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. 4,65. Зам. № 85. Наклад 100 прим.  
Видавництво УжНУ "Говерла". м. Ужгород, вул. Капітульна, 18. Тел.: 3-32-48.

*Свідоцтво про внесення до державного реєстру  
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції –  
Серія 3т № 32 від 31 травня 2006 року*