

Волинський національний університет імені Лесі Українки
Навчально-науковий фізико-технологічний інститут

**Кафедра експериментальної фізики,
інформаційних та освітніх технологій**

**Галина Мирончук, Андрій Кевшин, Володимир Галян
G.L. Myronchuk, A.H. Kevshyn, V.V. Halyan**

**ФІЗИКА ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК
NUCLEAR PHYSICS AND ELEMENTARY PARTICLES**

**МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ
ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ**

Луцьк – 2023

УДК 539.2
М 33

Рекомендовано до друку науково–методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки (протокол № від 2023 р.).

Рецензенти: *Луньов С.В.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, кафедра фундаментальних наук, Луцький НТУ;

Сахнюк В. Є. – канд. фіз.-мат. наук, доцент, кафедра теоретичної та комп'ютерної фізики імені А. В. Свідзинського, ВНУ імені Лесі Українки.

М 33 Мирончук Г.Л., Кевшин А. Г., Галян В.В. **Фізика ядра і елементарних частинок = Nuclear Physics And Elementary Particles:** методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт. Луцьк : Волин. нац. ун–т. ім. Лесі Українки, 2023. 77 с.

Методичні рекомендації складено відповідно до діючої програми курсу «Фізика ядра і елементарних частинок» для студентів навчально–наукового, фізико–технологічного інституту спеціальностей «Середня освіта (Фізика)», «Фізика та астрономія», «Прикладна фізика та наноматеріали». У навчально–методичному виданні висвітлено основні закономірності ядерних процесів і механізми взаємодії ядерної радіації з об'єктами оточуючого середовища, представлені лабораторні роботи, з експериментальних методів дослідження деяких фізичних явищ ядерної фізики і елементарних частинок. Рекомендується студентам фізичних та технічних спеціальностей в програму яких включено вивчення курсу (спецкурсу) ядерної фізики та елементарних частинок.

УДК 539.2
© Мирончук Г. Л. та ін., 2023
© Луцьк, 2023

ЗМІСТ

ВСТУП	4
Правила техніки безпеки при роботі з радіоактивними препаратами	6
Лабораторна робота №1 Закономірності флуктуацій при реєстрації ядерного випромінювання	8
Лабораторна робота №2 Визначення енергії альфа–частинок по величині їх вільного пробігу в повітрі	20
Лабораторна робота №3 Визначення максимальної енергії β –спектру за товщиною шару половинного поглинання	28
Лабораторна робота №4 Вивчення поглинання γ –променів радіоактивного препарату в металах	40
Лабораторна робота №5 Сцинтиляційний гамма–спектрометр	53
Лабораторна робота №6 Визначення часу життя мюона	64
ЛІТЕРАТУРА	76

ВСТУП

За останнє століття високі темпи розвитку науково–технічного прогресу зв'язані з досягненням ядерної фізики і наук споріднених з нею. Завдяки ядерній фізиці промисловість озброїлася потужними джерелами енергії, установками для опріснення великих об'ємів води, методами ізотопного аналізу складу і якості різних матеріалів, медичною діагностикою і терапією при лікуванні злоякісних пухлин і інше. Разом з тим прикладні галузі науки і техніки, зв'язані з ядерною фізикою несуть загрозу благополуччю і здоров'ю людей. Це зв'язано з високою здатністю ядерних частинок, які завжди супроводжують різноманітні ядерні цикли, викликати руйнування об'єктів неживої і живої природи. Руйнівна здатність ядерного випромінювання пов'язана з іонізацією атомів речовини (мішені) в яку проникають ядерні частинки, а також, кінетичними ефектами, які супроводжують взаємодію ядерних частинок з атомами мішені.

Однією з областей в якій людина стикається з джерелами іонізуючого випромінювання є атомна енергетика. Однак чорнобильська катастрофа поставила під сумнів ідею широкого використання ядерної енергії як оптимальної альтернативи природним джерелам енергії. Крім того, з кожним роком чимраз гострішою стає проблема поховання ядерних відходів, а ядерна зброя дотепер залишається одним із найнебезпечніших видів озброєння. Техногенні катастрофи, які останнім часом почастишали, висунули нове завдання – навчитися використовувати ядерну фізику максимально убезпечивши навколишнє середовище й людину від можливих негативних наслідків.

Методичні рекомендації до лабораторних робіт з курсу «Фізика ядра і елементарних частинок» містять теоретичні відомості, хід роботи, контрольні запитання та список рекомендованої літератури. Тематика лабораторних робіт відповідає університетському навчальному плану з курсу „Загальної фізики”

Дані методичні рекомендації призначені в основному для студентів спеціальності «Фізика та астрономія», «Прикладна фізика та наноматеріали» та інших спеціальностей, які вивчають курс „Загальної фізики”.

Introduction

Over the last century there were high rates of technological progress related to the achievements in nuclear physics and related with it sciences. Thanks to nuclear physics industry is armed with powerful energy sources, installations for desalination of large amounts of water, isotopic analysis methods of composition and quality of different materials, medical diagnosis and therapy in the treatment of cancer etc. However applied sciences and technologies, associated with nuclear physics pose a threat to well-being of humans and their health. This is due to the high ability of nuclear particles that always accompany various nuclear cycles, cause the destruction of animate and inanimate nature. The destructive ability of nuclear radiation is associated with ionization of matter's atoms (the target) in which nuclear particles penetrate, as well as with kinetic effects accompanying interaction of nuclear particles with atoms of the target.

One of the areas in which human is faced with sources of ionizing radiation is nuclear power. However Chernobyl disaster questioned the idea of the wide use of nuclear energy as optimal alternative to natural energy sources. In addition, every year more and more acute is the problem of dumping of nuclear wastes and nuclear weapon still remains one of the most dangerous weapons. Man-made disasters that have recently become more frequent, put forward a new task – to learn how to use nuclear physics securing environment and human from adverse consequences.

Methodical instruction for laboratory works on the course «Nuclear Physics and Elementary Particles» contains of: theoretical information, instruction of implementation, control questions and a list of recommended literature. Subject of laboratory works conforms to the university curriculum of «General Physics».

These guidelines are intended primarily for students of physical faculties. A number of laboratory works may be intended for students of other specialties who study the course of «General Physics».

Правила техніки безпеки при роботі з радіоактивними препаратами

1. Всі радіоактивні джерела, які використовуються в лабораторному практикуму повинні носити характер закритих твердо тільних джерел. З малою, або середньою питомою активністю не більшою $\sim 700\text{Бк/кг}$.
2. Лабораторні радіоактивні джерела (препарати) повинні бути паспортизовані з зазначенням терміну експлуатації, типу радіоактивного розпаду і активності на час використання.
3. Всі радіоактивні препарати повинні юути на строгому обліку і при відсутності лабораторних занять зберігатись в сейфі, при необхідності в спеціальних контейнерах.
4. При проведенні лабораторних робіт радіоактивні препарати повинні видаватись студентам лаборантом лабораторії, який за них несе відповідальність.
5. Після проведення лабораторних робіт радіоактивні препарати повинні бути здані лаборанту і після детального огляду на предмет пошкоджень покладені в сейф для зберігання.
6. При виконанні лабораторних робіт необхідно дотримуватись бережного ставлення до радіоактивних джерел на предмет ударів, спрямування випромінювання радіоактивного джерела в очі виконавцем лабораторної роботи, тощо.
7. Після виконання лабораторної роботи з залученням радіоактивних джерел необхідно старанно вимити руки.
8. Лабораторія з ядерної фізики повинна бути обладнана надійними дверима з використанням залізної арматури.
9. В лабораторії в доступному місці повинні бути в наявності справний вогнегасник, вивішені на стенді правила безпеки при виконанні лабораторних робіт.
10. Лаборант лабораторії періодично, декілька раз в семестр повинен перевіряти приміщення і робочі місця лабораторії на наявність радіоактивного забруднення, беручи мазки з різних, особливо непровітрювальних і погано доступних місць.
11. Перед виконанням лабораторного практикуму всі студенти групи повинні пройти колективний інструктаж з правил техніки безпеки з відповідними відмітками в журналі. При необхідності повинен проводитись індивідуальний інструктаж зі студентами при виконанні лабораторних робіт.

Safety instruction when working with radioactive preparations

1. All radioactive sources used in the laboratory workshop should be of the closed solid-state type. With low or average specific activity of no more than ~ 700Bq/kg.

2. Laboratory radioactive sources (preparations) must have been certified indicating the exploitation period, type of radioactive decay and activity for time of usage.

3. All radioactive preparations need to be on a strict accounting and when laboratory classes absent – stored in a safe, if necessary in special containers.

4. When conducting laboratory works radioactive drugs should be issued to students by laboratory assistant, who is responsible for them.

5. After laboratory work radioactive preparations should be handed to laboratory assistant and after being careful examined should be put in safe for storage.

6. When performing laboratory works one must act carefully with radioactive sources – don't strike sources or direct radiation of radioactive source into eyes, etc.

7. After the laboratory work with the involvement of radioactive sources wash your hands carefully.

8. Laboratory of Nuclear Physics should be equipped with doors using iron fittings.

9. In the laboratory in accessible place must be serviceable extinguisher, posted on the stand safety rules when performing laboratory works.

10. Laboratory assistant periodically, several times per semester should check the premises and workplaces of laboratory for the presence of radioactive contamination, taking smears from unventilated and badly accessible places.

11. Before performing the laboratory workshop all students must be familiar with safety rules with appropriate marks in the register. If necessary must be conducted individual instruction with students when performing laboratory works.

Лабораторна робота №1

ЗАКОНОМІРНОСТІ ФЛУКТУАЦІЙ ПРИ РЕЄСТРАЦІЇ ЯДЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета: ознайомитися з основними особливостями вимірів при реєстрації ядерних частинок, засвоїти основні методи обчислення похибок вимірів.

Теоретичні відомості

Особливостями результатів вимірювань фізичних величин в ядерній фізиці, дозиметрії є їх статистичний характер. Ознайомлення з методами таких вимірювань присвячена дана робота.

Результат виміру фізичної величини відрізняється від дійсної величини, що обумовлено наявністю похибок вимірів. В експериментальній фізиці похибки звичайно поділяють на систематичні та випадкові. Систематичні похибки завжди контролюються, вони мають один знак відхилення в більшу або меншу сторону від дійсного значення, і їх можна легко врахувати у вигляді поправок в кінцевому результаті виміру. Випадкові похибки результату виміру спричинені різноманітними впливами, які не піддаються контролю, і тому носять статистичний характер. В макрофізиці сама по собі вимірювана величина (маса, довжина, швидкість і т.д.), має деяке цілком певне значення, в той же час результати вимірів зазнають флуктуацій внаслідок недосконалості вимірювальних приладів, неконтрольованих зовнішніх умов. Похибки результатів вимірів звичайно розподіляються за неперервним законом ймовірності Гауса. Теорія ймовірності математично обґрунтовує постулат середнього арифметичного, показуючи, що ця величина є найбільш ймовірним значенням точної величини.

Показниками точності вимірів служать дисперсія, абсолютна, відносна, середньоквадратична та ймовірна похибки.

На відміну від макросвіту в мікросвіті флуктуації вимірюваної величини пов'язані не тільки з зовнішніми впливами на результат виміру, а і з самою суттю явища, і їх не можна зробити як завгодно малими (сама вимірювана величина зазнає флуктуацій).

Явища мікросвіту по своїй суті статистичні. Тому роль статистичного підходу тут значно глибша, ніж в макрофізиці. Статистика потрібна не тільки для обробки результатів, але і для вивчення самого процесу та природи досліджуваних явищ.

Статистичні методи аналізу вимірюваної величини дозволяють вказати найбільш правдоподібні її значення, а також інтервал, в якому з визначеною ймовірністю знаходиться істинне значення вимірюваної величини.

В області ядерної фізики експериментатори найчастіше зустрічаються зі статистичним розподілом Пуассона (при описі дискретного розподілу величин) і розподілом Гауса (неперервний розподіл).

Розподіл Пуассона описується формулою

$$P_k = \frac{(\bar{k})^k}{k!} e^{-\bar{k}}, \quad (1)$$

де $\bar{k} = nt$ – середнє число імпульсів, нарахованих за час проведення деякого одного виміру, n – інтенсивність або число імпульсів за одиницю часу, t – час одного виміру, k – число імпульсів, нарахованих за час одного виміру (воно може бути різним в різних вимірах), P_k – ймовірність появи k імпульсів за час одного виміру.

Таким чином, за формулою можна обчислити (передбачити) ймовірність появи величини k в даному вимірі, якщо нам відомо \bar{k} . Очевидно, що розподіл Пуассона характеризується лише одним параметром \bar{k} , який може приймати різні позитивні значення, тоді як k – тільки цілочисельні (дискретні) позитивні значення.

Адже, якщо ми проведемо N вимірів величини k , то одержимо ряд значень: k_1, k_2, \dots, k_N . При цьому ймовірність появи того чи іншого значення буде визначатися формулою (1), в якій \bar{k} можна приблизно розрахувати за формулою $\bar{k} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i$. Знайдене значення \bar{k} і є найбільш ймовірним значенням вимірюваної величини.

Для розподілу Пуассона дисперсія дорівнює середньому числу нарахованих частинок $D = \bar{k}$, а середньоквадратична похибка одного виміру дорівнює $\sqrt{\bar{k}}$ (точніше – $\sqrt{\bar{k}}$).

При малих значеннях $\bar{k} \leq 1$ ймовірність P_k монотонно спадає зі збільшенням k (рис.1). Якщо $\bar{k} > 1$, P_k спочатку зростає до P_{\max} при $k \approx \bar{k}$, після чого монотонно спадає. По мірі збільшення k максимум стає відносно все більш гострим, а графік – все більш симетричним відносно $k = \bar{k}$. При великих \bar{k} настає практично повна симетрія (і навпаки – при малих \bar{k} спостерігається різка асиметрія).

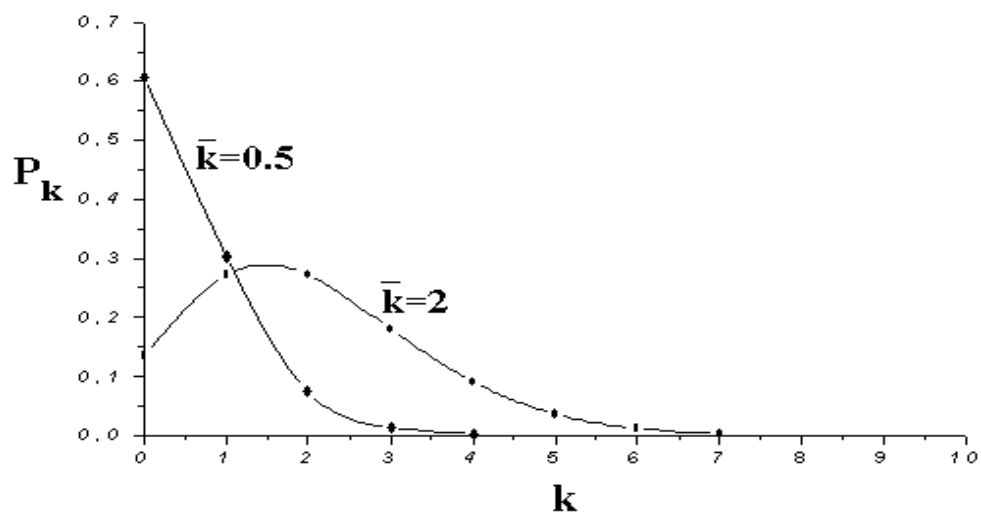


Рис.1. Розподіл Пуассона для випадків $\bar{k} = 0.5$ та $\bar{k} = 2$.

Розподіл Гауса (нормальний) отримується як граничний перехід від розподілу Пуассона (розподіл дискретної величини при $\bar{k} \gg 1$) до неперервного розподілу вимірюваної величини. Замінюючи $k!$ в формулі (1) його наближеним виразом, справедливим при великих k , отримуємо неперервну функцію розподілу Гауса:

$$\varphi(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2\bar{k}}} \quad (2)$$

В цій формулі k – неперервна випадкова величина, $\varphi(k)$ – густина ймовірності. При цьому, замість ймовірності P_k існування того чи іншого числа відліків (розподіл Пуассона) користуються іншою величиною – ймовірністю $\varphi(k)dk$ того, що число відліків лежить в «нескінченно малому» проміжку від k до $k+dk$. Розподіл нормовано, тобто $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(k)dk = 1$. Як і для розподілу Пуассона, так і для розподілу Гауса дисперсія $D = \bar{k}$. Оскільки функція симетрична, то відхилення від середнього $y = \Delta k = k - \bar{k}$ однакове вліво і вправо (по осі значень k). Ймовірність попадання до будь-якого інтервалу від y_1 до y_2 визначається інтегруванням функції розподілу в цьому інтервалі (інтеграл похибок).

Значення інтегралу для різних значень y табульовані.

Загально прийнято, що за найбільш ймовірне значення вимірюваної величини потрібно приймати значення \bar{k} . Надійність отриманого результату визначається довірчим інтервалом Δk і величиною довірчої ймовірності, тобто ймовірності попадання до вибраного довірчого інтервалу. Отже результат вимірів подається у вигляді: $\bar{k} \pm \Delta k$.

Як вибрати довірчий інтервал Δk ? Виходять з того, що мірою флуктуацій вимірюваної випадкової величини служить дисперсія, яка вказує, наскільки широко розкидані значення випадкової величини відносно середнього значення \bar{k} $(k - \bar{k})^2$.

Найчастіше величину Δk пов'язують з дисперсією наступним чином $\Delta k = \sigma = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{k}}$.

Квадратний корінь з дисперсії, тобто величина σ , називається середньоквадратичним чи стандартним відхиленням (іноді – стандартна похибка). Інтегрування функції Гаусса (2) в границях однієї σ , дає $\int_{-\sigma}^{+\sigma} \varphi(k)dk = 0.682$, а в границях 2σ дає $\int_{-2\sigma}^{+2\sigma} \varphi(k)dk = 0.954$.

Це значить, якщо ми проведемо досить велике число вимірів величини k , то 68.2% результатів будуть знаходитися в границях $\bar{k} \pm \sqrt{\bar{k}}$ (чи $\bar{k} \pm \sigma$), і 95.4% – в границях $\bar{k} \pm 2\sqrt{\bar{k}}$.

Якщо вибрати довірчий інтервал так, щоб було рівноймовірно попасти чи не попасти в нього, тобто $\int_{k_1}^{k_2} \varphi(k) dk = 0.5$ (50) то похибка називається ймовірнісною.

Легко знайти зв'язок останньої зі стандартною похибкою:

$$\Delta k_{\bar{k}} = 0.6745 \cdot \sigma.$$

Якщо відомо, що випадкова величина підлягає закону Пуассона (чи Гауса) можна оцінити середньоквадратичну похибку результату одиничного виміру. При цьому вважають, що $k \approx \bar{k}$ і $\Delta k \approx \sqrt{\bar{k}}$. Якщо величина k вимірювалася N разів з однаковою точністю, то значення \bar{k} одержують з точністю до $1/\sqrt{N}$, тобто: $\bar{k} \pm \frac{\sqrt{\bar{k}}}{\sqrt{N}}$

Аналогічно, якщо результат записується у вигляді інтенсивності $n = k/t$ (де t – час одного виміру) отримуємо: $n \pm \sqrt{\frac{\bar{k}}{Nt}}$.

Відносна похибка вимірів записується як $\frac{\Delta k}{\bar{k}} = \frac{\sqrt{\bar{k}}}{\bar{k}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{k}}}$.

Наприклад, якщо задається точність до 5%, то $1/\sqrt{\bar{k}} = 0.05$, звідки знаходимо, що повинно бути не менше 400 вимірювань величини k (N).

Зауважимо, що якщо маємо дві незалежні випадкові величини x і y за гаусовськими законами розподілу, то їх сума $z = x + y$ також розподілена за законом Гауса, причому

$$\bar{z} = \bar{x} + \bar{y} \text{ і } D_z = D_x + D_y.$$

У загальному випадку, якщо $z = \sum c_i x_i$, $c_i = const$, маємо:

$$\bar{z} = \sum c_i \bar{x}_i, D_z = \sum c_i^2 D_{x_i}.$$

Вказані співвідношення корисні, наприклад, при визначенні вимірюваної величини і їх похибок при наявності фону.а

При визначенні співвідношення двох інтенсивностей похибка мінімальна при умові $\frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}}$, якщо $t_1 + t_2 = const$.

Таким чином, мала інтенсивність повинна вимірюватися на протязі більшого часу.

Загальні умови справедливості розподілу Пуассона:

1. Випадкова величина може приймати лише цілі додатні значення.
2. Якщо довжина інтервалу $t \rightarrow 0$, то ймовірність P_1 також наближається до нуля, як нескінченно мала першого порядку, а ймовірності

P_2, P_3 і т.д. наближаються до нуля, як нескінченно малі більш високого порядку.

3. Події, які відносяться до інтервалів, що не перекриваються є статистично незалежні.

Зауважимо, що не завжди застосовують закон Пуассона при вивченні радіоактивних розпадів. Дійсно, розіб'ємо t на два послідовних t_1 і t_2 . Якщо на протязі t відбудеться багато розпадів, то до початку t_2 залишиться менше ядер, які не розпалися, а це приводить до зменшення числа розпадів на протязі t_2 (тут не виконується умова 3). В цьому випадку розподіл описується так званим біноміальним законом, який переходить у пуассонівський при $\frac{t}{\tau} = \lambda t \ll 1$.

Хід роботи

Підготувати до роботи установку (вивчити інструкцію до приладу)

2. Зробити перевірку закону Пуассона. Для цього обрати час одного виміру так, щоб $nt = k = 4 \div 8$, і зробити 100 вимірів. Побудувати, використовуючи ці виміри, функцію розподілу $P_k = f(k)$, де k – число імпульсів в одному окремому вимірі, P_k — число вимірів, в яких було одержано k імпульсів, нормоване на повне число всіх вимірів. Порівняти цю криву з теоретичною кривою для даного $nt = \bar{k}$. Для цього теоретичну криву розрахувати по формулі (1) та побудувати на тому ж графіку.

3. Зробити перевірку закону Гауса. Для цього обрати час одного виміру так, щоб $k = 40 \div 50$, і зробити 50 вимірів. Оскільки кількість вимірів недостатня для побудови графіка розподілу Гауса, результати вимірів занести в другий стовпчик таблиці та обробити їх, як це вказано в таблиці та в наступних пунктах.

Результати вимірів

Таблиця 1

N	k	$y = k - \bar{k}$	$(k - \bar{k})^2$
	\bar{k}	$ y $	$\overline{(k - \bar{k})^2}$

4. З результатів останніх вимірів визначити величину \bar{k} та її середньоквадратичну похибку $\sigma_{теор.} = \sqrt{\frac{\bar{k}}{N}}$. Порівняти останню з

$$\sigma_{експ.} = \sqrt{\frac{\sum (k_i - \bar{k})^2}{N(N-1)}}.$$

5. Знайти процент випадків, коли відхилення від середнього значення $|y| = |k - \bar{k}|$ не перебільшує:

а) стандартної похибки окремого виміру $\sigma = \sqrt{\bar{k}}$;

б) ймовірнісної похибки $0.67456 \cdot \sigma$. Порівняти з теорією. Пояснити причини розбіжностей.

6. Перевірити співвідношення між $|\bar{y}|$ і величиною

$$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{k}.$$

Часто п.4 використовують для перевірки апаратури. Якщо $\sigma_{\text{експ.}}^2 > \sigma_{\text{теор.}}^2$, то існують додаткові флуктуації внесені апаратурою (зміна лічби лічильника від зміни напруги в електросітці, витікання конденсатора при його несправності, замикання в електромережі в сусідній лабораторії, зміна фону та ін.). Добре співпадання вказаних величин свідчить про правильне проведення роботи.

7. Детектором ядерного випромінювання зареєструвати кількість імпульсів від радіоактивного препарату. Зробити 5 вимірів по 3 хвилини кожний.

а) визначити абсолютну та відносну статистичні похибки отриманого результату;

б) підрахувати інтенсивність випромінювання та її похибку;

в) записати остаточні результати вимірювання з зазначенням їх статистичних похибок.

8. На спектрометрі γ -квантів зареєструвати амплітудний розподіл імпульсів від γ -квантів радіоактивного препарату ^{137}Cs . Отриманий пік добре описується розподілом Гауса. Знайти параметри цього розподілу, та порівняти теоретичні розрахунки з експериментальною кривою.

Контрольні запитання

1. Загальні умови застосування закону Пуассона.
2. Зв'язок закону Пуассона з законом Гауса.
3. Що називають дисперсією, як вона визначається?
4. Що називають абсолютною похибкою, як вона визначається?
5. Що називають відносною похибкою, як вона визначається?
6. Що називають середньоквадратичною похибкою, як вона визначається?
7. Що називають ймовірнісною похибкою, як вона визначається?

Laboratory work №1

LAWS OF FLUCTUATIONS DURING REGISTRATION OF NUCLEAR RADIATION

Purpose: To learn the basic features of measurements during registration of nuclear particles, learn basic methods of errors measurements calculation.

Theory

The peculiarity of measurement results of physical quantities in nuclear physics (dosimetry) is their statistical nature. This work is devoted to acquaintance with methods of such measurements.

The result of measurement of a physical quantity differs from actual value, due to the presence of errors in measuring. In experimental physics errors usually are divided into systematic and random. Systematic errors are always controlled, they have one sign of deviation to greater or smaller side from the real value, and they can be easily included to the final results in the form of amendments. Random errors of measurement result are caused by different influences, which are beyond the control and therefore are statistical in nature. In macrophysics the measured quantity (mass, length, speed, etc.) has some definite value, while measurements experience fluctuations due to imperfections in measuring devices, uncontrolled external conditions. Errors of measurement results of course are distributed by continuous Gaussian probability law. Probability theory mathematically substantiates a postulate of an arithmetic mean, showing that this value is the most probable meaning of the exact value.

The indicators of measurement accuracy are dispersion, absolute, relative, mean-square and probable errors.

In contrast to the macrocosm in the microcosm fluctuations of a measured value associated not only with external influences on the measurement result, but also with the very essence of the phenomenon and they can not be made arbitrarily small (measured value itself undergoes fluctuations).

The phenomena of microcosm are essentially statistical. Therefore, the role of the statistical approach here is much more important than in macrophysics. Statistic is needed not only for processing the results, but also for studying the process and nature of the investigated phenomena.

Statistical methods of the analysis of measured value allow you to specify it's the most plausible value and the interval in which with specified probability is the true measured value.

In the field of nuclear physics experimenters often deal with statistical Poisson distribution (when describing discrete distribution of values) and Gaussian distribution (continuous distribution).

Poisson distribution is described by the formula:

$$P_k = \frac{(\bar{k})^k}{k!} e^{-\bar{k}}, \quad (1)$$

where $\bar{k} = nt$ – the average number of impulses, assessed during time of providing certain measurement, n – intensity or number of impulses per unit of time, t – time of one measurement, k – number of impulses accrued during one measurement (it may be different in different measurements), P_k – probability of impulses during one measurement.

Thus, the formula can calculate (predict) probability of occurrence value in this measurement, if we know \bar{k} . Obviously, the Poisson distribution is characterized by only one parameter, which can take a different positive values, when k – only integer (discrete) positive values.

In fact, if we provide N measurements of the k , we obtain a number of values: k_1, k_2, \dots, k_N . At the same time probability of occurrence this or that value will be determined by formula (1) in which \bar{k} can be approximately calculated by the formula $\bar{k} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i$. The obtained value \bar{k} is the most probable value of the measured value.

For the Poisson distribution a dispersion is equal to the average number of assessed particles $D = \bar{k}$, and mean square error of one measurement is equal to $\sqrt{k_i}$ (more precisely – $\sqrt{\bar{k}}$).

At small values $\bar{k} \leq 1$ the probability of P_k decreases monotonically with increasing k (Fig.1) if $\bar{k} > 1$, P_k first increases to P_{\max} at $k \approx \bar{k}$, after that monotonically decreases. As k increasing, the maximum becomes relatively sharper, and the schedule – more symmetrical relative to $k = \bar{k}$. At large \bar{k} occurs almost complete symmetry (and vice versa – at small values there is a sharp asymmetry).

Gaussian distribution (normal) obtained as a limited transition from the Poisson distribution (distribution of discrete value at $\bar{k} \gg 1$) to the continuous distribution of the measured value. Replacing $k!$ in formula (1) by its approximate expression valid for large k , we obtain continuous function of Gaussian distribution:

$$\varphi(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2\bar{k}}} \quad (2)$$

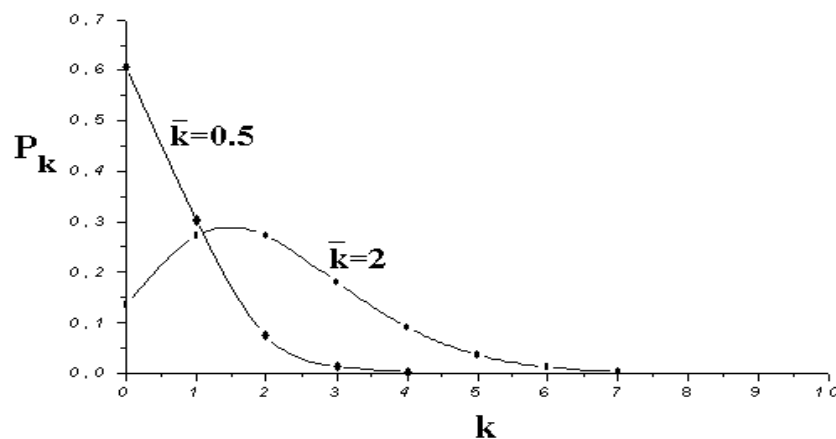


Fig.1. *Poisson distribution for cases $\bar{k}=0.5$ and $\bar{k}=2$.*

In this formula k – continuous random value, $\varphi(k)$ – density probability. In this case, instead of probability of existence this or that number of counts (Poisson distribution) is used another value – $\varphi(k)dk$, probability that the number of counts lies in “infinitely small” interval from k to $k+dk$. Distribution is normalized, that is $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(k)dk = 1$. Either for Poisson distribution or Gaussian distribution dispersion $D = \bar{k}$. As the function is symmetric, the deviation from the average value $y = \Delta k = k - \bar{k}$ is the same left and right (along the axis k). The probability of getting in any interval from y_1 to y_2 is determined by integration of the distribution function in this interval (integral of errors).

The value of the integral for different values y is tabulated.

It is generally accepted that for the most probable value of the measured quantity should be taken the value \bar{k} . Reliability of the result is determined by the confidence interval Δk and value of confidential probability, which is the likelihood to hit the chosen confidence interval. So the result of measurements provided in the form: $\bar{k} \pm \Delta k$.

How to choose a confidence interval Δk ? Comes from the fact that dispersion is a measure of the fluctuations of the measured random variable, indicating how widely are scattered values of the random variable, relative to the average value \bar{k} $(k - \bar{k})^2$.

Often the value Δk is associated with dispersion in following way – $\Delta k = \sigma = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{k}}$.

The square root of dispersion (value σ) is a mean–square (standard) deviation (sometimes – standard error). Integration of Gauss function (2) within the boundaries of one σ gives $\int_{-\sigma}^{+\sigma} \varphi(k)dk = 0.682$, and within the boundaries of 2σ it

gives $\int_{-2\sigma}^{+2\sigma} \varphi(k)dk = 0.954$.

This means that if we provide quite a large number of measurements k , then 68.2% of the results will be within the boundaries of $\bar{k} \pm \sqrt{\bar{k}}$ (or $\bar{k} \pm \sigma$), and 95.4% – within the boundaries of $\bar{k} \pm 2\sqrt{\bar{k}}$.

If you select a confidence interval so that it could be equally probable to get or not to get in it ($\int_{k_1}^{k_2} \varphi(k)dk = 0.5$) (50) then an error is called the probability.

It is easy to find the relationship of last with a standard error: $\Delta k_{\bar{H}} = 0.6745 \cdot \sigma$.

If you know that random variable subject to the Poisson law (or Gaussian law) you can estimate mean square error of a single measurement result.

At the same time consider that $k \approx \bar{k}$ i $\Delta k \approx \sqrt{\bar{k}}$. If the value of k was measured N times with the same accuracy then the value of \bar{k} is obtained with accuracy up to $1/\sqrt{N}$, that is: $\bar{k} \pm \frac{\sqrt{\bar{k}}}{\sqrt{N}}$

Similarly, if the result is written as intensity $n = k/t$ (where t – time of one measurement) we obtain: $n \pm \sqrt{\frac{\bar{k}}{Nt}}$.

The relative error of measurements is written as $\frac{\Delta k}{k} = \frac{\sqrt{\bar{k}}}{\bar{k}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{k}}}$.

For example, if precision is set up to 5%, then $1/\sqrt{\bar{k}} = 0.05$, where we find that must be at least 400 measurements of value k (N).

Note that if you have two independent random variables x and y according to Gaussian law of distribution, then their sum $z = x + y$ is also distributed according to the Gaussian law, moreover $\bar{z} = \bar{x} + \bar{y}$ i $D_z = D_x + D_y$.

In general if $z = \sum c_i x_i$, $c_i = const$, we get:

$$\bar{z} = \sum c_i \bar{x}_i, D_z = \sum c_i^2 D_{x_i}.$$

These ratios are useful, for example, when determining measured value and its errors at presence of background. When determining ratio of two intensities error is minimal in case $\frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}}$, if $t_1 + t_2 = const$.

Thus, low intensity should be measured during longer time.

General conditions of Poisson distribution:

1. The random variable can take only complete positive values.
2. If the length of the interval $t \rightarrow 0$, the probability P_1 also tends to zero as infinitely small of the first order, and the probabilities P_2, P_3 tend to zero infinitely small of the higher order.
3. Events that belong to the intervals that do not overlap are statistically independent.

Note that Poisson law is not always used in the study of radioactive decays. Indeed, lets divide t into two consecutive t_1 i t_2 . If during t a lot of decays will occur, then before the beginning of t_2 there will be fewer nuclei which not decayed, and this leads to a decrease in the number of decays during the t_2 (is not performed condition 3). In this case the distribution is described by the so-called binomial law, which goes into Poisson law at $\frac{t}{\tau} = \lambda t \ll 1$.

Procedure

1. Prepare the installation to work (learn the device manual).

2. Make verification of Poisson law. To do this, choose a time of one measurement so that $nt = k = 4 \div 8$, and make 100 measurements. Using these measurements build a distribution function $P_k = f(k)$, where k – the number of impulses in one particular measurement, P_k – number of measurements in which were received k of impulses, normalized to the total number of measurements. Compare this curve with the theoretical curve for the $nt = \bar{k}$. For this calculate the theoretical curve by the formula (1) and build on the same graph.

3. Make verification of Gaussian law. To do this, choose a time of one measurement so that $k = 40 \div 50$, and make 50 measurements. As the number of measurements is insufficient for the building graph of Gaussian distribution, measurement results record in the second column of the table and process them as described in the table and in the following paragraphs.

The results of measurements

Table 1

N	k	$y = k - \bar{k}$	$(k - \bar{k})^2$
	\bar{k}	$ y $	$(k - \bar{k})^2$

4. From the results of recent measurements determine the \bar{k} and its mean

square error $\sigma_{meop.} = \sqrt{\frac{\bar{k}}{N}}$. Compare last with $\sigma_{ekcn.} = \sqrt{\frac{\sum(k_i - \bar{k})^2}{N(N-1)}}$.

5. Find the percentage of cases when deviation from the average $|y| = |k - \bar{k}|$ does not exceed:

a) Standard error of a single measurement $\sigma = \sqrt{\bar{k}}$;

b) Probabilistic error $0.67456 \cdot \sigma$. Compare with the theory. Explain the reasons for the discrepancies.

6. Check the ratio between $|y|$ and $\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\bar{k}}$.

Often p.4 is used to test equipment. If $\sigma_{ekcn.}^2 > \sigma_{meop.}^2$, then there are additional fluctuations submitted by equipment (change counter counting from change in power supply network, leakage of capacitor in its malfunction, circuit in the electrical system of the next lab change of the background, etc.). Good match of these values indicates the proper conduct of the work.

7. With help of nuclear radiation detector register the number of impulses from radioactive drug. Make 5 measurements of 3 minutes each.

a) determine the absolute and relative statistical error of the result;

b) calculate the intensity of radiation and its error;

c) add the final results of measurement indicating their statistical errors.

8. On γ -quanta spectrometer register impulses amplitude distribution from γ -quanta of radioactive drug ^{137}Cs . The resulting peak is well described by the

Gaussian distribution law. Search parameters of this distribution and compare theoretical calculations with the experimental curve.

Questionnaire

1. General conditions of Poisson law application.
2. Relationship between Poisson law and Gaussian law.
3. What is called the dispersion, how is it determined?
4. What is called the absolute error, how is it determined?
5. What is called the relative error, how is it determined?
6. What is called the mean square error, how is it determined?
7. What is called the probabilistic error, how is it determined?

Лабораторна робота №2

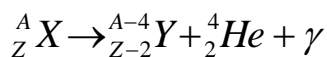
ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ АЛЬФА-ЧАСТИНОК ЗА ВЕЛИЧИНОЮ ЇХ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ В ПОВІТРІ

Мета: ознайомитись з установкою для вимірювання пробігу α -частинок в повітрі, побудувати криву поглинання α -частинок та визначити їх енергію. Встановити закономірності зв'язку величини пробігу α -частинок в речовині з її енергією.

Теоретичні відомості

Альфа-випромінювання – це потік ядер гелію, що випромінюється речовиною при радіоактивному розпаді ядер. Енергія альфа-частинок знаходиться в межах 4–10 МеВ, швидкість наближається до 20000 км / с. Маючи велику масу і значну енергію, вони її витрачають в основному на непружне розсіювання на атомних речовин. Таким чином, альфа-частинки мають велику іонізуючу здатність. Повна іонізація, створювана альфа-частинками на всьому шляху пробігу в середовищі, становить приблизно 120–150 тисяч пар іонів.

При альфа розпаді материнське ядро перетворюється в дочірнє. Виникає новий ізотоп, що розташований на дві клітини ближче до початку періодичної таблиці Д.І. Менделєєва і має масове число на 4 одиниці менше материнського. При цьому закон радіоактивного перетворення (закон збереження заряду і масового числа), який дістав назву правила зміщення для α -розпаду має вигляд:



де ${}^A_Z X$ – материнське ядро; ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ – дочірнє ядро; ${}^4_2 He$ – α -частинка, γ – гамма квант. Закон радіоактивного розпаду виражається формулою: $N=N_0 e^{-\lambda t}$, де λ – стала розпаду.

Процес α -розпаду має дві особливості, які були відкриті експериментально. Перша полягає в тому, що між пробігом α -частинки в повітрі (R) і сталою радіоактивного розпаду λ є проста залежність, емпірично встановлена Гейгером і Неттолом ще у 1911 році і відома під назвою закону Гейгера–Неттола:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (1)$$

де A і B – сталі величини, причому стала B є однаковою для всіх радіоактивних елементів; A – є сталою лише в межах певного радіоактивного ряду. При нормальних умовах пробіг α -частинки в повітрі становить кілька сантиметрів. В речовині він значно менший.

Із закону Гейгера–Неттола випливає, що чим менш стабільні ядра (більше λ), тим більша енергія α -частинок (більший пробіг R). Тому, найбільш небезпечними є радіоактивні ізотопи, які швидко розпадаються.

Наступною особливістю α -розпаду є те, що енергія α -частинок у момент вилітання із ядра менша висоти кулонівського потенціального бар'єру, що створюється навколо ядра, і змінюється в межах 4–9 МеВ.

Проникнення α -частинок (при виході із ядра) крізь потенціальний бар'єр при енергіях значно нижчих його висоти відбувається за рахунок *тунельного ефекту*. Імовірність такого проникнення визначається прозорістю D потенціального бар'єру. При цьому стала радіоактивного розпаду λ , визначає імовірність розпаду і дорівнює добутку “прозорості” бар'єра на число зіткнень n α -частинки з внутрішніми стінками бар'єра в ядрі, тобто

$$\lambda = D n,$$

$$D \sim \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m_\alpha(V-E_\alpha)}\cdot r\right],$$

де m_α – маса α -частинки, E_α – енергія α -частинки, r – ширина потенціального бар'єру для даного значення енергії E_α α -частинки, V – висота потенціального бар'єра.

Енергію α -частинок зручно визначати по їх пробігу в речовині. Проходячи через речовину, α -частинки втрачають енергію, іонізуючи і збуджуючи зустрічні атоми. Для розрахунку питомих іонізаційних втрат важких заряджених частинок при енергіях $E \ll (Mc)^2/m_e$ де c – швидкість світла у вакуумі, m_e – маса спокою електрона, E – кінетична енергія частинки використовують формулу Бетте:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = -\frac{4\pi z^2}{\beta^2} n_e Z r_0^2 m_e c^2 \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right], \quad (2)$$

де $m_e c^2 = 511$ кеВ – енергія спокою електрона; $\beta = \frac{v}{c}$; v – швидкість частинки;

Z – заряд налітаючої частинки в цілих одиницях елементарних зарядів (порядковий номер хімічного елемента частинки); \bar{I} – середній іонізаційний потенціал атомів речовини, через яку проходить частинка: $\bar{I} = 13,5 \cdot Z$ еВ;

$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см – класичний радіус електрона. Величину $\frac{dE}{dx}$

називають гальмівною здатністю речовини.

Розрахунок питомих іонізаційних втрат за формулою (2) можливий, якщо швидкості часинок не дуже малі. Це пов'язано з тим, що при малих швидкостях може мати місце захоплення електронів зарядженими частинками.

Залежність dE/dx від шляху, пройденого частинкою в речовині, називається кривою Брегга. Дві такі криві для руху α -часток ^{210}Po ($E_\alpha = 5,3$ МеВ) і ^{214}Po ($E_\alpha = 7,7$ МеВ) в повітрі показані на рис. 1. Як видно з рисунка, криві Брегга мають наприкінці пробігу характерний підйом, названий піком Брегга.

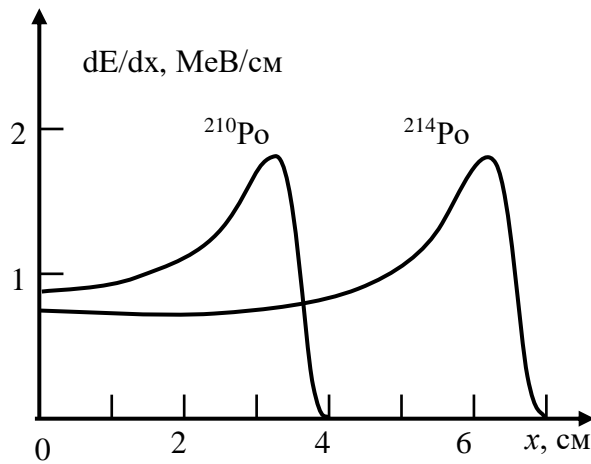


Рис. 1. Криві Брегга для α -частинок, які випромінюються ^{210}Po і ^{214}Po

Втрати енергії dE/dx залежать від шляху пройденого частинкою в речовині. Чим більший шлях пройшла частинка, тим меншою стає її швидкість і, відповідно тим більші питомі втрати енергії.

Залежність густини потоку частинок (інтенсивність потоку I), тобто частинок, які проходять через одиницю площі за одиницю часу, від пройденної відстані x від поверхні речовини для початкового моноенергетичного (з однаковою енергією) паралельного пучка α -частинок показано на рис.(2)

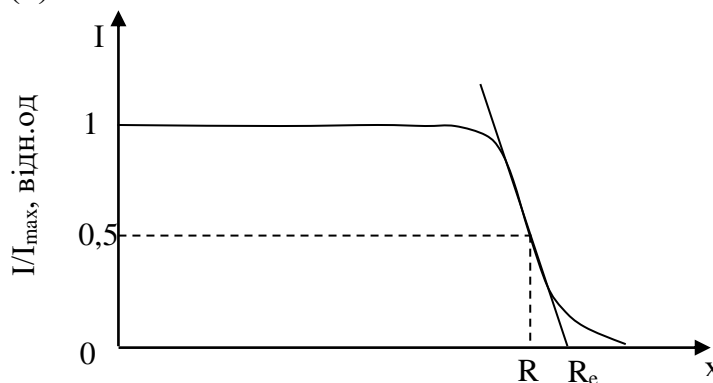


Рис.2. Залежність інтенсивності потоку моноенергетичного пучка α -частинок від шляху пройденого ним в речовині.

R – пробіг частинок, який визначається відстанню на якій інтенсивність пучка частинок спадає до половини початкової інтенсивності; R_e – екстрапольований пробіг, який визначається як відстань, на якій пряма яка апроксимує середню ділянку спаду кривої інтенсивності перетинає вісь x . I_{\max} – інтенсивність на вході в речовину ($x=0$); I – інтенсивність на глибині x від поверхні речовини.

Встановлено ряд емпіричних співвідношень між пробігом α -частинок (см) в повітрі і їх енергією E_α (MeV). Так для розрахунку E_α по пробігу в повітрі застосовують формулу Гейгера (при $t=15^\circ\text{C}$ і тиску 760 мм.рт.ст. – нормальні умови):

$$R_e \approx 0,31E_\alpha^{3/2} \quad (3)$$

а для будь-якої речовини з атомною масою A формулу Брега:

$$R_e = 10^4 \sqrt{AE_\alpha^3} / \rho,$$

де R_e – екстрапольований пробіг, см; ρ – густина речовини, г/см³; E_α – енергія альфа-частинки, МеВ.

Хід роботи

1. Включити установку ФПК–03, дати прогрітись 5 хв.
2. Встановити час вимірювання, вказаний викладачем.
3. Виміряти фон.
4. Встановити джерело α -випромінювання.
5. Зняти показники залежності інтенсивності потоку α -частинок від відстані до джерела випромінювання.
6. Завершити вимірювання при досягненні значень фону.
7. Побудувати графік залежності інтенсивності потоку α -частинок від відстані до джерела випромінювання.
8. Визначити енергію α -частинок, за формулою (3) які утворюються при розпаді ядер препарату.
9. Дати відповіді на контрольні запитання.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте основні закономірності α -розпаду.
2. Що називають питомими іонізаційними втратами?
3. Як визначається екстрапольований пробіг важких заряджених частинок?
4. Сформулюйте закон Гейгера–Неттола.
5. Що називають α -випромінюванням?
6. Яка залежність між пробігом α -частинок та їх енергією.
7. Енергія якої частинки на рис.1. є більшою? Чому?
8. Запишіть правило зміщення для α -розпаду.
9. Що називають прозорістю потенціального бар'єру?
10. Як визначається прозорість потенціального бар'єру?

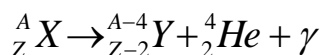
Laboratory work №2

DETERMINATION OF ENERGY FOR ALPHA PARTICLES BY THEIR FREE PATH IN AIR

Purpose: to study the installation for measuring of α -particles path length in air, to build absorption curve of α -particles and determine their energy. Establish relationship between α -particles path length in matter and its energy.

Theory

Alpha radiation – is helium nuclei stream that is emitted by the matter during radioactive decay of nuclei. The energy of alpha particles is in the range of 4–10 MeV, speed close to 20,000 km / s. With its large mass and significant energy, they spend it mainly on the inelastic scattering on nuclear matters. Thus, alpha particles have a high ionization potential. The complete ionization, created by α -particles on their whole way of path length in the medium, is approximately 120–150 thousand pairs of ions. In alpha decay maternal nucleus becomes a daughter nucleus. A new isotope appears, which is located the two cells closer to the beginning of the D. Mendeleev Periodic Table and has a mass number, which is 4 units smaller than maternal. Thus the law of radioactive transformation (the law of conservation of charge and mass number), which was named the rule of displacement for α -decay has the form:



Where ${}^A_Z X$ – maternal nucleus; ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ – daughter nucleus; ${}^4_2 He$ – α -particle, γ – gamma quantum. Law of radioactive decay is expressed by the formula: $N=N_0e^{-\lambda t}$, where λ – decay constant.

α -decay process has two features, which were discovered experimentally. The first is that between α -particle path length in the air (R) and radioactive decay constant (λ) is a simple dependency, empirically established by Geiger and Nuttall still in 1911 and is known as the Geiger–Nuttall rule:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (1)$$

where A and B – the given constants, and the constant B is the same for all radioactive elements; A – is constant only within a certain radioactive range. Under normal conditions path length of α -particle in the air is a few centimeters. In other substance it is much less.

From the Geiger–Nuttall rule follows, that the less stable nuclei are (greater λ), the higher is energy of α -particles (higher path length of R). Therefore, most dangerous are the radioactive isotopes, which decay rapidly.

Another feature of α -decay is that energy of α -particles at the moment of departing from the nucleus is lower from height of Coulomb potential barrier, which is created around the nucleus, and varies in the range of 4–9 MeV. Penetration of α -particles (when leaving the nucleus) through the potential barrier at energies significantly lower its height occurs due to the *tunneling effect*. The probability of such penetration is defined by the transparency of D of potential barrier. In this case radioactive decay constant (λ), defines the probability of decay

and is equal to the product of barrier "Transparency" on the number of collisions n , α -particles with internal barrier walls in the nucleus, namely:

$$\lambda = D n,$$

$$D \sim \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_\alpha (V - E_\alpha)} \cdot r \right],$$

where m_α – α -particle mass, E_α – α -particle energy, r – width of the potential barrier for the given α -particle energy, V – the height of the potential barrier.

α -particle energy is convenient to be determined by their path length in matter. Passing through the matter, α –particles lose energy, ionizing and exciting counter atoms. To calculate the specific ionization losses of heavy charged particles at energies $E \ll (Mc)^2 / m_e$ where c – the speed of light in vacuum, m_e – the rest mass of the electron, E – kinetic energy of the particle, Bethe formula is used:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = -\frac{4\pi z^2}{\beta^2} n_e Z r_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (2)$$

where $m_e c^2 = 511$ keV – the rest mass energy of the electron; $\beta = \frac{v}{c}$; v – particle speed; Z – charge of the incident particle in integral number of elementary charges (serial number of the chemical element of particle); \bar{I} – average ionization potential of the atoms of matter, through which the particle passes: $\bar{I} = 13,5 \cdot Z$ eB; $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,818 \cdot 10^{-13}$ cm – classical electron radius. The quantity $\frac{dE}{dx}$ is called the stopping power of a matter.

Calculation of specific ionization losses by formula (2) is possible if the particles speed is not too small. This is due to the fact that at low speeds electron capture by charged particles can occur. Dependence of dE/dx on the path, passed by particle in matter, is called Bragg curve. Two such curves for α -particle motion ^{210}Po ($E_\alpha = 5,3\text{MeB}$) and ^{214}Po ($E_\alpha = 7,7\text{MeB}$) in the air are shown in Fig. 1. As can be seen from the figure, Bragg curves at the end of run have typical rise, which is called the Bragg peak.

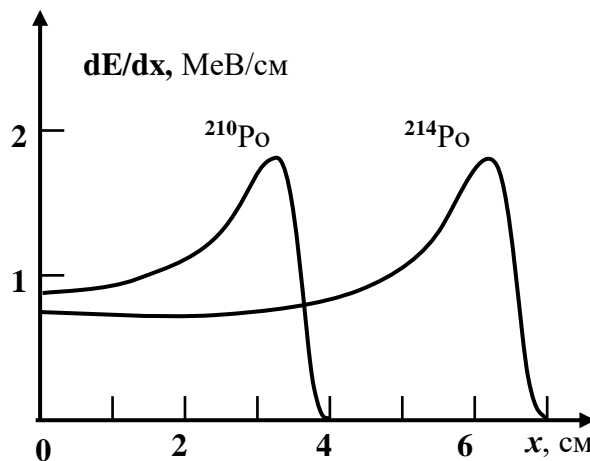


Fig. 1. Bragg curves for α -particles which are radiated by ^{210}Po and ^{214}Po

Energy loss dE/dx depends on the path length which has been traveled by particle in the matter. The bigger distance has been passed, the less is its speed and therefore the greater is the specific energy loss consumption.

The dependence of the particles flux density (the intensity flux I), it means the particles that are passing through a unit area per a unit time, from the traveled distance x from the surface of the matter for the initial monochromatic (with the same energy) parallel beam of α -particles is shown on Fig. (2)

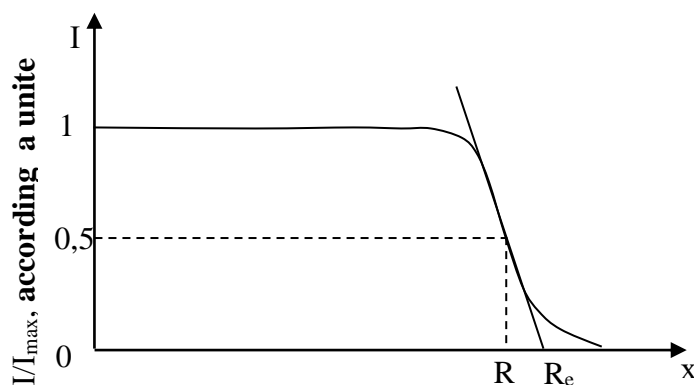


Fig. 2. The dependence of intensity flux of the monochromatic beam of α -particles from its traveled course in the matter.

R – the particles path length that is determined by the distance on which the particle beam intensity decreases to a half of the initial intensity; R_e – the extrapolated path length that is defined as the distance on which the direct line that approximates the average area of intensity curve recession crosses the x -axis. I_{\max} – the intensity while the entrance into the matter ($x = 0$); I – the intensity on a depth x from the surface of the matter.

There are a number of empirical relationships between the path length of the α -particles (cm) in the air and their energy (MeV). So to calculate E_α on the path length in the air we use the Geiger formula (when the $t=15^\circ\text{C}$ and the pressure is 760 mm Hg those are normal conditions):

$$R_e \approx 0,31E_\alpha^{3/2}$$

and for any matter with atomic mass A we use Bragg formula:

$$R_e = 10^4 \sqrt{AE_\alpha^3} / \rho,$$

where R_e – extrapolated path length, cm; ρ – density of the matter, g / cm³; E_α – α -particle energy, MeV.

Procedure

1. Turn on the installation FPC-03, heat it for 5 minutes.
2. Set the measurement time, said by the teacher.
3. Measure the background.
4. Set the source of α -rays.

5. Write down the indicators of the dependence of α -particles flow intensity on the distance to the radiation source.
6. Complete the measurement when it reaches the background values.
7. Construct a graph of the dependence of α -particles flow intensity on the distance to the radiation source.
8. Determine the energy of α -particles by formula (3) which is formed during the nuclei decay of a sample.
9. Answer the test questions.

Questionnaire

1. Specify the basic laws of α -decay.
2. What is called – the specific ionization losses?
3. How to determine the extrapolated path length of heavy charged particles?
4. Specify the Geiger – Nuttall rule.
5. What is called – the α -radiation?
6. What is the dependence between the α -particles path length and their energy?
7. The energy of which particle is bigger on Picture 1.? Why?
8. Write down the rule of displacement for α - decay.
9. What is called the transparency of the potential barrier?
10. How to determine the transparency of the potential barrier?

Лабораторна робота №3

Визначення максимальної енергії β -спектру за товщиною шару половинного поглинання

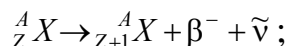
Мета: Встановлення закону поглинання β -променів в речовині і визначення максимальної енергії β -спектру ізотопу ^{60}Co

Теоретичні відомості

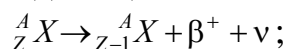
Бета-розпад – це самовільний процес, в якому нестабільне ядро $^A_Z X$ перетворюється на ядро-ізобар (з однаковою кількістю нуклонів – масовим числом і різним порядковим номером в таблиці Менделєєва) $^A_{Z+1} X$ або $^A_{Z-1} X$. Кінцевим результатом цього процесу є перетворення в ядрі нейтрона в протон або протона в нейтрон. Можна сказати, що β -розпад є не внутрішньоядерним, а внутрішньонуклонним процесом. При ньому відбуваються більш глибокі зміни речовини, ніж при α -розпаді.

Розрізняють три види β -розпаду, яким відповідають правила зміщення:

а) електронний β^- -розпад, в якому ядро випускає електрон, а тому зарядове число Z збільшується на одиницю:

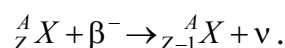


б) позитронний β^+ -розпад, в якому ядро випускає позитрон і його зарядове число Z зменшується на одиницю:



де ν і $\tilde{\nu}$ – нейтрино і антинейтрино.

в) електронне захоплення (e -захоплення), в якому ядро поглинає один з електронів електронної оболонки атома, а тому зарядове число зменшується на одиницю:



Зазвичай найчастіше електрон поглинається з K -електронної оболонки атома, оскільки ця оболонка знаходиться найближче до ядра. В цьому випадку e -захоплення називають K -захопленням. Електрони можуть поглинатися також з L - або M -оболонок і т.д., але ці процеси значно менш ймовірні.

Радіоактивні атоми одного і того ж сорту випромінюють електрони різних енергій, починаючи від нуля до деякого граничного значення, яке називається верхньою границею β -спектру. Для великої кількості однакових ядер в результаті статистичного усереднення виникає певний розподіл електронів (позитронів) по енергіях. В кожному конкретному випадку енергія, яка виділяється при β розпаді розподіляється між електроном та нейтрино. В тому випадку, коли електрон випускається з енергією E_{max} , яка відповідає верхній границі β -спектру ($E_{\Gamma\beta}$), на долю нейтрино припадає нульова кінетична енергія. Чим менша енергія випущеного електрона, тим більша кінетична енергія народженого нейтрино. Сума цих енергій при

кожному індивідуальному акті β -розпаду дорівнює E_{max} (згідно закону збереження енергії).

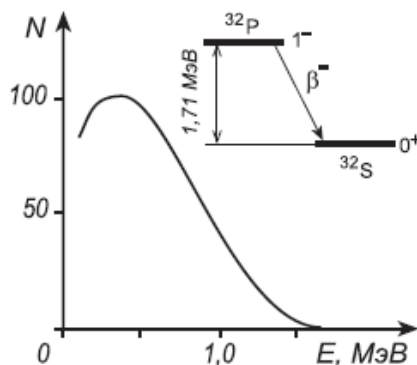


Рис. 1. Бета-спектр і схема розпаду ^{32}P .

Типовий бета-спектр показаний на рис. 1. Бета-розпад ^{32}P відбувається на основний стан дочірнього ядра ^{32}S і не супроводжується випромінюванням γ -квантів. У багатьох випадках бета-розпад відбувається на збуджені стани дочірнього ядра-продукту. У цих випадках бета-випромінювання супроводжується випромінюванням γ -квантів. При цьому збуджене ядро може також передавати енергію електронам атомних оболонок, збуджуючи їх. Це явище називається ефектом внутрішньої конверсії і супроводжується випромінюванням атомних електронів.

Розрізняють три типи взаємодії електронів із атомами речовини: пружне розсіювання, непружне розсіювання, радіаційне гальмування. При пружному розсіюванні електрон після зіткнення з атомом змінює напрям руху, але сумарна кінетична енергія електрона і атома не змінюється відбувається лише деякий її перерозподіл. В результаті непружної взаємодії, за рахунок кінетичної енергії електрона, відбувається збудження, або іонізація атома.

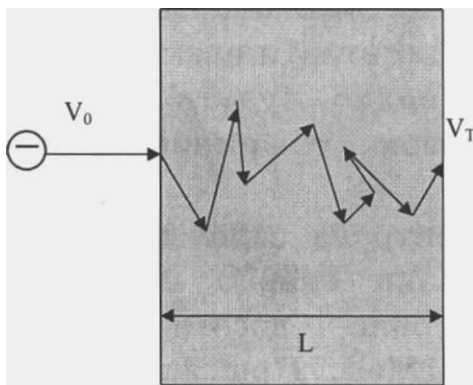
Втрати енергії електрона на іонізацію і збудження атомів речовини, в якій електрон рухається, називається іонізаційними втратами. Іонізаційні втрати, які зазнає бомбардуючий електрон на одиницю довжини своєї траєкторії пропорційні числу електронів n в одиниці об'єму речовини. Чим більше n , тим з більшою кількістю електронів на своєму шляху буде взаємодіяти швидкий електрон. Тому можна вважати, що траєкторія руху електрона в речовині залежить від густини речовини. Іонізаційні втрати електрона на шляху d , який він проходить в речовині, очевидно, будуть пропорційні ρd – часто цей добуток називають масовою товщиною шару речовини, який проходить електрон (ρ – густина речовини).

Під радіаційним гальмуванням розуміють взаємодію швидких електронів з кулонівським полем атомних ядер, внаслідок якої відбувається гальмування руху електронів (сповільнення їх швидкості) і випромінювання електромагнітних хвиль (згідно електродинаміки, всякий прискорений рух заряджених частинок з додатнім або від'ємним прискоренням завжди

супроводжується електромагнітним випромінюванням). Втрати енергії електрона на випромінювання (як правило, в рентгенівській області) дістали назву радіаційних втрат. Радіаційні втрати ростуть пропорційно енергії електрона і квадрату порядкового номера атома середовища, в якому рухається електрон. Енергія електрона, при якій іонізаційні втрати стають рівними радіаційним втратам, дістала назву критичної енергії.

Якщо енергія електрона нижче критичної, то втрати енергії, в основному, носять іонізаційний характер. При енергіях вище критичної на перше місце виходять радіаційні втрати енергії електрона.

Іонізаційні і радіаційні втрати енергії визначають пробіг електрона в речовині. Під довжиною пробігу (L) розуміють таку товщину шару речовини (по прямій, яка співпадає з початком входу електрона в речовину), проходячи через яку електрон зменшує свою швидкість до теплової швидкості. Довжина пробігу електрона суттєво відрізняється від дійсного шляху пройденого електроном, так як при кожному зіткненні електрон змінює напрям руху і рухається по ламаній лінії.



Коли швидкий електрон зменшить свою швидкість до теплової V_T , то він нічим не буде відрізнятися від електронів речовини і може бути захоплений одним із атомів речовини. В даному випадку говорять, що електрон поглинається речовиною. Поглинання швидких електронів речовиною досить точно описується

експоненціальним законом:

$$N_d = N_0 e^{-kd} = N_0 e^{-(k/\rho)\rho d} \quad (1)$$

де N_0 – початкова інтенсивність пучка бета-частинок, N_d – інтенсивність пучка після проходження шару речовини товщиною d , k – лінійний коефіцієнт поглинання.

Параметр k/ρ називають масовим коефіцієнтом поглинання. Лінійний коефіцієнт k для різних речовин має своє значення, масовий коефіцієнт поглинання для одного і того самого бета-випромінювання приблизно має однакове значення в різних речовинах. Це пояснюється тим, що для однакової масової товщини ρd в різних речовинах іонізаційні втрати практично однакові. Дуже часто поглинання бета-променів характеризується не коефіцієнтом поглинання, а товщиною шару половинного поглинання d_0 , тобто такого шару, пройшовши який інтенсивність бета-частинок зменшується вдвоє. Прийнято шар половинного поглинання визначати в масовій товщині:

$$\Delta = \rho d_0, \quad d_0 = \Delta/\rho \quad (2)$$

В більшості випадків Δ вимірюється в одиницях $\text{мг}/\text{см}^2$.

Зв'язок шару половинного поглинання з масовим коефіцієнтом k/ρ , як слідує з формул (1) і (2) виражається слідуючим рівнянням:

$$N_0/2 = N_0 e^{-k\Delta/\rho} \text{ або } 2 = e^{k\Delta/\rho} \quad (3)$$

Прологарифмувавши вираз (3) отримаємо: $\ln 2 = \frac{k}{\rho} \Delta$. Звідси

$$\frac{k}{\rho} = \frac{\ln 2}{\Delta} \quad (4)$$

Враховувавши формулу (4), рівняння (1) можна переписати у вигляді:

$$N_d = N_0 e^{\ln 2 (-\rho d / \Delta)} = N_0 \cdot 2^{-\rho d / \Delta} \quad (5)$$

Масова товщина речовини на шляху від препарату до робочого об'єму лічильника визначається формулою:

$$\rho d = (\rho d)_{нов} + (\rho d)_e + (\rho d)_{погл}, \quad (6)$$

де $(\rho d)_{нов}$ — масова товщина шару повітря між джерелом та лічильником; $(\rho d)_e$ — масова товщина вікна лічильника, $(\rho d)_{погл}$ — масова товщина поглиначу (в даній роботі поглиначем є алюміній). Сумування масових товщин за формулою (6) допустимо лише для легких та середніх елементів. У формулі (6) значення масових товщин на різних шляхах можна визначити з формули (5), знаючи Δ на цих шляхах.

Товщина шару половинного поглинання бета-випромінювання в речовині залежить від максимальної енергії бета-спектра. Зв'язок шару половинного поглинання Δ (мг/см²) з максимальною енергією бета-спектра E (МеВ) виражається наближеними емпіричними рівняннями:

$$\text{при } 0,15 \text{ MeV} < E_{max} < 0,7 \text{ MeV} \quad \Delta \text{ (мг/см}^2\text{)} = 55 \cdot (E_{max})^{1,66}, \quad (7a)$$

$$\text{при } 0,7 \text{ MeV} < E_{max} < 2,5 \text{ MeV} \quad \Delta \text{ (мг/см}^2\text{)} = 53 \cdot (E_{max})^{1,47}. \quad (7b)$$

Прологарифмувавши вираз (5), отримаємо: $\lg N_d = \lg N_0 - \rho d / \Delta \cdot \lg 2$ (8).

Використовуючи (8) товщину шару половинного поглинання можна визначити з рівняння:

$$\Delta = \frac{\rho d \cdot \lg 2}{(\lg N_0 - \lg N_d)}, \quad \Delta \approx \frac{0,3 \rho d}{\lg \frac{N_0}{N_d}}$$

Знаючи Δ , по формулах (7a) і (7b) можна визначити максимальну енергію бета-спектра.

В лабораторній роботі пропонується визначити максимальну енергію бета-спектра радіоактивного ізоотпу ⁶⁰Со методом вимірювання товщини шару половинного поглинання бета-променів.

Хід роботи

1. Ознайомитись з будовою і принципом роботи радіометра. Підготувати радіометр до вимірювання.

2. Візьміть у керівника заняття радіоактивний препарат і помістіть його на відстані 3–5 см від лічильника радіометра.

3. В роботі використовується препарат ізоотпу ⁶⁰₂₇Со. Цей ізоотп, крім бета-променів, випромінює гамма-промені. Для того, щоб можна було врахувати похибку, зв'язану з гамма-променями і природним фоном, між

препаратом і лічильником розмістіть фільтр, який повністю поглинає бета–випромінювання. Зніміть покази радіометра N_d (вони відповідають фону, обумовленого гамма–випромінюванням і природному фону).

4. Замість фільтра між препаратом і лічильником розміщайте послідовно пластини алюмінію, знімаючи покази радіометра. (Перший дослід відповідає випадку, коли між препаратом і лічильником відсутні алюмінієві листки). Для визначення інтенсивності бета–променів необхідно від показів радіометра відняти фон, зв'язаний з гамма–випромінюванням і природним фоном:

5. Результати записати у таблицю 1.

Таблиця 1

К–ть алюмінієвих листків	ρd мг/см ²	Покази радіометра від препарату з фоном	Покази радіометра від препарату без фону	N_d

6. Побудувати криву поглинання бета–променів в напівлогарифмічному масштабі. По осі абсцис в лінійному масштабі відкладають загальну товщину пластинок в одиницях масової товщини (мг/см²), по осі ординат – $\lg N_d$.

7. Визначити товщину шару половинного поглинання для декількох випадків, які відрізняються між собою кількістю листків.

$$\Delta = \lg 2 \frac{\rho d_2 - \rho d_1}{\lg N_{d1} - \lg N_{d2}} \approx 0,3 \frac{\rho d_2 - \rho d_1}{\lg N_{d1} - \lg N_{d2}}$$

8. Визначити середнє значення Δ .

9. По товщині шару половинного поглинання, користуючись формулами (7а) та (7б), визначити максимальну енергію бета–спектра. Перевірити отримані результати з даними таблиці 2.

Таблиця 2

Залежність шару половинного поглинання бета–частинок від максимальної енергії бета–спектру

Δ , мг/см ²	$E_{\beta\max}$, МеВ	Δ , мг/см ²	$E_{\beta\max}$, МеВ	Δ , мг/см ²	$E_{\beta\max}$, МеВ
0,1	0,01	6,3	0,28	159	2,3
0,3	0,02	7,0	0,30	168	2,4
0,5	0,03	9,0	0,35	173	2,5
0,7	0,04	11,7	0,40	180	2,6
0,8	0,05	14,6	0,45	190	2,7
1,0	0,06	17,5	0,50	195	2,8
1,3	0,07	24	0,6	200	2,9
1,5	0,08	30	0,7	210	3,0
1,6	0,09	37	0,8	218	3,1
1,8	0,10	45	0,9	223	3,2

2,0	0,11
2,2	0,12
2,3	0,13
2,5	0,14
2,6	0,15
2,8	0,16
3,0	0,17
3,3	0,18
3,6	0,19
3,9	0,20
4,5	0,22
5,0	0,24
5,6	0,26

53	1,0
62	1,1
70	1,2
78	1,3
87	1,4
97	1,5
107	1,6
117	1,7
121	1,8
130	1,9
140	2,0
147	2,1
150	2,2

230	3,3
238	3,4
244	3,5
250	3,6
260	3,7
265	3,8
270	3,9
280	4,0
290	4,2
305	4,4
320	4,6
335	4,8
350	5,0

Контрольні запитання

1. Які особливості спектра енергії бета-частинок? Як пояснити його походження?
2. Що називають максимальною енергією бета-спектра?
3. Запишіть правила зміщення для бета-випромінювання.
4. Які втрати називаються іонізаційними?
5. Які втрати називаються радіаційними?
6. Що називають електронами конверсії?
7. Що таке критична енергія електронів?
8. Виведіть формулу для обчислення товщини шару половинного поглинання.
9. Що називають довжиною пробігу електрона в речовині?
10. Де в науці, техніці, медицині використовується гамма- і бета-радіація?

Laboratory work №3
DETERMINATION OF THE MAXIMUM ENERGY OF B–
SPECTRUM BY THICKNESS OF HALF–ABSORPTION LAYER

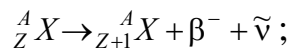
Purpose: Establishment of rule of β –rays absorption in matter and determination of the maximum energy of β –spectrum of ^{60}Co isotope.

Theory

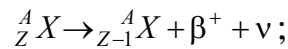
Beta decay – a spontaneous process, in which an unstable nucleus ${}^A_Z X$ turns into an isobaric nucleus (with the same number of nucleons – mass number and different serial number in the Mendeleev table) ${}^A_{Z+1} X$ or ${}^A_{Z-1} X$. The end result of this process is the transformation of a neutron into a proton in the nucleus or vice versa. We can say that β –decay is not inter–nucleus but inter–nucleon process. During it more profound changes of matter occur than during the α –decay.

There are three types of β –decay, to which the rules of displacement are equal:

a) electron β^- – decay, in which the nucleus emits an electron, so the charge number Z increases by one:

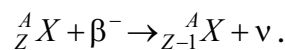


b) positron β^+ – decay, in which the nucleus emits a positron and its charge number Z decreases by one:



where ν and $\tilde{\nu}$ – neutrino and antineutrino.

c) electron capture (e–capture), in which the nucleus absorbs one electron from the electron shell of an atom and therefore the charge number decreases by one:



As a rule in most cases electron is absorbed from K–electron shell of an atom, because this shell is closest to the nucleus. In this case, e–capture is called K–capture. Electrons can also be absorbed from L– or M–shells and so on, but these processes are much less likely.

Radioactive atoms of the same sort radiate electrons of different energies, ranging from zero to a certain limit, which is called upper limit of β –spectrum. For a large number of identical nuclei, as a result of statistical averaging, there is a distribution of electrons (positrons) at energies. In each specific case the energy, which is released during β decay is shared between the electron and the neutrino. In the case where the electron is emitted with E_{max} energy, which is equal to the upper limit of β – range ($E_{\Gamma\beta}$), neutrino has zero kinetic energy. **The smaller energy of the emitted electron, the larger kinetic energy of newborn neutrino is.** The sum of these energies during each individual act of β –decay is E_{max} (according to the law of conservation of energy).

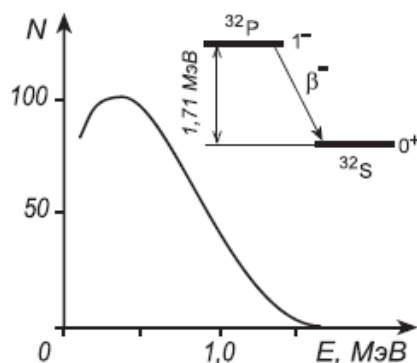


Fig.1 Beta-spectrum and scheme of ^{32}P decay.

A typical beta spectrum is shown in Fig.1. ^{32}P beta-decay occurs as a reaction to the main state of daughter nuclei ^{32}S and is not accompanied by emission of γ - quanta. In many cases, beta decay occurs as a reaction to excited states of daughter nuclei-product. In these cases, beta radiation is accompanied by emission of γ -quanta. Herewith an excited nucleus can also transfer energy to electrons of atomic shells, exciting them. This phenomenon is called the internal conversion effect and is accompanied by emission of atomic electrons.

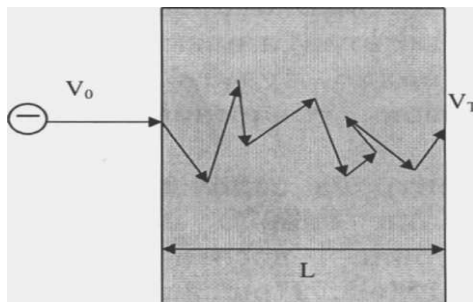
There are three types of interaction of electrons with atoms of matter: elastic scattering, inelastic scattering, radiation braking. During elastic scattering electron after collision with an atom changes its direction of movement, but the total kinetic energy of the electron and atom does not change, happens only its redistribution. As a result of inelastic interaction due to the kinetic energy of the electron, excitation or ionization of the atom happens.

Energy losses of electron on ionization and excitation of matter atoms, in which the electron moves, is called ionization losses. Ionization losses which an incident electron undergoes per unit length of its trajectory are proportional to the number of electrons n in volume unit of a matter. The larger n , with more electrons the fast electron will interact on its way. That's why one can consider that the trajectory of electron motion in the matter on the density of matter. Ionization losses of electron on the path d , which it passes in the matter, obviously will be proportional to ρd — often this product is called mass thickness of the matter, which the electron passes (ρ – density of matter).

Braking radiation is an interaction between fast electrons and coulomb-field of atomic nuclei, as a result of which the inhibition of electron motion takes place (slowing their speed) and radiation of electromagnetic waves (according to electrodynamics, any accelerated motion of charged particles with a positive or negative acceleration is always accompanied by electromagnetic radiation). Energy losses of electron for radiation (usually in the field of X-ray) are called radiation losses. Radiation losses grow proportionally to the electron energy and the square of the atomic number and its medium, in which an electron moves. The electron energy at which the ionization losses are equal to the radiation losses is called the critical energy.

If the electron energy is below the critical, the energy losses as a rule have ionization character. At energies above the critical come first radiation energy losses of the electron.

Ionization and radiation energy losses determine electron path length in the matter. Under the path length (L) people understand such layer thickness of matter (in a straight line which coincides with the beginning of the entrance into the matter of the electron), passing through which the electron reduces its speed to the speed of heat. The electron path length is significantly different from the actual length, passed by the electron, as with each collision the electron changes its direction and moves along the broken line.



When the fast electron reduces its speed to heat speed V_T , electron will not differ from electrons of matter and can be captured by one of the atoms of matter. In this case it is said that the electron is absorbed by matter. The absorption of fast electrons by matter is accurately described by an exponential law:

$$N_d = N_0 e^{-kd} = N_0 e^{-(k/\rho)\rho d} \quad (1)$$

where N_0 – initial beam intensity of beta particles, N_d – the beam intensity after passing the layer of matter by thickness d , k – linear coefficient of absorption.

The parameter k/ρ is called the mass absorption coefficient. Linear coefficient k for different matters has its value, mass absorption coefficient for one and the same beta radiation approximately has the same meaning in different matters. This is because for the same mass thickness ρd in various matters ionization losses are almost the same. Very often the absorption of beta rays is characterized by not absorption coefficient, but by the layer thickness of half-absorption d_0 , so by a layer, having passed through which the intensity of beta particles is reduced by 2 times. Half-absorption layer is determined in the mass thickness:

$$\Delta = \rho d_0, \quad d_0 = \Delta/\rho \quad (2)$$

In most cases Δ is measured in units of mg/cm^2 .

Relation between half-absorption layer and a mass coefficient k/ρ , as follows from formulas (1) and (2) is expressed by following equation:

$$N_0/2 = N_0 e^{-k\Delta/\rho} \quad \text{also} \quad 2 = e^{k\Delta/\rho} \quad (3)$$

Having taken the logarithm from expression (3) we obtain: $\ln 2 = \frac{k}{\rho} \Delta$. So:

$$\frac{k}{\rho} = \frac{\ln 2}{\Delta} \quad (4)$$

Taking into account the formula (4), equation (1) can be rewritten as:

$$N_d = N_0 e^{\ln 2 (-\rho d/\Delta)} = N_0 \cdot 2^{-\rho d/\Delta} \quad (5)$$

Mass thickness of matter on the path from the preparation to the working volume of the counter is determined by the formula:

$$\rho d = (\rho d)_{\text{ног}} + (\rho d)_{\text{г}} + (\rho d)_{\text{нозл}} \quad (6)$$

where $(\rho d)_{\text{ног}}$ – mass thickness of the layer of air between the source and the counter; $(\rho d)_{\text{г}}$ – mass thickness of counter window; $(\rho d)_{\text{нозл}}$ – mass thickness of absorber (in this study the aluminum is absorber). Summation of mass thicknesses by the formula (6) is only allowed for light and medium elements. In the formula (6) values of mass thicknesses at different intervals can be determined from equation (5), knowing Δ on these intervals.

The layer thickness of half-absorption of beta radiation in matter depends on the maximum energy of beta spectrum. Relation between the half-absorption layer Δ (mg / cm²) and the maximum energy of beta spectrum E (MeV) is expressed by approximate empirical equations:

$$\text{at } 0,15 \text{ MeV} < E_{\text{max}} < 0,7 \text{ MeV} \quad \Delta \text{ (mg / cm}^2\text{)} = 55 \cdot (E_{\text{max}})^{1,66}, \quad (7a)$$

$$\text{at } 0,7 \text{ MeV} < E_{\text{max}} < 2,5 \text{ MeV} \quad \Delta \text{ (mg / cm}^2\text{)} = 53 \cdot (E_{\text{max}})^{1,47}. \quad (7b)$$

Having taken the logarithm from expression (5) we obtain:

$$\lg N_d = \lg N_0 - \rho d / \Delta \cdot \lg 2 \quad (8)$$

Using equation (8) the layer thickness of half-absorption can be determined:

$$\Delta = \frac{\rho d \cdot \lg 2}{(\lg N_0 - \lg N_d)}, \quad \Delta \approx \frac{0,3 \rho d}{\lg \frac{N_0}{N_d}}$$

Knowing Δ , by the formulas (7a) and (7b) we can determine the maximum energy of the beta spectrum.

In laboratory work the maximum energy of beta spectrum of radioactive isotope ⁶⁰Co is offered to be determined by measuring the layer thickness of half absorption of beta rays.

Procedure

1. See the structure and operation principle of radiometer. Prepare a radiometer to measure.

2. Ask laboratory assistant about radioactive preparation and place it at a distance of 3–5 cm from the counter of radiometer.

3. The preparation of isotope ⁶⁰Co is used in progress. This isotope in addition to beta rays emits gamma rays. In order to be able to take into account the error linked with gamma rays and nature background, between preparation and counter place the filter, which completely absorbs beta radiation. Check radiometer indications N_d (they correspond to the background, conditioned by gamma radiation and natural background).

4. Instead of the filter between the preparation and the counter consistently place aluminum sheets, writing shows of radiation (The first research conforms to the case, when between the preparation and the counter there are no aluminum sheets). To determine the intensity of beta rays one should subtract the background from the radiometer shows, which is bound to gamma radiation and natural background.

5. Write down the results in table 1.

Table 1

Number of aluminum sheets	$d\rho$ mg / cm ²	Radiometer screens of interaction between preparation and background	Radiometer screens of preparation without background	Nd

6. Build a curve of beta rays absorption in a half logarithmic scale. On the horizontal axis in a linear scale write the total thickness of the sheets in units of mass thickness (mg / cm²), on the vertical axis – lgNd.

7. Determine the layer thickness of half-absorption for several cases which differ from each other with the number of sheets.

$$\Delta = \lg 2 \frac{\rho d_2 - \rho d_1}{\lg N_{d1} - \lg N_{d2}} \approx 0,3 \frac{\rho d_2 - \rho d_1}{\lg N_{d1} - \lg N_{d2}}$$

8. Determine the average value Δ .

9. According to the layer thickness of half-absorption using formulas (7a) and (7b), determine the maximum energy of beta spectrum. Compare the results to Table 2.

Table 2

The dependence of layer of beta particles half-absorption on maximum energy of beta spectrum

Δ , mg/c m ²	$E_{\beta\max}$, MeV	Δ , mg/cm ²	$E_{\beta\max}$, MeV	Δ , mg/cm ²	$E_{\beta\max}$, MeV
0,1	0,01	6,3	0,28	159	2,3
0,3	0,02	7,0	0,30	168	2,4
0,5	0,03	9,0	0,35	173	2,5
0,7	0,04	11,7	0,40	180	2,6
0,8	0,05	14,6	0,45	190	2,7
1,0	0,06	17,5	0,50	195	2,8
1,3	0,07	24	0,6	200	2,9
1,5	0,08	30	0,7	210	3,0
1,6	0,09	37	0,8	218	3,1
1,8	0,10	45	0,9	223	3,2
2,0	0,11	53	1,0	230	3,3
2,2	0,12	62	1,1	238	3,4
2,3	0,13	70	1,2	244	3,5
2,5	0,14	78	1,3	250	3,6
2,6	0,15	87	1,4	260	3,7
2,8	0,16	97	1,5	265	3,8
3,0	0,17	107	1,6	270	3,9
3,3	0,18	117	1,7	280	4,0

3,6	0,19
3,9	0,20
4,5	0,22
5,0	0,24
5,6	0,26

121	1,8
130	1,9
140	2,0
147	2,1
150	2,2

290	4,2
305	4,4
320	4,6
335	4,8
350	5,0

Questionnaire

1. What are the features of energy spectrum of beta particles? How to explain its origin?
2. What is called the maximum energy of the beta spectrum?
3. Write the shift rules of beta radiation.
4. What losses are called the ionization?
5. What losses are called the radiation?
6. What are the conversion electrons?
7. What is the critical energy of the electrons?
8. Write down the formula for calculating the layer thickness of half-absorption.
9. What is the path length of electrons in matter?
10. Where in science, engineering, medicine are used gamma and beta radiation?

Лабораторна робота №4 ВИВЧЕННЯ ПОГЛИНАННЯ γ -ПРОМЕНІВ РАДІОАКТИВНОГО ПРЕПАРАТУ В МЕТАЛАХ

Мета: Встановити закон послаблення інтенсивності γ -променів в металах і обчислити масові коефіцієнти поглинання

Теоретичні відомості

Гамма-випромінюванням називають електромагнітне випромінювання, яке виникає при переході атомних ядер із збуджених у більш низькі енергетичні стани. При випромінюванні γ -квантів числа протонів і нейтронів у ядрі не змінюються. Спектр γ -випромінювання завжди дискретний, тому що дискретними є енергетичні рівні самого ядра. Енергія γ -квантів, які випромінюються ядрами, лежить звичайно у межах $10 \text{ кеВ} \leq h \leq 5 \text{ МеВ}$ ($10^{-8} \text{ см} \leq \lambda \leq 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}$).

Перехід ядра із збудженого стану у нормальний при γ -випромінюванні може бути однократним і каскадним. В останньому випадку ядро послідовно випромінює декілька γ -квантів різних енергій.

Ізольований вільний нуклон випромінювати γ -квант не може, бо інакше було б порушено одночасне виконання законів збереження енергії та імпульсу. Навпаки, у ядрі процес випромінювання відбуватися може, оскільки γ -квант має можливість обмінюватися імпульсом з іншими нуклонами ядра.

Збуджені ядра виникають при β -розпаді у тих випадках, коли розпад материнського ядра в основний стан дочірнього ядра заборонений. У цьому випадку дочірнє ядро може утворитися як у нижньому збудженому, так і у одному з верхніх збуджених станів. Далі відбувається каскадний процес переходів між збудженими станами дочірнього ядра (якщо такі переходи дозволені). При цих переходах і відбувається випромінювання γ -квантів.

Збуджені ядра, здатні випромінювати γ -кванти, можуть також виникати внаслідок α -розпаду, захоплення нейтронів, а також кулонівського збудження ядер при співударах з зарядженими частинками у різних ядерних реакціях.

Збуджене ядро може перейти у основний стан і шляхом безпосередньої передачі енергії одному з електронів атомних оболонок (K -, L -, M -електрону, тощо). Цей процес, який конкурує з випромінюванням γ -квантів, називається **внутрішньою конверсією**. Зрозуміло, що електрони внутрішньої конверсії моноенергетичні, бо $E_e = E - E_{zv}$, де E –енергія електрона конверсії, а E_{zv} – енергія зв'язку цього електрона у атомі.

Внутрішня конверсія супроводжується рентгенівським випромінюванням, а також викидом Оже-електронів. Обидва ці процеси, як відомо, відбуваються при наявності вакансій у глибоких електронних оболонках.

Досліди показують, що при проходженні γ -квантів крізь неактивну речовину інтенсивність потоку зменшується. Для вузького моноенергетичного потоку γ -квантів можна вважати, що зменшення кількості γ -квантів ($-dN$) у потоці, який пройшов через шар речовини товщиною (dx), пропорційно кількості актів взаємодії γ -квантів з електронами та ядрами. У свою чергу, кількість актів взаємодії пропорційна кількості квантів у потоці (N) та товщині шару (dx): $-dN \sim Ndx$, або

$$dN = -\mu N dx \quad (1a)$$

Коефіцієнт пропорційності μ визначається властивостями речовини, в якій розповсюджується потік γ -квантів, і називається лінійним коефіцієнтом ослаблення γ -променів.

На відміну від заряджених частинок (електронів, іонів, тощо), γ -кванти при проходженні крізь речовину досить рідко співударяються з електронами та атомними ядрами, тому що взаємодія γ -квантів з ними обмежена відстанями, довжини яких мають порядок комптонівської довжини хвилі.

Наприклад, для електрона це $\lambda_c = 10^{-11}$ см. Проте, такі співударі, як правило, супроводжуються або різкою зміною напрямку руху γ -квантів, або взагалі їх зникненням. Таким чином, наведені вище міркування вірні у припущенні, що внаслідок одиничного акту взаємодії γ -кванту з електронами чи ядрами такий γ -квант вибуває з вузького паралельного потоку. Рівняння (1a) можна переписати у вигляді:

$$\mu = -\frac{(dN/N)}{dx} \quad (1)$$

Звідси стає зрозумілим фізичний зміст коефіцієнту ослаблення μ : коефіцієнт ослаблення μ визначає **відносну зміну кількості** γ -квантів при проходженні потоком у речовині **одиниці шляху**.

Розмірність $[\mu] = (\text{довжина})^{-1}$. У ядерній фізиці прийнято вимірювати μ у обернених сантиметрах: $[\mu] = (\text{см})^{-1}$.

Очевидно, потік γ -квантів можна характеризувати не тільки кількістю частинок (N), які за одиницю часу перетинають перпендикулярний переріз одиничної площі, а й енергією (I), яку γ -фотони при цьому переносять: $I = N h \nu$. Така величина (I) називається енергетичною інтенсивністю потоку.

Якщо потік γ -променів розповсюджується у плоскопаралельній пластині товщиною (d), яка розташована перпендикулярно до вузького моноенергетичного потоку, то інтегруванням рівняння (1a) маємо:

$$\begin{cases} N = N_0 \exp(-\mu d) \\ I = I_0 \exp(-\mu d) \end{cases} \quad (2)$$

де N_0 (або I_0) – інтенсивність неослабленого потоку γ -випромінювання; N (або I) – інтенсивність потоку γ -променів після проходження пластини товщиною (d).

З рівнянь (2) випливає, що лінійний коефіцієнт ослаблення μ можна обчислити, якщо безпосередньо виміряти N_0 (на шляху γ -променів від

джерела до лічильника немає речовини) та N (на шляху розташована пластина товщиною d).

Крім лінійного коефіцієнта ослаблення μ користуються і **масовим коефіцієнтом ослаблення**

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (3)$$

де ρ – густина речовини. Таким чином, μ_m визначає відносне ослаблення вузького моноенергетичного потоку γ -квантів **одиницею маси**. Його розмірність, як випливає з (3), $[\mu_m] = \text{см}^2 \text{г}^{-1}$. На відміну від μ , величина μ_m від агрегатного стану не залежить.

Атомний коефіцієнт ослаблення μ_a характеризує відносне ослаблення моноенергетичного потоку γ -квантів (з перерізом 1 см), що припадає на **один атом**:

$$\mu_a = \frac{\mu A}{\rho N_a} \quad (4)$$

де N_A – число Авогадро, A – маса одного моля речовини. Як випливає з (4), розмірність $[\mu_a] = \text{см}^2$. За змістом μ_a збігається з **ефективним перерізом атома**. Його можна визначити так: нехай на 1 см перерізу потоку γ -квантів припадає один γ -квант за секунду, а на одиниці площі деякого шару речовини знаходиться лише один атом. Тоді ймовірність взаємодії γ -кванта з атомом у одиницю часу, яка веде до вибування γ -кванта з паралельного потоку, чисельно дорівнює μ_a .

Основними процесами, внаслідок яких γ -кванти вибувають з паралельного потоку при проходженні через речовину, є: **фотоефект, ефект Комптона і народження електрон-позитронних пар**.

Внутрішнім (або атомним) фотоефектом називається такий процес взаємодії атома з γ -квантом, в результаті якого фотон **повністю поглинається**, а атом **викидає електрон** з певною кінетичною енергією. Очевидно, кінетична енергія вилітаючого електрона (фотоелектрона), дорівнює

$$W_k = h\nu - E_i \quad (5)$$

де E_i – енергія іонізації тієї оболонки атома ($i = K, L_1, L_2, L_3, M_1, M_2, \dots$), з якої був вирваний електрон. Розрахунки показують, що залежність коефіцієнта ослаблення μ^Φ , зумовленого фотоефектом, від атомного номера речовини Z та енергії γ -кванту $h\nu$ має вигляд:

$$\mu^\Phi \sim \frac{\rho Z^5}{A(h\nu)^2} \quad (\text{нерелятивістська область } h\nu < m_0c^2) \quad (6a)$$

$$\mu^\Phi \sim \frac{Z^5}{h\nu} \cdot \frac{\rho}{A} \quad (\text{нерелятивістська область } h\nu > m_0c^2) \quad (6b)$$

Якісно з'ясуємо причини такої залежності. Очевидно, в акті взаємодії фотона з атомом повинні виконуватися закони збереження імпульсу та енергії. Одночасність їх виконання вимагає, щоб імпульс поглинутого γ -кванта обов'язково розподілявся між вилітаючим електроном та утвореним

іоном. (Саме з цієї причини фотоефект на вільних електронах принципово неможливий). Чим сильніше електрон зв'язаний з атомом, тим більша імовірність передачі імпульсу утвореному іону, а значить, і більша імовірність самого фотоефекту. Тому μ зростає при збільшенні Z – бо зростає енергія зв'язку ($E_k, E_{L1}, E_{L2}, E_{L3}, E_{M1}, \dots$ тощо); μ^Φ зменшується при збільшенні $h\nu$ – при цьому електрони атома можуть розглядатись відносно більш «вільними».

Ефектом Комптона називається процес взаємодії γ -кванта з **вільним електроном**, в результаті якого **частота фотона зменшується** і він **розсіюється** під певним кутом до початкового напрямку руху. Важливо, що при розгляді такої взаємодії вільними можна вважати і зв'язані електрони, що належать атомам, якщо тільки виконується умова $h\nu \gg E_i$. В елементарній теорії ефекту розглядається пружний співудар між γ -квантом з енергією $E_\Phi = h\nu$, імпульсом $\vec{p} = \frac{h\vec{n}}{\lambda}$ (\vec{n} – орт у напрямку руху фотона) та нерухомим вільним електроном. З законів збереження імпульсу та енергії для такого співудару можна отримати величину зміни довжини хвилі γ -випромінювання:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\Theta) \quad (7)$$

λ, λ' – довжини хвиль до і після розсіювання, Θ – кут розсіювання. Параметр $\lambda_c = h/(mc)$ називається **комptonівською довжиною хвилі**. (Для електрона $\lambda_c = 2,4 \cdot 10^{-10}$ см, для протона $\lambda_c = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см). Строгий теоретичний аналіз явища дозволив встановити залежність коефіцієнта ослаблення γ -променів, зумовленого ефектом Комптона, від енергії фотонів та атомного номера елемента. Як і у випадку фотоефекту, можна виділити дві області енергій, де:

$$\mu^K \sim \frac{\rho Z}{A}(B - h\nu) \quad (\text{нерелятивістська область } h\nu < m_0c^2) \quad (7a)$$

$$\mu^K \sim \frac{\rho Z}{Ah\nu} \quad (\text{релятивістська область } h\nu > m_0c^2) \quad (7b)$$

B – деяка стала.

З формул (7) випливає, що при усіх можливих енергіях γ -квантів збільшення величини $h\nu$ супроводжується зменшенням коефіцієнта ослаблення μ^K . Лінійний зв'язок між μ^K та Z , очевидно, є наслідком того факту, що за умови $h\nu \gg E_i$ зростання порядкового номера елемента Z просто призводить до збільшення кількості електронів, на яких можливе розсіювання γ -квантів.

Утворення електронно-позитронної пари – це процес, в результаті якого γ -квант **зникає**, перетворюючись на **пару частинок – електрон та позитрон**. Цей процес енергетично дозволений, якщо енергія γ -кванта не менша за сумарну енергію спокою електрона і позитрона. Оскільки для електрона і позитрона енергія спокою $E_0 = m_0c^2 = 0.51 \text{ MeV}$, то для утворення пари $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ необхідно, щоб $h\nu \geq 2m_0c^2$. Таким чином, гранична енергія народження пари дорівнює 1.02 MeV . Як і у випадку ефекту Комптона,

необхідність одночасного виконання законів збереження енергії та імпульсу забороняє можливість народження пари без передачі деякого імпульсу сторонньому тілу.

Таким чином, процес утворення електронно–позитронних пар відбувається при взаємодії з атомним ядром чи електронами. Імовірність процесу визначається імовірністю передачі енергії сторонньому тілу, а остання буде тим більшою, чим сильніше поле ядра і чим більше електронів у атомі. Звідси, можна якісно зрозуміти таку залежність коефіцієнта ослаблення μ^{Π} , зумовленого процесом $\gamma \rightarrow e^- + e^+$

$$\mu^{\Pi} \sim \frac{\rho}{A} Z^2 \ln(h\nu) \quad (8)$$

Кожний з розглянутих вище процесів ослаблення γ -променів дає свій незалежний внесок у загальний коефіцієнт ослаблення:

$$\mu = \mu^{\Phi} + \mu^K + \mu^{\Pi} \quad (9)$$

Співвідношення між окремими доданками у рівнянні (9) залежить від порядкового номера елемента–поглинача та енергії γ -квантів.

Залежність кожного з коефіцієнтів та загального коефіцієнта поглинання в свинці від енергії γ -фотонів показано на рис.1.

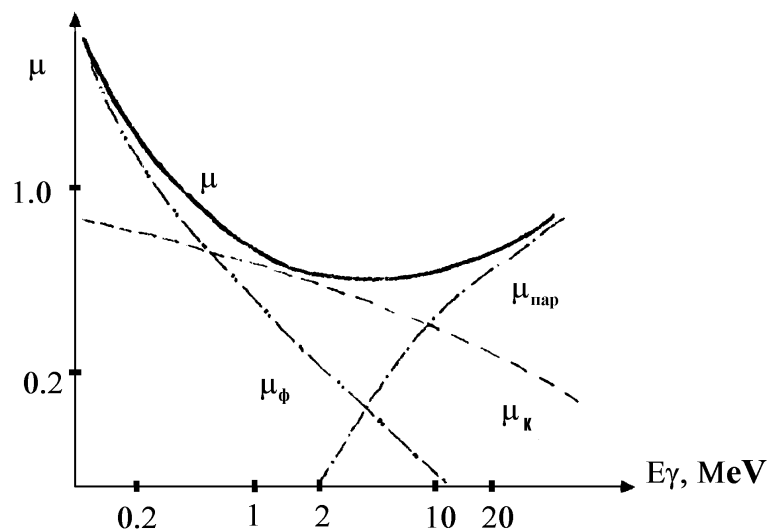


Рис.1. Залежність коефіцієнтів поглинання μ_{ϕ} , μ_k , $\mu_{\text{пар}}$ та μ від енергії γ -випромінювання для свинцю

Для γ -випромінювання вводять поняття „шару напівпоглинання”, тобто товщини поглинача, при якій інтенсивність γ -випромінювання зменшується вдвічі.

Хід роботи

Ознайомитися з лічильною установкою і встановити призначення окремих елементів блок–схеми (рис.2).

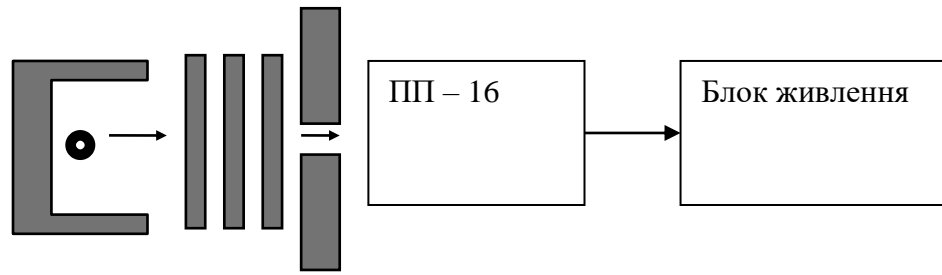


Рис.2. Блок-схема вимірювальної установки

Виміряти штангенциркулем товщини пластинок поглиначя.

Виміряти фон.

Визначити інтенсивність пучка γ -променів без поглиначя.

Зняти залежність інтенсивності I пучка γ -променів від товщини поглиначя.

Зробивши поправку на фон, побудувати залежність $\ln(I/I_0)$ від d . З графіка визначити μ .

За даними для металів пластинок Al, Cu, Pb, які використовувались в роботі, обчислити масові коефіцієнти поглинання.

Користуючись поданою нижче таблицею, визначити енергію γ -фотонів.

Таблиця 1

Масові коефіцієнти послаблення μ/ρ ($\text{см}^2/\text{г}$) вузького пучка

γ -променів

Енергія γ -променів, MeV	Алюміній (2,7 г/см ³)	Мідь (8,9 г/см ³)	Свинець (11,35 г/см ³)
0,1	0,169	0,459	5,46
0,2	0,122	0,157	0,942
0,4	0,0926	0,0937	0,229
0,5	0,0844	0,0834	0,159
0,6	0,0779	0,0761	0,0123
0,8	0,0683	0,0658	0,0875
1,0	0,0613	0,0588	0,0704
1,5	0,0500	0,0479	0,0517
2,0	0,0431	0,0420	0,0454
3,0	0,0355	0,0359	0,0416
4,0	0,0310	0,0332	0,0416
5,0	0,0284	0,0318	0,0424

Контрольні запитання

1. В чому відмінність законів поглинання γ -квантів і заряджених частинок речовиною?

2. Довести, що вільний електрон не може поглинути фотон.
3. Чому ймовірність фотоефекту зростає при збільшенні порядкового номера атома Z і зменшується при збільшенні енергії γ -квантів?
4. За яким законом відбувається послаблення гамма-квантів?
5. Вкажіть механізм послаблення гамма – квантів.
6. Які процеси відбуваються при проходженні гамма-квантів крізь речовину.
7. Вкажіть умови виникнення електрон позитронних пар.

Laboratory work №4

INVESTIGATION OF γ -RAYS RADIATION SOURCE ABSORPTION IN METALS

Purpose: Establish a law of weakening the intensity of γ -rays in metals and compute the mass absorption coefficients

Theory

Gamma radiation is electromagnetic radiation which occurs during the transition of atomic nuclei from the excited into the lower energy states. During γ -radiation the number of protons and neutrons in the nucleus does not change. The spectrum of γ -radiation is always discrete, because energy levels of the nucleus are discrete. The energy of γ -quantum, which are emitted by nuclei, is usually within $10\text{keV} \leq h\nu \leq 5\text{ MeV}$ ($10^{-8}\text{cm} \leq \lambda \leq 2 \cdot 10^{-11}\text{cm}$).

The transition of the nucleus from the excited state into normal at γ -radiation can be unitary and cascading. In the last case, the nucleus emits consistently several γ -quantum with different energies.

An isolated free nucleon cannot radiate γ -quantum otherwise it would be a violation of the simultaneous implementation of energy and impulse conservation laws. On the contrary, the process of radiation can occur in nucleus, as γ -quantum has the ability to exchange impulse with other nucleons of the nucleus.

Excited nuclei appear as a result of β -**decay** in cases, when the decay of parent nucleus into the ground state of daughter nucleus is forbidden. In this case, the daughter nucleus can be formed either in the lower excited or in one of the upper excited states. Then the cascade process of transitions among excited states of daughter nuclei happens (if such transitions are permitted). During these transitions γ -radiation occurs.

Excitation of the nucleus, which are able to emit γ -quantum, can also occur as a result of α -**decay**, **neutron capture**, **coulomb excitation of nuclei** as a result of strikes with charged particles in different nuclear reactions.

An excited nucleus can move into the ground state by direct transfer of energy to one electron from nuclear shells (K-, L-, M-electron, etc.). This process, which competes with radiation of γ -quantum, is called internal conversion. It is clear that electrons of internal conversion are monochromatic, because $E_e = E - E_{bd}$, where E - energy of electron conversion, E_{bd} - bidding energy of this electron in an atom.

Internal conversion is accompanied by X-rays, and by emission of Auger electrons. Both of these processes are known to occur at presence of vacancies in deep electron shells.

Experiments show that when γ -quantum passes through an inactive matter, the flux intensity decreases. It may be considered that for narrow mono energy flux of γ -quantum reducing the number of γ -quantum ($-dN$) in the flux, which has passed through a layer of material with thickness (dx), is proportional to the number of acts interaction of γ -quantum with electrons and nuclei. At the same

time, the number of interaction acts are proportional to the number of quantum in this flux (N) and the thickness of a layer (dx): $dN \sim Ndx$, or

$$dN = -\mu N dx \quad (1a)$$

The coefficient of proportionality μ is determined by the properties of a matter, in which the flux of γ -quantum extends and is called the linear attenuation coefficient of γ -rays.

Unlike charged particles (electrons, ions, etc.), γ -quantum when passing through a matter rarely clash with electrons and atomic nuclei, because the interaction of γ -quantum with them is limited by distances, lengths of which are of the order of Compton wavelength.

For example, for electron $\lambda_c = 10^{-11}$ cm. However, such clashes as a rule are accompanied by an abrupt change of direction of γ -quantum, or even by their disappearance. Thus, the above arguments are faithful in assuming, that as a result of a single act of interaction of γ -quantum with electrons or nuclei, such γ -quantum leaves the narrow parallel flux. Equation (1a) can be rewritten as:

$$\mu = -\frac{(dN/N)}{dx} \quad (1)$$

It becomes clear what the attenuation coefficient μ is:

the attenuation coefficient μ determines *the relative change in the number of γ -quantum when the flux in a matter passes a unit of a distance.*

The dimension of $[\mu] = (\text{length})^{-1}$. In nuclear physics μ is generally measured in inverse centimeters: $[\mu] = (\text{cm})^{-1}$.

Obviously, the flux of γ -quanta can be characterized not only by the number of particles (N), which per unit of time cross the perpendicular section of a single area, but also by energy (I), which γ -photons carry: $I = N h \nu$. This value (I) is called the energy intensity of the flux.

If the flux of γ -rays spread in plane-parallel plate with a thickness (d), which is perpendicular to the narrow mono energy flux, by integration of equation (1a) we will get:

$$\begin{cases} N = N_0 \exp(-\mu d) \\ I = I_0 \exp(-\mu d) \end{cases} \quad (2)$$

where N_0 (or I_0) – intensity of not weakened flux of γ -radiation; N (or I) – flux intensity of γ -rays after passing through a plate with thickness (d).

From equation (2) reflects, that the linear attenuation coefficient μ can be calculated if to measure directly N_0 (on its way of γ -rays from the source to the counter there is no matter) and N (on the way a plate is located with a thickness d).

Except the linear attenuation coefficient μ the *mass attenuation coefficient* is used:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (3)$$

where ρ – density of matter. As follows, μ_m defines the relative weakening of narrow mono energy flux of γ -quantum *by the mass unit*. Its dimension as

follows from equation (3) are $[\mu_m] = \text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$. In contrast to μ , the value μ_m does not depend on the aggregate state.

Atomic attenuation coefficient describes the relative weakening of the monochromatic flux of γ -quantum (with cross section of 1 cm) **per one atom**:

$$\mu_a = \frac{\mu A}{\rho N_A} \quad (4)$$

where N_A – Avogadro's number, A – the mass of one mol of a matter. As it follows from the equation (4), dimension of $[\mu_a] = \text{cm}^2$. According to its meaning μ_a is similar to **effective cross section of the atom**. It can be defined in such a way: let on 1 cm of cross section of γ -quants flux we have 1 quantum per second, and on area unit of some layer of a matter there is only one atom. In this case the probability of interaction between γ -quantum and atom per unit of time, which leads to elimination of γ -quantum from parallel flux, is numerically equal to μ_a .

The main processes, due to which γ -quants are eliminated from the parallel flux when passing through a matter, are: **photoelectric effect, Compton Effect and the birth of electron-positron pairs**.

Internal (or atomic) photoelectric effect is a process of interaction between the atom and the γ -quantum, as a result of which the photon is **completely absorbed**, and an atom **emits an electron** with a kinetic energy. Obviously, the kinetic energy of emitted electron is

$$W_k = h\nu - E_i \quad (5)$$

where E_i – ionization energy of an atom's shell ($i = K, L_1, L_2, L_3, M_1, M_2, \dots$), from which the electron was taken. Calculations indicate that dependence of attenuation coefficient μ , which is caused by the photoelectric effect, on atomic number of a matter Z and energy of γ -quantum $h\nu$ is as follows:

$$\mu^\phi \sim \frac{\rho Z^5}{A(h\nu)^7} \quad (\text{Non-relativistic region } h\nu < m_0c^2) \quad (6a)$$

$$\mu^\phi \sim \frac{Z^5}{h\nu} \cdot \frac{\rho}{A} \quad (\text{Non-relativistic region } h\nu > m_0c^2) \quad (6b)$$

Qualitatively let's find out the reasons for such dependence. Obviously, in the act of interaction between photon and atom must be performed the laws of momentum and energy conservation. Simultaneity of their implementation requires that momentum of absorbed γ -quantum must be distributed between emitted electron and formed ion (For this reason, the photoelectric effect on free electrons is impossible). The stronger electron bound to atom the greater probability of pulse transmission to the formed ion and thus the greater probability of the photoelectric effect. That's why μ increases with Z – because binding energy is increasing ($E_k, E_{L1}, E_{L2}, E_{L3}, E_{M1}, \dots$); μ decreases with increasing of $h\nu$ – in this case the electrons of an atom can be considered relatively "free".

Compton Effect is the process of interaction between γ -quantum and the **free electron**, as a result of which **the photon frequency decreases** and it dissipates at some angle to the initial direction of motion. It is important that when considering

such interaction, bound electrons, belonging to atoms, can be regarded as free, if the condition $h\nu \gg E_i$ is fulfilled. In the elementary theory of effect is considered an elastic collision of γ -quantum and energy $E_\phi=h\nu$, momentum $\vec{p} = \frac{h\vec{n}}{\lambda}$ (\vec{n} and motionless free electron. From laws of momentum and energy conservation one can get the **magnitude of change in** the wavelength of γ -rays.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\Theta) \quad (7)$$

λ, λ' – wavelengths before and after scattering, Θ – angle of scattering. Parameter $\lambda_c=h/(mc)$ is called **Compton wavelength** (For electron $\lambda_c = 2,4 \cdot 10^{-10}$ cm, for proton $\lambda_c=1,3 \cdot 10^{-13}$ cm). Rigorous theoretical analysis of the phenomenon revealed the dependence of attenuation coefficient of γ -rays, caused by the Compton Effect, on photon energy and the atomic number of the element. As in the photoelectric effect, there are two energy regions, where:

$$\mu^K \sim \frac{\rho Z}{A}(B - h\nu) \quad (\text{Non-relativistic region } h\nu < m_0c^2) \quad (7a)$$

$$\mu^K \sim \frac{\rho Z}{Ah\nu} \quad (\text{Non-relativistic region } h\nu > m_0c^2) \quad (7b)$$

B – certain constant.

From the formulas (7) it follows that under all possible energies of γ -rays the increase of value $h\nu$ is accompanied by a decrease of attenuation coefficient μ^K . Obviously, linear relationship between μ^K and Z is a result of the fact, that under condition of $h\nu \gg E_i$ growth of atomic number of element Z leads to increasing the number of electrons, where scattering of γ -quanta is possible.

Creation of electron positron pair – is a process, in which γ -quantum **disappears**, turning into **a pair of particles – electron and positron**. This process is energetically possible, if γ -quantum energy is not less than the total rest energy of the electron and positron. As for the electron and positron rest energy is $E_0=m_0c^2 = 0.51 \text{ MeV}$, so for creation of pair $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ it is necessary that $h\nu \geq 2m_0c^2$. Thus, the maximum energy of new pair creation is equal to 1.02 MeV . As in Compton Effect, the need for simultaneous compliance with laws of momentum and energy conservation prohibits the possibility of pair birth without momentum transfer to other state.

Thus the process creation of electron-positron pairs occurs as a result of interaction with nucleus of an atom or electrons. The probability of the process is determined by the probability of energy transfer to foreign body, and the energy transfer to The probability of the process is determined by the probability of energy transfer to foreign body, will be the greater, the stronger will be field of the nucleus and the more electrons in the atom. From here, we can qualitatively understand this dependence of the attenuation coefficient μ^{II} , caused be the process $\gamma \rightarrow e^- + e^+$

$$\mu^{II} \sim \frac{\rho}{A} Z^2 \ln(h\nu) \quad (8)$$

Each of considered above processes of γ -rays attenuation gives its independent contribution to the overall attenuation coefficient:

$$\mu = \mu^{\phi} + \mu^k + \mu^{\pi} \quad (9)$$

The correlation between single summands in equation (9) depends on the atomic number of the element–absorber and the energy of γ –quantum.

The dependence of each coefficients and overall absorption coefficient in Lead on the energy of γ –photons is shown in Figure 1.

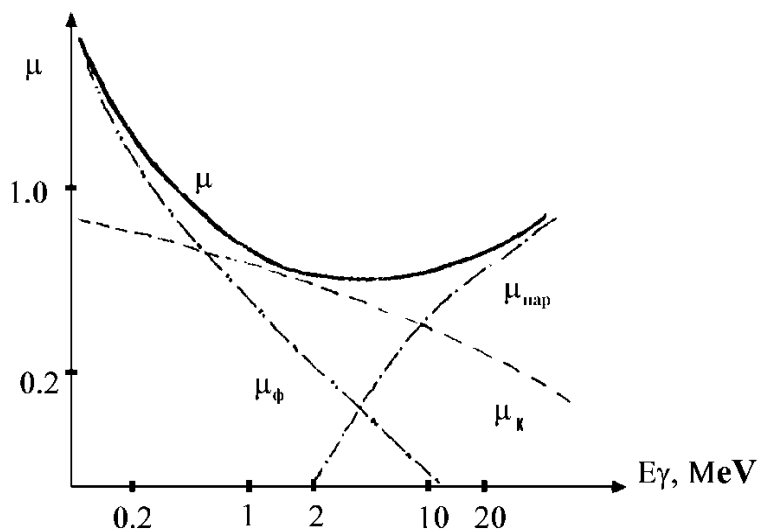


Fig.1. *Dependence of the absorption coefficients μ_{ϕ} , μ_{κ} , μ_{nap} and μ on the energy of γ –radiation for lead*

For γ –radiation is introduced the concept of “half absorption layer”, that is the thickness of the absorber, at which the γ –radiation intensity is reduced by half.

Procedure

1. Study the measuring installation and set the appointment of single elements of block diagram (Fig.2).

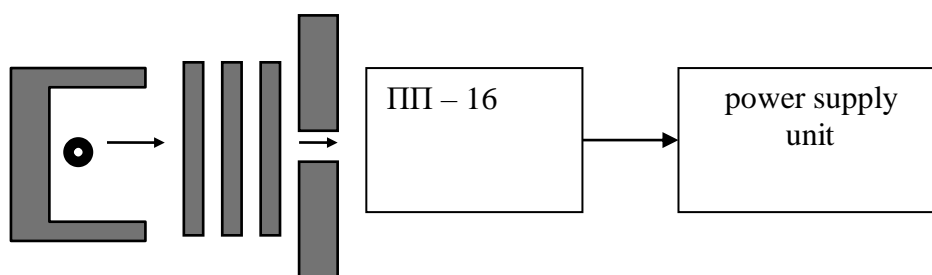


Fig.2. *Block diagram of measuring equipment*

2. Measure thickness of absorber plates by the caliper.
3. Measure the background.
4. Determine the intensity of the γ –rays beam without absorber.
5. Write dependence of the intensity of γ –rays beam on the thickness of absorber.

6. After making the amendment to a background, build dependence of $\ln(I/I_0)$ on d . From the graph define μ .
7. According to the data of metals, calculate the mass absorption coefficients for plates Al, Cu, Pb, which are used in the work.
8. Using the table below, determine the energy of γ -photons.

Table 1

Mass attenuation coefficients μ/ρ (cm^2/g) for narrow beam of γ -rays

γ -rays energy, MeV	Aluminum (2,7 g/cm ³)	Copper (8,9 g/cm ³)	Lead (11,35 g/cm ³)
0,1	0,169	0,459	5,46
0,2	0,122	0,157	0,942
0,4	0,0926	0,0937	0,229
0,5	0,0844	0,0834	0,159
0,6	0,0779	0,0761	0,0123
0,8	0,0683	0,0658	0,0875
1,0	0,0613	0,0588	0,0704
1,5	0,0500	0,0479	0,0517
2,0	0,0431	0,0420	0,0454
3,0	0,0355	0,0359	0,0416
4,0	0,0310	0,0332	0,0416
5,0	0,0284	0,0318	0,0424

Questionnaire

1. What is the difference in absorption laws of γ -quanta and charged particles by a matter?
2. Prove that the free electron can not absorb a photon.
3. Why the probability of the photoelectric effect increases with the atomic number of the atom Z and decreases with increasing of γ -quanta energy?
4. By what law the weakening of gamma-quanta happens?
5. Indicate the weakening mechanism of gamma - quanta.
6. What processes occur during the passage of gamma rays through a matter?
7. Indicate conditions for the creation of electron positron pairs.

Лабораторна робота №5 СЦИНТИЛЯЦІЙНИЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТР

Мета: Визначити спектри випромінювання γ -квантів радіоактивними джерелами. Встановити енергію γ -квантів і природу джерела γ -променів.

Теоретичні відомості

Ядро як квантовомеханічна система нуклонів має дискретний спектр енергетичних станів. Стійким, стабільним станом є стан з мінімумом енергії (основний стан). Збудження ядер виникає при радіоактивних перетвореннях, що мають місце в ядерних реакціях. При енергії збудження ядра, меншій за енергію зв'язку нуклона в ядрі, перехід в основний стан відбувається, як правило, шляхом випромінювання одного або кількох γ -квантів (звичайно, якщо цей процес не заборонений правилами відбору).

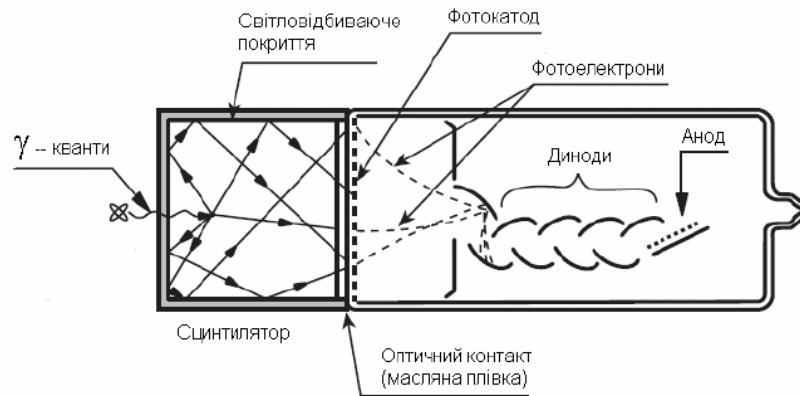
Таким чином, вивчаючи енергетичні спектри γ -випромінювання, відносні та абсолютні інтенсивності γ -ліній в спектрах, а також схеми розпаду, можна одержати цінну інформацію про збуджені стани ядер, їх енергії, імовірності переходів і ін.

На протязі кількох десятиріч, і навіть сьогодні, в епоху інтенсивного розвитку нових методів детектування, одним з найбільш ефективних та найбільш розповсюджених спектрометрів γ -променів є сцинтиляційний γ -спектрометр на основі кристалу NaI(Tl) та фотоелектронного помножувача (ФЕП).

Це пояснюється кількома причинами. Насамперед високою ефективністю реєстрації, яка досягається для γ -квантів з енергією порядку 1 МеВ 20–30% навіть для порівняно невеликих за розміром кристалів сцинтилятора (~ 40 x 40 мм). Енергетична роздільна здатність сучасних сцинтиляційних γ -детекторів (що визначається відносною шириною фотопіку на половині його висоти) становить 8–10% (для кристалів вищезгаданих розмірів).

Крім того, сцинтиляційний γ -детектор простий в експлуатації, не вимагає спеціальних температурних умов та режимів, має високу амплітуду сигналу на виході, яка становить декілька вольт, що дозволяє надійно працювати з стандартними електронними пристроями.

Сцинтиляційний γ -спектрометр складається з монокристалу NaI, активованого талієм (сцинтилятора), і фотопомножувача.



Гамма-квант, потрапляючи в кристал, втрачає свою енергію частково або повністю в основному внаслідок трьох процесів: а) фотоефекту; б) комптонівського розсіювання і в) народження електрон-позитронних пар. У всіх випадках утворені вторинні електрони збуджують та іонізують атоми кристалу, які переходячи в основний стан, випромінюють світлові кванти.

Народження сцинтиляційних фотонів в сцинтиляторі відбувається протягом деякого характерного часу – часу висвітлювання. Для NaI(Tl) цей час становить близько $2.5 \cdot 10^{-7}$ с; сучасні пластикові сцинтилятори мають час висвітлювання $1-2 \cdot 10^{-9}$ с.

Монокристал NaI(Tl) та фотопомножувач захищені непрозорим герметичним кожухом від впливу зовнішнього освітлення та вологості (NaI – кристал гігроскопічний). Між кожухом та кристалом сцинтилятора розташовується світловідбиваюче покриття (як правило оксид магнію) для збільшення кількості фотонів, що досягають фотокатода фотоелектронного помножувача (ФЕП). Для збільшення прозорості вихідного вікна сцинтилятора між сцинтилятором та фотопомножувачем створюють оптичний контакт – тонкий шар рідини (як правило, дуже в'язкого органічного масла) з показником заломлення близьким до показника заломлення скла (тобто матеріалу, з якого зроблено корпус фотопомножувача та вихідне вікно сцинтилятора). При цьому значно зменшується коефіцієнт відбивання фотонів від границі вихідне вікно – масло – ФЕП і збільшується кількість фотонів, що досягає фотокатода.

На фотокатоді 10–20% (залежно від типу фотокатода ФЕПу) фотонів, які досягли фотокатода К, поглинаються з утворенням фотоелектронів. Утворені на катоді фотоелектрони фокусуються діафрагмою і потрапляють на перший динод. Їх енергії достатньо для того, щоб при потраплянні на динод завдяки ефекту вторинної електронної емісії виникло кілька вторинних електронів (зазвичай 3–10 електронів залежно від матеріалу динода та енергії електрона).

Нехай на першому диноді під дією одного фотоелектрона (розігнаного в електричному полі) виникло n вторинних електронів. При цьому вони починають прискорюватись в напрямку динода Д2 завдяки тому, що між динодом Д1 та Д2 існує різниця потенціалів. Досягши другого динода кожен

електрон спричинить виникнення n вторинних електронів. Таким чином після проходження всіх диодів на анод потрапить nm електронів (де m – кількість диодів у фото помножувачі) створюючи відповідний імпульс напруги на виході фото помножувача.

В результаті кожному γ -кванту, який провзаємодіє з кристалом, буде відповідати електричний імпульс на виході фотопомножувача. Тому, природно, що якість енергетичної інформації буде залежати від того, як точно амплітуда цього сигналу пропорційна до енергії γ -кванта. Ця пропорційність буде, очевидно, визначатися двома якісно відмінними причинами:

- залежністю енергії вторинних електронів від енергії γ -квантів,
- “спектроскопічними” характеристиками спектрометра.

До останніх відносяться такі основні фактори, як величина квантового виходу кристалу (кількість квантів світла, які утворюються в кристалі при попаданні γ -кванта) та якість фокусування і збирання світла на фотокатоді, що визначає кількість квантів світла, яка попадає з кристалу у фотопомножувач. Більш детально будову і принцип дії фотопомножувача можна знайти в літературі [5].

Енергія вторинних електронів буде зв'язана з енергією γ -квантів, на жаль, неоднаково, в залежності від характеру взаємодії γ -кванта з речовиною кристалу. В результаті фотоэффекту енергія електрона W буде менша за енергію γ -кванта лише на величину енергії зв'язку електрона в атомі, тобто для реальних енергій $W_{\text{ф}} \approx E_{\gamma}$. Однак навіть у цьому випадку (коли $W = \text{const}$) на виході ФЕП отримуємо деякий розкид ΔA амплітуд імпульсів A (рис.).

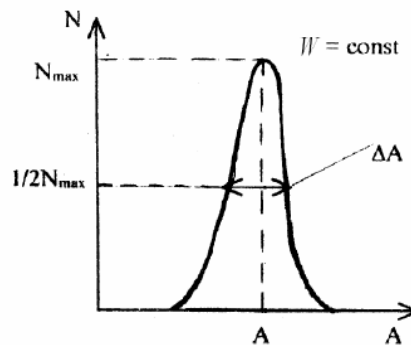


Рис.1 Розподіл амплітуд імпульсів на виході ФЕП при реєстрації моноенергетичних заряджених частинок.

Комптонівське розсіяння γ -квантів на вільних (або квазівільних) електронах забезпечує передачу останнім енергію, яка залежить від кута розсіяння, тобто, якщо цей кут не фіксується, то спектр вторинних електронів має неперервний розподіл (від 0 до $W_{\text{К, max}}$). При цьому імовірність розсіяння γ -квантів назад (на кут близько 180°) дещо більша, ніж на менші кути. В результаті електронний спектр має максимум в районі максимальної енергії комптонівських електронів, що дорівнює:

$$W_{K \max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}},$$

При енергії квантів, яка істотно перевищує енергію спокою електрона ($m_0 c^2$), максимальна енергія дорівнює:

$$W_{K \max} \approx E_\gamma - \frac{m_0 c^2}{2}.$$

Утворення електронно-позитронних пар має пороговий характер з енергією порога, що відповідає подвоєній масі спокою електрона ($E_{\text{пар}} = 1,022 \text{ MeV}$). Позитрон, збуджуючи атоми кристалу, втрачає свою енергію, і при цьому збільшується імовірність його анігіляції з електроном. При анігіляції найчастіше утворюється 2 кванти з енергіями $m_0 c^2$ (0,511 MeV). В залежності від подальшої поведінки цих квантів, в спектрі вторинних електронів спостерігається три лінії:

- а) $W_0 = E_\pi - 2m_0 c^2$ – обидва анігіляційні кванти вилетіли з кристалу,
- б) $W_1 = E_\pi - m_0 c^2$ – один з цих квантів вилетів з кристалу,
- в) $W_2 = E_\pi$ – відбулося поглинання обох анігіляційних квантів.

Звичайно, анігіляційні кванти можуть зазнавати ще й комптонівського розсіяння, і тоді вторинні електрони потрапляють до неперервного розподілу.

Отже, навіть моноенергетичні γ -кванти дають складний спектр вторинних електронів (рис.). На наступному рис наведено характерний спектр, що був отриманий за допомогою сцинтиляційного спектрометра на основі NaI(Tl).

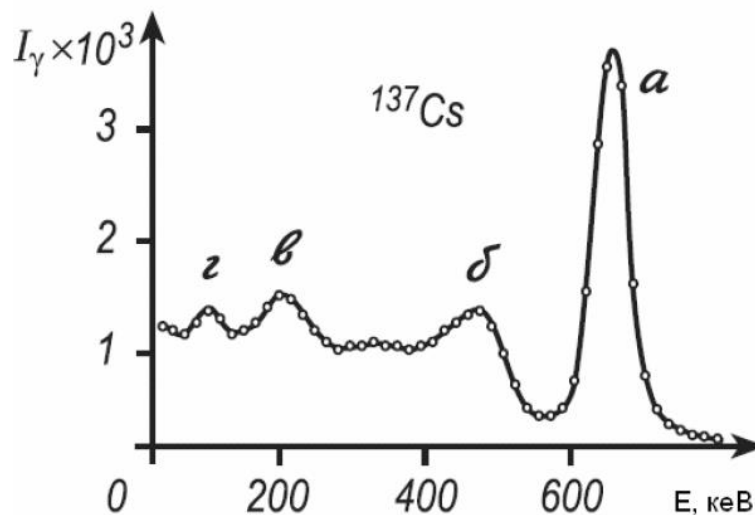


Рис.2 Апаратурний спектр γ -квантів ^{137}Cs , що отриманий за допомогою сцинтиляційного γ -спетрометра: а – фотопік, б – край комптонівського розподілу, в– пік зворотного розсіяння на конструктивних елементах (кожух, вхідне вікно ФЕП та ін.), г – пік від рентгенівського випромінювання барію (33 keV) та свинцевого захисту (оточення детектора).

Положення дещо спрощується при використанні так званих кристалів повного поглинання, тобто кристалів з великою імовірністю поглинання двох

анігіляційних квантів та γ -квантів, що утворились в результаті комптонівського розсіяння. При цьому істотно знижується внесок комптонівського розподілу і збільшується відносна інтенсивність фотопіку, який називається піком повного поглинання.

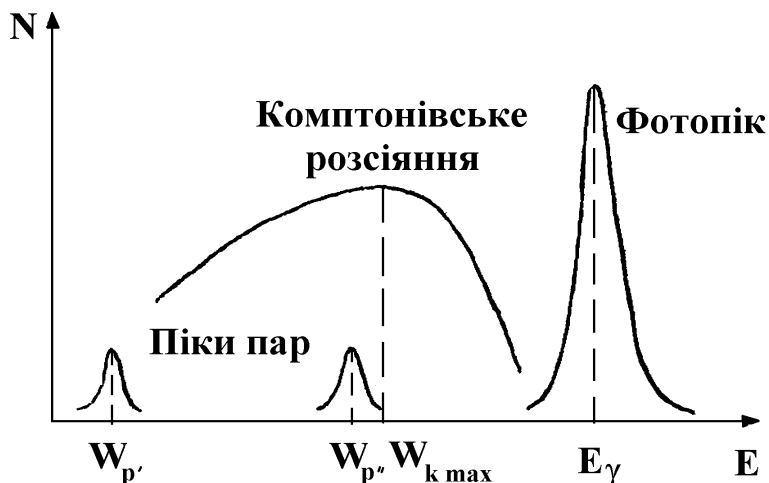


Рис.3 Енергії вторинних електронів при різних видах взаємодії γ -квантів з речовиною

Одержання енергетичних спектрів γ -променів зводиться, як бачимо, до аналізу амплітудного розподілу електричних імпульсів на виході фотопомножувача.

Сцинтиляційний лічильник, прилад для реєстрації ядерних випромінювань і елементарних часток (протонів, нейтронів, електронів, γ -квантів, мезонів і т. д.). Основними елементами такого лічильника є речовина, яка люмінісцирує під дією заряджених часток (сцинтилятор), і фотоелектронний помножувач. Візуальні спостереження світлових спалахів (сцинтиляцій) під дією іонізуючих часток (α -частинок, уламків поділу ядер) були основним методом ядерної фізики на початку 20 ст. Пізніше він був повністю витиснений іонізаційними камерами і пропорційними лічильниками. Його повернення в ядерну фізику сталося у кінці 40-х рр., коли для реєстрації сцинтиляцій були використані багатокаскадні ФЕП з великим коефіцієнтом підсилення, здатні зареєструвати надзвичайно слабкі світлові спалахи.

Хід роботи

- 1 Ознайомитись з установкою ФПК-13.
2. Встановити час і напругу, вказану викладачем.

3. Натисканням клавіші Enter запустити режим вимірювання та індикації зареєстрованих частинок. Вимірювання можна проводити до переповнення будь-якого з 255 каналів приладу

4. За допомогою маркера, який керується клавішами “←”, “→”, провести аналіз фону (джерела).

5. Виміряти спектр ^{60}Co .

6. Побудувати одержаний спектр на міліметровому папері, визначити номери каналів, що відповідають максимумам фотопіків.

7. Знаючи енергії γ -квантів джерела ^{60}Co $E_1=1,17$ МеВ, $E_2=1,33$ МеВ, побудувати градувальну криву γ -спектрометра $E_\gamma(N)$, тобто залежність енергії від номера каналу.

8. Накопичити і роздрукувати спектр γ -випромінювання невідомого джерела, відняти фон.

9. Визначити номери каналів, що відповідають максимумам фотопіків.

10. За допомогою градувальної кривої визначити енергію γ -квантів відповідальних за фотопіки невідомого джерела.

11. За спектром γ -випромінювання ідентифікувати γ -активні ядра.

12. Оцінити енергетичну роздільну здатність γ -спектрометра, тобто ширину фотопіка на половині висоти. Оскільки вона, як правило, змінюється при зміні енергії γ -квантів, роздільну здатність сцинтиляційних спектрометрів прийнято виражати в % від енергії E_γ .

13. Оцінити середню кількість фотонів, що виникають при реєстрації γ -квантів з енергією 1 МеВ.

14. Оцінити ефективність реєстрації γ -квантів 0.66 МеВ, 1.17 МеВ, 1.33 МеВ для кристалу сцинтилятора, що використовувався в даній роботі. Пояснити отримані результати.

Контрольні запитання

1. Що називають сцинтиляціями?
2. Принцип дії сцинтиляційного спектрометра?
3. Принцип дії ФЕП?
4. Які процеси відбуваються при проходженні гамма-випромінювання через речовину?

Література

1. Кабардин О.Ф. Практикум по ядерной физике. – М., 1965. – С.146–156.
2. Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М., 1970. – 215с.
3. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. – Харьков, 1978. – С.41–52, 65–73, 94–114, 150–180.
4. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. – М., 1960. – С.249–256.
5. С.Г.Калашников. Электричество. – М., 1964 – С.394–396.

Laboratory work №5 SCINTILLATION GAMMA SPECTROMETERS

Purpose: Determine the emission spectra of γ -quantum by radioactive sources. Identify energy of γ -quantum and physical properties of γ -rays.

Theory

The nucleus as a quantum-mechanical system of nucleons has a discrete spectrum of energy states. Stable, steady state is a state of minimum energy (ground state). Excitation of nuclei arises at radioactive transformations, occurring in nuclear reactions. When energy of nucleus excitation is lower than binding energy of nucleon in the nucleus, transition to the ground state as a rule occurs by radiation of one or more γ -quantum (Of course, if the process is not prohibited by the rules of selection).

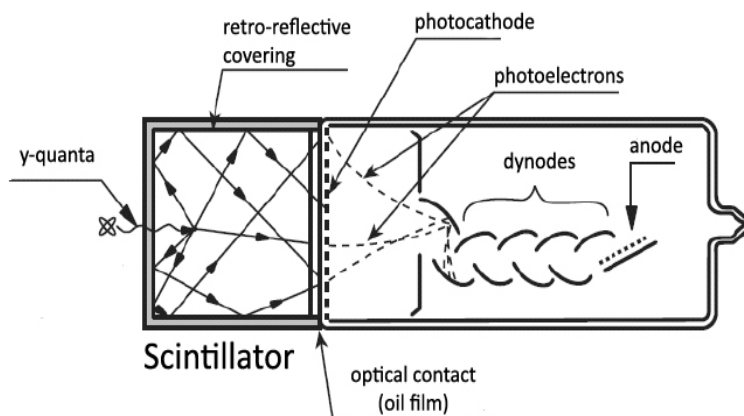
Thus, studying the energy spectra of γ -rays, relative and absolute intensities of γ -lines in spectra as well as decay schemes you can get valuable information about the excited states of nuclei, their energy, the probability of conversions, etc.

For several decades, and even today, in the era of intensive development of new methods of detection, one of the most effective and most widespread γ -ray spectrometers is the scintillation γ -ray spectrometer on the basis of crystal NaI (Tl) and photomultiplier tube (PMT).

There are several reasons. Above all high efficiency of registration, which is achieved for γ -rays with the energy of about 1 MeB 20–30% even for relatively small scintillator crystals ($\sim 40 \times 40$ mm). Resolution of modern scintillation γ -detectors (which is defined by relative width of the photo-peak at half of its height) is 8–10% (for crystals of size which is listed above).

In addition, the scintillation γ -detector is easy to operate, does not require special temperature conditions and modes, it has high amplitude of the output signal which is several volts that allows working with standard electronic devices.

Scintillation γ -ray spectrometer consists of monocrystal NaI, activated by thallium (scintillator) and photomultiplier.



Gamma quantum entering the crystal loses its energy partially or completely mainly as a result of three processes: a) the photoelectric effect; b) Compton scattering; c) birth of electron–positron pairs. In all cases, created secondary electrons ionize and excite atoms of the crystal, which turning to the basic state emit light quantum.

Birth of scintillation photons in the scintillator is occurring during some time – lighting time. For NaI(Tl) this time is about $2.5 \cdot 10^{-7}$ s; modern plastic scintillators have a lighting time of $1.2 \cdot 10^{-9}$ s.

Monocrystal NaI (Tl) and photomultiplier are protected by opaque protective guard from external light and moisture (NaI – hygroscopic crystal). Between the guard and the scintillator crystal is retro–reflective covering (usually magnesium oxide) to increase the number of photons, which reach a photocathode of photomultiplier tube (PMT). To increase the transparency of output window of scintillator between the scintillator and photomultiplier tube is created an optical contact – thin liquid layer (usually very viscous organic oil) with a refractive index close to the refractive index of glass (the material from which are made the photomultiplier casing and the output window of scintillator). Herewith is significantly reduced the reflection coefficient of photons from the border of an output window – oil – (PMT) and is increased the number of photons reaching the photocathode.

At photocathode 10–20% (depending on the type of PMT photocathode) of photons which have reached photocathode K, absorbed with the formation of photoelectrons. Formed at the cathode, photoelectrons focus by diaphragm and fall on the first dynode. Their energy is enough for several secondary electrons are appeared due to the effect of secondary electron emission, when they reach to dynode (usually 3–10 electrons depending on the dynode material and the electron energy).

Let on the first dynode under a photoelectron action (scattered in the electric field) appeared secondary electrons n . Herewith they begin to accelerate towards the dynode D2 thanks to that between dynodes D1 and D2 there is the potential difference. Having reached the second dynode each electron will cause the emergence of secondary electrons n . So after going through of all these dynodes to the anode fall electrons nm (where m – number of dynodes in photo multiplier) creating an appropriate voltage pulse at the output of photomultiplier.

As a result each γ –quantum, which interacted with the crystal, will match an electrical impulse at the output of photomultiplier. It is therefore natural that the quality of energy information will depend on how accurately the amplitude of this signal is proportional to the energy of γ –quantum. This proportionality is obviously determined by two qualitatively different reasons:

- dependence of secondary electrons energy on energy of γ –rays,
- "spectroscopic" characteristics of the spectrometer.

The latter include such key factors as the value of quantum yield of the crystal (number of quantum light generated in the crystal when hit γ –quantum) and quality of focusing and collecting of light on the photocathode, that determines the number of quantum light, which falls from the crystal to photomultiplier.

Unfortunately energy of secondary electrons will be related with energy of γ -quantum differently depending on the nature of γ -quantum interaction with the crystal substance. As a result of the photoelectric effect the electron energy W is less than the energy of γ -quantum by the amount of the binding energy of an electron in an atom, for real energy $W \approx E_\gamma$. However, even in this case, (where $W = \text{const}$) at the output of PMT we get some distribution of ΔA amplitude pulses A

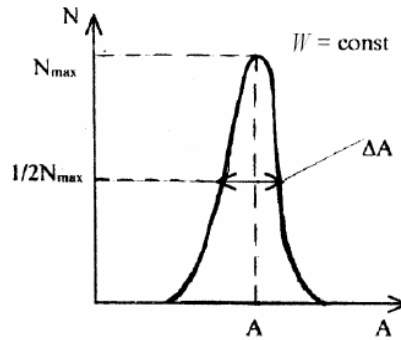


Fig.1 The distribution of amplitude pulses at the output of PMT when registration of monochromatic charged particles.

Compton scattering of γ -quantum on free (or bound) electrons provides energy transfer to the latest, which depends on the scattering angle, it means that if this angle is not fixed, the spectrum of secondary electrons has continuous distribution (0 to W_K, max). Thus the probability of γ -quantum back scattering (at an angle of about 180°) is slightly higher than the lower corners scattering. As a result the electronic spectrum has a maximum number of Compton electrons in the region of maximum energy, that is:

$$W_{K \text{ max}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}},$$

When quantum energy is significantly higher than the rest energy of the electron ($m_0 c^2$), maximum energy is:

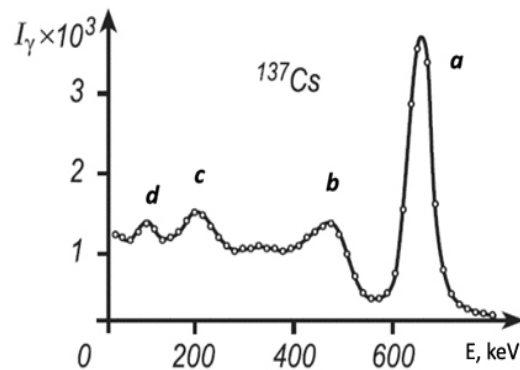
$$W_{K \text{ max}} \approx E_\gamma - \frac{m_0 c^2}{2}.$$

The formation of electron-positron pairs has a threshold character with a threshold energy, which corresponds to redoubled mass of an electron resting state ($E_{\text{nap}} = 1,022 \text{ MeV}$). Positron, exciting atoms of the crystal loses its energy, and this increases the probability of its annihilation with electron. When annihilation occurs often are formed 2 quanta with energies $m_0 c^2$ (0,511 MeV). Depending on the future behavior of these quanta, in the spectrum of secondary electrons are observed three lines:

- a) $W_0 = E_p - 2m_0 c^2$ – both annihilation photons flew out from the crystal,
- b) $W_1 = E_p - m_0 c^2$ – one of these quantum flew out from the crystal,
- c) $W_2 = E_p$ – absorption of both annihilation quantum was occurred.

Of course, annihilation photons can also be subjected to Compton scattering, and then the secondary electrons reach the continuous distribution.

Thus, even monochromatic γ -quanta give a complex spectrum of secondary electrons (Fig.). In the next Fig is given typical spectrum, which was obtained by scintillation spectrometer based on NaI (Tl).



Hardware spectrum of γ -quanta ^{137}Cs , which is obtained by scintillation γ -spectrometer: a- photo peak, b- Compton edge of distribution, c- peak of inverse scattering on structural elements (casing, the input PMT window, etc.), d- peak of X radiation of barium (33 keV) and lead protection (surrounding of detector).

Position is somewhat simplified when using the so-called crystals of full absorption, that is crystals with a high probability of absorption of two annihilation quanta and γ -quantum, formed as a result of Compton scattering.

This significantly reduces the contribution of Compton distribution and increases the relative intensity of photo peak which is called peak of complete absorption.

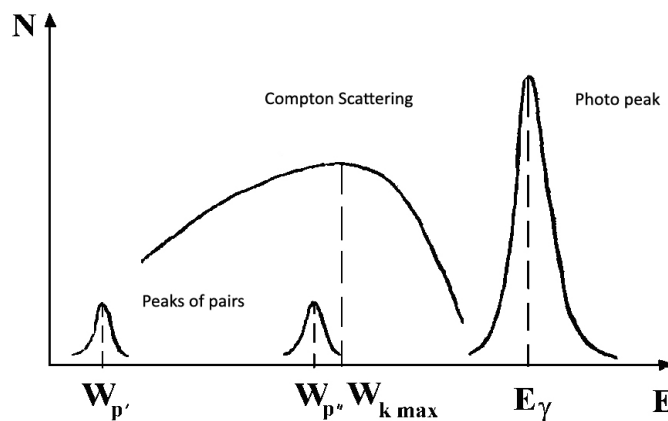


Fig.2 Energies of secondary electrons in different types of interaction γ -rays with a matter

Obtaining energy spectra of γ -rays comes down to the analysis of the amplitude distribution of electric pulses at the output of photomultiplier.

Scintillation counter is a device for registration of nuclear radiation and elementary particles (protons, neutrons, electrons, γ -quanta, mesons, and so on). The main elements of this counter are a substance, which luminesces under the influence of charged particles (scintillator), and photomultiplier tube. Visual

observations of light flashes (scintillations) under the action of ionizing particles (α -particles, nuclear fission fragments) were the main method of nuclear physics in the early 20th century. Later it was completely supplanted by ionization chambers and proportional counters. Its return to nuclear physics happened in the late 40's, when for registration of scintillations were used multistage PMT with large gain, able to register extremely weak light flashes.

Procedure

1. Study the PMT-13 installation.
2. Set the time and voltage specified by the laboratory assistant.
3. Press "Enter" to start mode of measurement and indication of registered particles. Measurements can be performed up to overflow of any channel among 255.
4. With help of marker, which is controlled by keys " \leftarrow ", " \rightarrow " analyze the background (of source).
5. Measure spectrum of ^{60}Co .
6. Build obtained spectrum on graph paper, determine the channel numbers that correspond to the maximums of photo peaks.
7. Knowing the γ -quantum energies of a source ^{60}Co $E_1=1,17\text{MeB}$, $E_2=1,33\text{MeB}$, construct a calibration curve of γ -spectrometer E_γ (N), that is energy dependence on channel number.
8. Accumulate and print γ -radiation spectrum of an unknown source, subtract the background.
9. Determine the number of channels corresponding to the maximums of photo peaks.
10. With help of calibration curve determine the energy of γ -quantum, which are responsible for photo peaks of unknown source.
11. Using spectrum of γ -radiation identify γ -active nuclei.
12. Evaluate energy resolution of γ -spectrometer that is width of photo peak at half of its high. As it usually changes when changing energy of γ -quantum, resolution of scintillation spectrometers are usually expressed in % from energy of E_γ .
13. Evaluate the average number of photons arising at the registration of γ -quanta with energy 1 MeV.
14. Evaluate the effectiveness of registration of γ -quanta 0.66 MeB, 1.17 MeB, 1,33 MeB for Crystal of the scintillator, used in this study. Explain the results.

Questionnaire

1. What is called scintillations?
2. Operation principle of scintillation spectrometer?
3. PMT operation principle?
4. What processes occur during the passage of gamma radiation through a matter?

Лабораторна робота №6 ВИЗНАЧЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНА

Мета: ознайомитись з принципом дії телескопа лічильників. дослідити кутовий розподіл жорсткого компонента космічних променів на поверхні Землі і визначити час життя мюонів

Теоретичні відомості

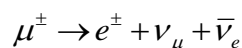
Космічне випромінювання – це потік частинок, що надходять на Землю з міжзоряного простору. Первинні космічні промені складаються головним чином із протонів (~90%), α -частинок та більш важких ядер. Основна частина первинних космічних променів має енергію 10^9 – 10^{10} еВ, але зустрічаються також частинки зі значно більшою енергією (до 10^{19} еВ). Частинки з енергіями менше 10^9 еВ відхиляються магнітним полем Землі й не попадають на неї. Потік протонної компоненти з енергією вище $2 \cdot 10^9$ еВ становить приблизно один протон на $1 \text{ см}^2/\text{с}$. У результаті взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери з'являються нові (вторинні) частинки – мезони різних типів, розпад яких приводить до появи мюонів, електронів, позитронів і фотонів великих енергій. Таким чином, вторинні космічні промені, спостережувані на висоті до 10 км, зовсім не схожі на первинні космічні промені. Космічне випромінювання, що приходить у нижні шари атмосфери, прийнято ділити на м'яку й жорстку компоненти.

М'яка компонента складається з електронів, позитронів й γ -квантів, які сильно поглинаються в речовині. Поглинання частинок м'якої компоненти істотно залежить від порядкового номера Z речовини–поглинача. Частинки м'якої компоненти майже повністю поглинаються шаром свинцю в десять сантиметрів.

Жорстка компонента складається з мюонів (стара назва μ -мезони), які слабо поглинаються речовиною, притім приблизно однаково речовинами з різними Z .

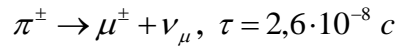
Настільки велике розходження проникаючої здатності часток обох компонентів пов'язане з тим, що електрони й позитрони м'якої компоненти при взаємодії з речовиною витрачають більшу частину своєї енергії на випромінювання, а втрати мюонів на випромінювання порівняно малі. Це пояснюється тим, що кількість випроміненої енергії пропорційна квадрату заряду та обернено пропорційна квадрату маси частки, а мюон приблизно в 207 разів важче електрона.

Втрати енергії на іонізацію та збудження атомів речовини для електронів та мюонів космічних променів на рівні моря приблизно однакові й порівняно малі. Особливістю мюонів є їхній розпад на електрони, нейтрино та антинейтрино:



В повітрі пробіг мюонів великий, а час життя порівняно малий. Тому потрібно враховувати зменшення їхньої кількості в потоці космічних променів за рахунок спонтанного розпаду.

Можна вважати, що основна частина мезонів народжується у верхніх шарах атмосфери й має енергію $1 \div 10$ ГэВ. Мюони, що входять до складу жорсткої компоненти, виникають у результаті розпаду π -мезонів – продуктів ядерної взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери:



Отже, мюони проходять майже весь шар атмосфери (~ 900 г/см²). При цьому вони частково поглинаються, частково розпадаються. Мюони, що рухаються під кутом θ до вертикалі (Рис. 1) та доходять до рівня моря, проходять в атмосфері шлях в $1/\cos \theta$ разів більший, ніж мюони, що рухаються по вертикалі. Тому ймовірність розпаду для мюонів, що рухаються під кутом θ буде більшою. При збільшенні кута θ буде збільшуватися також шар повітря, який повинні пройти мюони. Це приводить до збільшення поглинання за рахунок іонізаційних втрат.

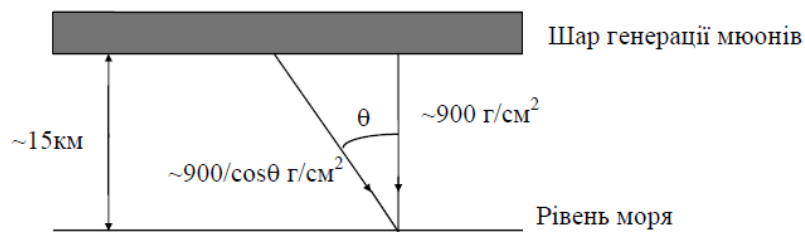


Рис.1. Кутовий розподіл мюонів.

Таким чином, обидва фактори повинні привести до зменшення інтенсивності мюонів зі збільшенням зенітного кута θ . Можна, однак, виділити ту частину мюонів, які поглинулися за рахунок збільшення кількості речовини. Виміри інтенсивності вертикального потоку μ -мезонів, виконані на різних глибинах під землею, показали, що число мюонів $N(x)$ зменшується як функція кількості пройденної речовини з товщиною x (г/см²) за наступним законом:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900 + x} \right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi} \right)^{1,6}$$

Де $\xi = 900 + x$ – повна кількість речовини, яку пройшов мюон від місця генерації до місця поглинання (маса вертикального стовпа повітря прийнята рівної 900 г/см²). З Рис. 1 видно, що $\xi = 900 / \cos \theta$. Таким чином, число мюонів, що дійшли до лічильника на рівні моря, зменшується за рахунок поглинання в речовині за законом:

$$P_1(\theta) \sim (\cos \theta)^{1,6}$$

Ймовірність того, що мезон на шляху L не розпадається, буде дорівнювати:

$$W(L) = \exp\left(-\frac{L}{\beta\tau c}\right) = \exp\left(-\frac{L}{L_{розп}}\right) \quad (1)$$

де $\beta = v/c$; $\tau = \tau_0/\sqrt{1-\beta^2}$, $L_{розп}$ – шлях, який пролітає мюон до моменту спонтанного розпаду, v – швидкість мюона, τ_0 – час життя мюона, що знаходиться в стані спокою.

Таким чином:

$$L_{розп} = \beta\tau c = \frac{\beta c \tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\tau_0 P_\mu}{m_\mu} \quad (2)$$

де $P_\mu = \frac{m_\mu v}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – імпульс μ – мезона; $E_\mu = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – його повна енергія.

Ймовірність спонтанного розпаду μ –мезона на шляху L тим менша, чим сильніша нерівність $L \ll L_{розп}$. В свою чергу ймовірність розпаду залежить від масової товщини ρd середовища, яке пролітає мюон. Для швидких мюонів ймовірність спонтанного розпаду можна не враховувати, коли $\rho d \sim 10\text{--}3$ г/см². Цю умову задовольняють усі конденсовані середовища. Зрозуміло, що в газах ця умова справджується ще краще.

Введемо такі позначення:

$N(\theta)$ — кількість мюонів в потоці, який потрапляє на вимірювальний прилад під кутом θ до вертикалі. В цьому потоці на шляху L від шару, де народжуються мюони, до вимірюючого пристрою їх кількість зменшується як за рахунок іонізаційних втрат, так і за рахунок радіоактивного розпаду;

$N(0)$ — потік мюонів, які потрапляють в приймач під кутом $\theta = 0$ до вертикалі;

$N_1(\theta)$ — потік мюонів в напрямку θ до вертикалі, в якому враховано зменшення кількості мюонів виключно за рахунок іонізаційних втрат.

Встановлено, що

$$N_1(\theta) = N(0)(\cos\theta)^{1.6} \quad (3)$$

Зменшення потоку мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду

$$\Delta N = N_1(\theta) - N(\theta) \quad (4)$$

З іншого боку, оскільки ймовірність того, що мюон на шляху ΔL не розпадеться:

$$W = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{розп}}\right),$$

то ймовірність їхнього спонтанного розпаду на цьому шляху дорівнює

$$W_{\text{розн}} = 1 - W = \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) \quad (5)$$

В цьому виразі

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = \frac{L(0)}{\cos\theta} - L(0) = L(0) \frac{1 - \cos\theta}{\cos\theta} \quad (6)$$

Таким чином, зменшення мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду можна визначити ще й так:

$$\Delta N = N_1(\theta) W_{\text{розн}} = N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) \quad (7)$$

Порівнюючи вирази (4) та (7), маємо:

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) = N_1(\theta) - N(\theta) ;$$

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) = N_1(\theta) \left(1 - \frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} \right) . \quad (8)$$

$$\frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) . \quad (9)$$

З виразу (9):

$$L_{\text{розн}} = \frac{\Delta L}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}} \quad (10)$$

Враховуючи співвідношення (2)

$$\frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\Delta L}{\ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right)} \quad (11)$$

Мінімальна енергія мюонів, необхідна для того, щоб він міг пройти під кутом

θ крізь усю атмосферу дорівнює $E_\mu = \frac{5 \cdot 10^9 \text{ eV}}{\cos\theta}$. За цих енергій β для мюона наближено можна вважати таким, що дорівнює одиниці. Тоді вираз (11) можна переписати у вигляді:

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2 L(0)(1-\cos\theta)}{cE_\mu \ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right) \cos\theta} = \frac{207 \cdot 0.5 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot 15 \text{ km} (1-\cos\theta)}{3 \cdot 10^5 \text{ km/c} \cdot 5 \cdot 10^9 \text{ eV} \cdot \ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} =$$

$$= 1.04 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1-\cos\theta}{\ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} \right) \text{ сек.} \quad (12)$$

Хід роботи

Кутовий розподіл мюонів досліджують з використанням приладу, який зветься телескопом лічильників (рис.). Він складається з двох груп гейгерівських лічильників МС–9. В кожній з груп – три лічильники, які з'єднано паралельно на спільне для даної групи навантаження. Обидві групи лічильників підключено до схеми співпадань ССА. При цьому використано два електронні пристрої, які формують імпульси після лічильників.

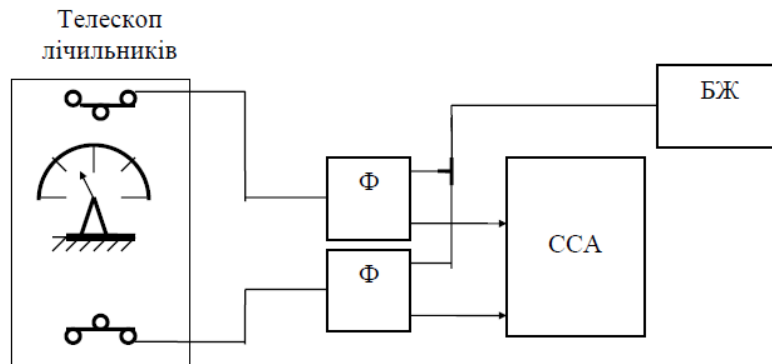


Рис.2 Блок–схема установки для реєстрації мюонів.

Телескоп може бути зорієнтований під різними кутами до вертикальної площини. Такий прилад реєструє лише ті мюони, шлях яких проходить вздовж осі телескопу (тобто перетинає обидві групи лічильників). Мюони мають достатню енергію, щоб викликати розряд в двох лічильниках різних груп, практично, одночасно. «М'яка» складова космічного випромінювання поглинається конструкціями приміщення і нею можна знехтувати.

Для виконання роботи необхідно:

1. Ознайомитися з обладнанням.
2. Встановити робочу напругу $U_{живл}$ для верхньої на нижньої груп лічильників.
3. Провести виміри кількості співпадань для різних кутів θ .
4. Результати вимірів занести до таблиці.

Таблиця. Результати вимірів кількості співпадань

θ°	$t_{\text{вим.}}, \text{ХВИЛ.}$	$N_{\text{експ.}}$ імп.	$\tau_0, \text{с}$	$\cos\theta$	$(\cos\theta)^{1.6}$
0	30			1	1
30	30			0.8660	0.7943
45	30			0.7071	0.5743
60	30			0.5000	0.3299
90	30			0	0

6. Розрахувати τ_0 для кожного з напрямків θ , знайти середнє значення часу життя мюонів використавши співвідношення (12).

При цьому треба мати на увазі, що під кутом $\theta=90^\circ$ схема співпадань детектує випадкові співпаданя. Такі співпаданя треба виключити з розрахунків. Тому

$$N(\theta) = N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ). \quad (13)$$

7. Це зауваження стосується і величини $N_1(\theta)$ з урахуванням (3) та (13):

$$N_1(\theta) = [N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ)] (\cos\theta)^{1.6} \quad (14)$$

8. За результатами обчислень визначити середні значення τ_0

Контрольні запитання

1. Які частинки відносять до м'якого та жорсткого компонентів космічних променів?
2. За рахунок яких механізмів зменшується потік мюонів в атмосфері?
3. Як визначається шлях, що проходить мюон до поверхні землі залежно від зенітного кута?
4. Як визначається час життя мюона у власній системі відліку?
5. В чому полягає принцип роботи телескопу та схеми збігів при реєстрації мюонів?

Laboratory work №6 DETERMINATION OF MUON LIFETIME

Purpose: Understand the principle of operation of telescope counters. Investigate the angular distribution of the hard component of cosmic rays on the Earth's surface and determine the lifetime of muons

Theory

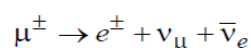
Cosmic radiation – a stream of particles arriving at Earth from interstellar space. Primary cosmic rays consist mainly of protons (~ 90%), α - particles and heavier nuclei. The main part of primary cosmic rays energy is 10^9 – 10^{10} eV, but there are also particles with much more energy (up to 10^{19} eV). Particles with energies less than 10^9 eV deviate from Earth's magnetic field and do not fall on it. Flow of proton component with energy higher than 10^9 eV is about one proton on $1\text{cm}^2/\text{s}$. As a result of interaction of primary cosmic rays with nuclei of the atmosphere appear new (secondary) particles – different types of mesons, decay of which leads to the emergence of muons, electrons, positrons and photons of large energies. Thus, secondary cosmic rays observed at an altitude of 10 km, are not similar to the primary cosmic rays. Cosmic radiation coming into the lower layers of the atmosphere, is divided into soft and rigid components.

The soft component consists of electrons, positrons and γ -quantum, which are strongly absorbed in a matter. The absorption of particles of soft component depends strongly on the atomic number Z of absorbent-material. Particles of soft component are almost completely absorbed by the lead layer of ten centimeters.

The rigid component consists of muons (formerly – μ -mesons) which are poorly absorbed by the matter, but almost equally by matters with different Z.

Such a large difference in penetrating power of particles of both components is related to the fact that electrons and positrons of soft component when interacting with a matter are spending most of their energy by radiation, and losses of muons when radiating are relatively small. This is because the amount of radiated energy is proportional to the square of charge and inversely proportional to the square of the mass of particle, and muon is about 207 times heavier than an electron.

Energy losses on ionization and excitation of atoms of a matter for electrons and muons of cosmic rays at sea level are approximately the same and relatively small. The peculiarity of muons is their decay into electrons, neutrino and antineutrino:



In the air muons have a long path length and a relatively small lifetime. So you need to take into account reducing their number in the flow of cosmic rays due to spontaneous decay.

One can assume that most mesons born in the upper atmosphere and have energy of a $1 \div 10$ GeV. Muons which are part of the rigid component arising from the collapse of π -mesons – products of nuclear interaction of primary cosmic rays with the nuclei of the atmosphere:



So muons pass almost the entire layer of the atmosphere ($\sim 900 \text{ g/cm}^2$). Thus they are partially absorbed, partially disintegrate. Muons moving at an angle θ to the vertical (Fig. 1) and reach the sea level, pass in the atmosphere a distance, which is $1 / \cos \theta$ times larger than muons do, moving vertically. Therefore, the probability of decay for muons, moving at an angle θ is greater. When the angle θ will increase, the layer of air which muons must pass through, will increase too. This leads to increasing the absorption by ionization losses.

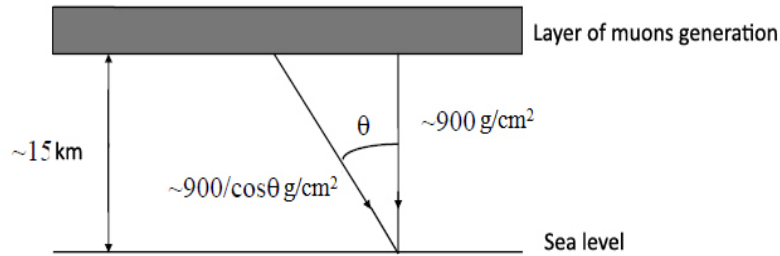


Fig.1. Angular distribution of muons.

Thus, both factors should lead to a decrease in the intensity of muons with increasing zenith angle θ . However, we can allocate the part of muons, which were absorbed due to increasing the amount of substance. Measurements of the intensity of the vertical flow of μ -mesons made at various depths underground, showed that the number of muons $N(x)$ decreases as a function of quantity of passed matter with thickness $x \text{ (g/cm}^2\text{)}$ under the following law:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900 + x} \right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi} \right)^{1,6}$$

where $\xi = 90 + x$ – total amount of matter which muon passed from generation to absorption place (mass of vertical air column is taken equal to 900 g/cm^2). From Fig. 1 is shown that $\xi = 900 / \cos \theta$. Thus, the number of muons that have come to counter at the sea level decreases due to absorption in the material under the law:

$$P_1(\theta) \sim (\cos \theta)^{1,6}$$

The probability that the meson towards L does not decay will be:

$$W(L) = \exp\left(-\frac{L}{\beta\tau c}\right) = \exp\left(-\frac{L}{L_{\text{pozn}}}\right) \quad (1)$$

where $\beta = v/c$; $\tau = \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, $L_{\text{позн}}$ – path that muon flies until the spontaneous decay, v – muon velocity, τ_0 – lifetime of muon which is at rest.

As follows:

$$L_{\text{позн}} = \beta \tau c = \frac{\beta c \tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta c \tau_0 E_{\mu}}{m_{\mu} c^2} = \frac{\tau_0 P_{\mu}}{m_{\mu}} \quad (2)$$

where $P_{\mu} = \frac{m_{\mu} v}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – μ – meson impulse; $E_{\mu} = \frac{m_{\mu} c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – its full energy

The stronger is inequality $L \ll L_{\text{позн}}$, the smaller is probability of spontaneous decay of μ -meson towards L. The probability of decay depends on the mass thickness ρd of environment that muon flies. For fast muons probability of spontaneous decay can be ignored when $\rho d \sim 10^{-3} \text{g/cm}^2$. All condensed environments satisfy this condition. It is clear that this condition comes true in gases even better.

We introduce the following notation:

$N(\theta)$ – number of muons in the stream, that falls on the measuring device at an angle θ to the vertical. In this flow towards L from the layer, where muons produced, to the measuring device their number is decreased either due to ionization losses or radioactive decay;

$N(0)$ – flow of muons which reach the receiver at an angle of $\theta = 0$ to the vertical;

$N_1(\theta)$ – flow of muons in a direction θ to the vertical, in which is taken into account reducing number of muons exclusively due to ionization losses.

Established that

$$N_1(\theta) = N(0)(\cos\theta)^{1.6} \quad (3)$$

Reducing the flow of muons due to their spontaneous decay

$$\Delta N = N_1(\theta) - N(\theta) \quad (4)$$

On the other hand, the probability that muons towards ΔL will not decay:

$$W = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{позн}}}\right),$$

the probability of their spontaneous decay on this path is equal to

$$W_{\text{позн}} = 1 - W = \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{позн}}}\right)\right) \quad (5)$$

In this expression

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = \frac{L(0)}{\cos\theta} - L(0) = L(0) \frac{1 - \cos\theta}{\cos\theta} \quad (6)$$

Thus, reduction of muons due to their spontaneous decay can be defined also as follows:

$$\Delta N = N_1(\theta) W_{\text{posn}} = N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{posn}}}\right) \right) \quad (7)$$

Comparing expressions (4) and (7) we have:

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{posn}}}\right) \right) = N_1(\theta) - N(\theta) ;$$

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{posn}}}\right) \right) = N_1(\theta) \left(1 - \frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} \right) . \quad (8)$$

$$\frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{posn}}}\right) . \quad (9)$$

From the expression (9):

$$L_{\text{posn}} = \frac{\Delta L}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}} \quad (10)$$

Taking into account the relation (2)

$$\frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\Delta L}{\ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right)} \quad (11)$$

Minimal energy of muons is required in order to pass through the whole atmosphere at an angle θ is $E_\mu = \frac{5 \cdot 10^9 \text{ eV}}{\cos\theta}$. Under such energies β for muon can be approximately regarded as equal to one. Then the expression (11) can be rewritten as:

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2 L(0) (1 - \cos\theta)}{c E_\mu \ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right) \cos\theta} = \frac{207 \cdot 0.5 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot 15 \text{ km} (1 - \cos\theta)}{3 \cdot 10^5 \text{ km/c} \cdot 5 \cdot 10^9 \text{ eV} \cdot \ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right)} =$$

$$= 1.04 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1 - \cos\theta}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}} \right) \text{ сек.} \quad (12)$$

Procedure

The angular distribution of muons is explored using the device, which is called telescope of counters (Fig.). It consists of two groups of Geiger's counters MC-9. In each group – two counters which are connected in parallel on common load for this group. Both groups of counters are connected to the coincidence circuit CCA. Herewith are used two electronic devices that form pulses after counters.

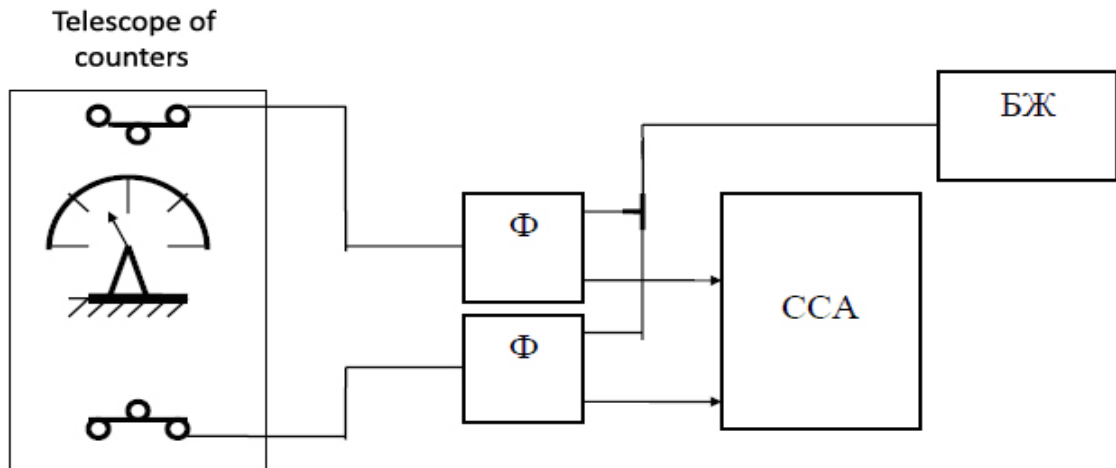


Fig. 2 Block diagram of the device for muons registration.

The telescope can be oriented at different angles to the vertical plane. This device registers only muons, path of which runs along the axis of the telescope (that crosses both groups of counters). Muons have sufficient energy to cause discharge in two different groups of counters, almost simultaneously. "Soft" component of cosmic radiation is absorbed by constructions of room and it can be neglected.

To perform the work it is necessary to:

1. Study the equipment.
2. Install the operating voltage $U_{\text{ЖИВЛ}}$ for upper and lower groups of counters.
3. Perform measurements of quantity of coincidence for different angles θ .
4. The results of measuring enter up to the table.

Table. The results of measuring the number of coincidence

θ°	$t_{\text{ВЕМ}}, \text{ХВИЛ.}$	$N_{\text{ЕКСП.}}$ імп.	$\tau_0, \text{с}$	$\cos\theta$	$(\cos\theta)^{1.6}$
0	30			1	1
30	30			0.8660	0.7943
45	30			0.7071	0.5743
60	30			0.5000	0.3299
90	30			0	0

1. Calculate τ_0 for each of the directions θ , find the average value of the lifetime of muons using relation (12).

Pay attention that at an angle $\theta = 90^\circ$ scheme of coincidence detects random coincidences. These coincidences must be excluded from the calculations. So

$$N(\theta) = N^{eccn}(\theta) - N^{eccn}(90^\circ). \quad (13)$$

2. This remark applies to the value $N_1(\theta)$ with taking into account (3) and (13):

$$N_1(\theta) = [N^{eccn}(\theta) - N^{eccn}(90^\circ)](\cos\theta)^{1.6} \quad (14)$$

3. According to the results of calculations determine average values τ_0

Questionnaire

1. What particles are referred to the soft and hard components of cosmic rays?
2. Due to what mechanisms decreases the flow of muons in the atmosphere?
3. How is determined the path that the muon passes to the earth surface according to zenith angle?
4. How is determined the muon lifetime in its own reference frame?
5. What is the working principle of telescope and coincidences circuit at registration of muons?

ЛІТЕРАТУРА

1. Булавін Л. А., Тартаковський В. К. Ядерна фізика. Підручник, 2-е видання, перероблене і доповнене. К : Знання, 2005. 439 с.
2. Давидюк Г. Є., Мирончук Г. Л. Радіація і людина : навч. посіб. Луцьк : ВежаДрук, 2018. 309 с.
3. Каденко І. М., Плюйко В. А. Фізика атомного ядра та частинок : підручник. 2-ге вид., переробл. і доповн. Електронна версія. К : 2019, 467 с.
4. Методичні вказівки до самостійної роботи з курсу «Радіохімія та радіоекологія»: Методична розробка / Укладач Л.Я. Мідак. Івано-Франківськ : Прикарп. нац. ун-т ім. В.Стефаника, 2019. 28 с.
5. Мідак Л.Я., Кравець І.В. Основи радіохімії. Івано-Франківськ: пп Голіней, 2013. 160 с.
6. Плекан Р.М. Атомна і ядерна фізика: методичні рекомендації з курсу «Загальна фізика» (для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»). Ужгород: Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. 42 с.
7. Фізика атомного ядра та частинок [Текст] : підруч. для студентів фіз. ф-тів ун-тів / І.М. Каденко, В.А. Плюйко ; Київ. нац. ун-т ім. Тараса Шевченка. Київ : Київський університет, 2008. 414 с.

Навчально–методичне видання

**Мирончук Галина Леонідівна
Кевшин Андрій Григорович
Галян Володимир Володимирович**

ФІЗИКА ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

NUCLEAR PHYSICS AND ELEMENTARY PARTICLES

Методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт

Друкується в авторській редакції