

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

Вивчення поглинання γ -випромінювання за допомогою сцинтиляційного лічильника

Опис роботи

Теоретичні відомості

При проходженні γ -випромінювання крізь речовину спостерігається специфічна експоненціальна залежність інтенсивності від довжини шляху в речовині, на відміну від певного співвідношення між пробігом та енергією, яке характерне для проходження заряджених частинок крізь речовину (рис. 1).

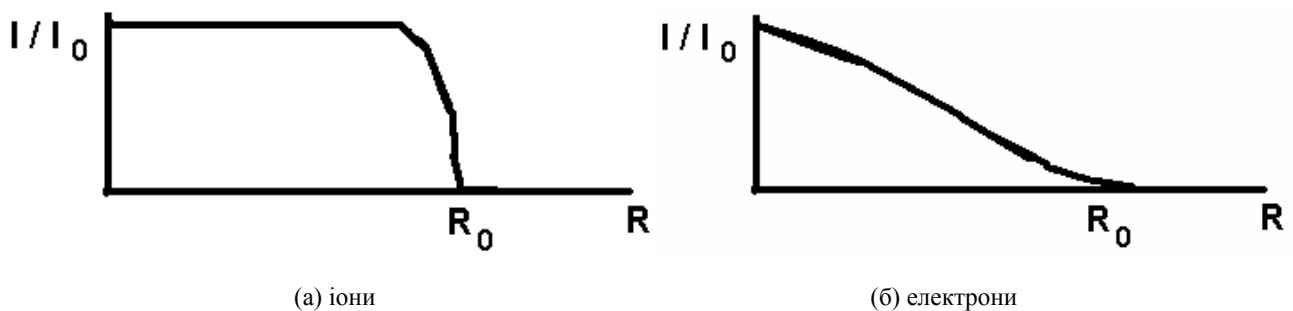


Рис.1. Крива пропускання заряджених частинок в залежності від товщини поглиначя.

Причина експоненціального закону зменшення інтенсивності γ -випромінювання полягає в тому, що кожний γ -фотон вибуває з паралельного пучка внаслідок одичного акту взаємодії. В найпростішому випадку, для вузького паралельного моноенергетичного пучка, цей закон має вигляд

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\sigma \rho x}, \quad (1)$$

де I_0 – інтенсивність γ -випромінювання до поглиначя, I – інтенсивність після проходження шляху x в речовині, густина якої дорівнює ρ , μ та $\sigma = \mu/\rho$ – відповідно лінійний та масовий коефіцієнти поглинання, в даному випадку не залежні від x .

Основними процесами в поглинанні γ -випромінювання в речовині є процеси електромагнітної взаємодії γ -фотонів з електронами та кулонівським полем ядер середовища:

- Фотоефект;
- комптонівське розсіяння;
- утворення електрон-позитронних пар.

Відносна імовірність кожного з цих трьох процесів залежить від енергії γ -фотонів та властивостей речовини, зокрема — атомного номера.

Характер взаємодії γ -фотонів з атомом залежить від того, чи є електрон вільним чи зв'язаним. Фотоефект — процес, при якому γ -фотон « гине » (повністю поглинається атомом), а його енергія витрачається на відрив зв'язаного електрона та надання йому кінетичної енергії. Цей процес неможливий на вільних електронах, оскільки при цьому не можуть одночасно виконуватись закони збереження енергії та імпульсу. Справа в тому, що для вільних електронів закони збереження енергії та імпульсу — система двох рівнянь з одним невідомим (швидкість фотоелектрона V), а саме

$$h\nu = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} - 1 \right) \text{ та } \frac{h\nu}{c} = \frac{m_0 V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Очевидно ці рівняння є несумісними. Отже фотоэффект відбувається тільки на зв'язаних електронах. Кінетична енергія фотоелектронів майже дорівнює енергії фотонів, оскільки остання значно перевищує енергію зв'язку електронів.

Коефіцієнт поглинання, зумовлений фотоэффектом

$$\mu_f \sim \frac{z^5}{(h\nu)^{7/2}} \quad (\text{для малих } h\nu);$$

$$\mu_f \sim \frac{z^5}{h\nu} \quad (\text{для } h\nu \gg m_0 c^2).$$

Якісно залежність σ_f від z та $h\nu$ можна пояснити так: оскільки необхідною умовою фотоэффекту є зв'язаність електронів, μ_f зростає зі збільшенням z , бо при цьому зростає енергія зв'язку електрона; μ_f зменшується зі збільшенням $h\nu$, бо при цьому електрони стають «квазівільними».

Комптон-ефект — це пружне розсіяння γ -фотонів, який спостерігається переважно на вільних або слабо зв'язаних (квазівільних) електронах. Внаслідок комптонівського розсіяння γ -фотони передають частину своєї енергії електронам віддачі та, змінюючи при цьому напрямок руху, вибувають з первинного пучка, що призводить до зменшення інтенсивності γ -випромінювання.

В цьому випадку закони збереження енергії та імпульсу – це система з двох рівнянь з двома невідомими (енергія розсіяного фотона та швидкість електрона віддачі). Енергія розсіяних фотонів та електронів віддачі буде різною для різних кутів розсіяння, і тому енергетичний спектр електронів віддачі є суцільним з певною верхньою границею. Імовірність комптонівського розсіяння і відповідно коефіцієнт поглинання:

$$\mu_k \sim \frac{z}{h\nu}.$$

Утворення електронно-позитронних пар $h\nu \rightarrow e^- + e^+$ є процес, в якому фотон перестає існувати, перетворюючись в пару частинок електрон та позитрон. Очевидно, що цей процес є пороговим, оскільки за законом збереження енергії він можливий за умови, що енергія фотона не менша за сумарну енергію спокою новонароджених частинок електрона та позитрона: $m_0 c^2 = 1.022 \text{ MeV}$. Якщо $h\nu > m_0 c^2$, то надлишок енергії переходить у кінетичну енергію народжених частинок.

Процес утворення пари $h\nu \rightarrow e^- + e^+$ неможливий у вакуумі, а можливий лише у полі ядра або у полі електрона (ймовірність процесу у другому випадку на декілька порядків менша, ніж у першому). Необхідність участі в цьому процесі третього тіла — ядра або електрона, — знов-таки обумовлена одночасною дією законів збереження енергії та імпульсу.

Дійсно, енергія фотона $\varepsilon_f = h\nu$; імпульс фотона $p_f = h\nu/c$, сумарна повна енергія пари $\varepsilon_p = 2m_0 c^2$, а максимальний сумарний імпульс пари (тобто у випадку, коли імпульси e^- , e^+ паралельні) $p_{p,\max} = 2mV$;

$$\frac{\varepsilon_f}{p_f} = c ; \frac{\varepsilon_p}{P_{p \max}} = \frac{c^2}{V^2} ; \varepsilon_f = p_f c ; \varepsilon_p = P_{p \max} \frac{c^2}{V^2} .$$

Якщо виконується закон збереження енергії $\varepsilon_f = \varepsilon_p$, то

$$p_f c = P_{p \max} \frac{c^2}{V^2} ; p_f > P_{p \max} ,$$

що є порушенням закону збереження енергії і, отже, неможливе. Саме тому і потрібна третя частинка, яка одержує зайвий імпульс і забезпечує одночасне виконання обох законів. Звичайно, ця частинка разом з імпульсом одержує і певну кінетичну енергію і тому, строго кажучи, порогова енергія трохи більша за $2m_0c^2$. Проте перевищення порогової енергії $2m_0c^2$ у випадку народження пари у полі ядра дуже незначне, оскільки $m_{\alpha} \gg hv/c^2$. Проте, коли пара утворюється у полі електрона, цією поправкою нехтувати не можна, і порогова енергія буде вже $\approx 4m_0c^2$.

Імовірність народження пари і відповідно μ_p пропорційна до z^2 поглинаючої речовини.

Кожний з трьох основних процесів поглинання γ -фотонів дає незалежний вклад у загальний коефіцієнт поглинання:

$$\mu = \mu_f + \mu_k + \mu_p , \quad (2)$$

де μ_f , μ_k та μ_p – коефіцієнти поглинання за рахунок фотоефекту, комптонівського розсіяння та утворення пар відповідно. Залежність кожного з коефіцієнтів та загального коефіцієнта поглинання в свинці від енергії γ -фотонів показано на рис. 2.

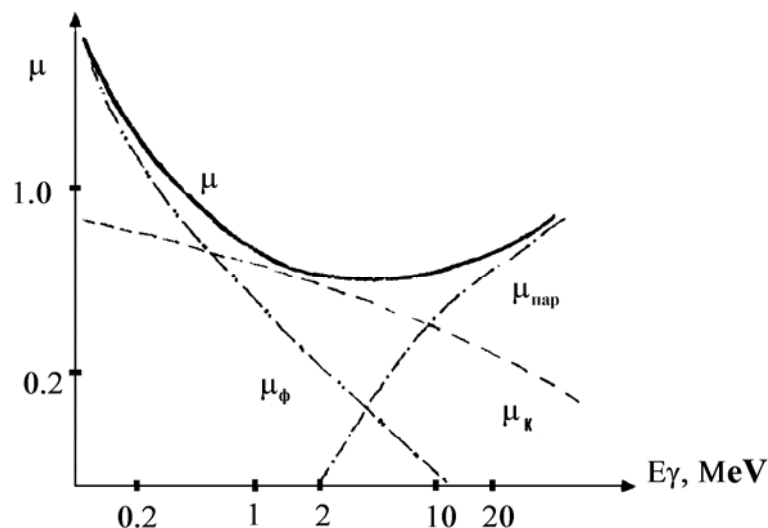


Рис.2. Залежність коефіцієнтів поглинання μ_f , μ_k , μ_p та μ від енергії γ -випромінювання для свинцю.

Практично вклад процесу утворення пар у поглинання γ -випромінювання від радіоактивних препаратів з енергіями γ -фотонів, меншими за 2 МеВ, дуже малий.

З рис.1 також видно, що у випадку проходження крізь речовину моноенергетичного γ -випромінювання зростає відносна кількість фотонів із більшою енергією у загальному потоці,

внаслідок чого ефективний коефіцієнт поглинання дещо змінюється при збільшенні товщини поглиначя.

З формули (1) видно, що якщо b не була товщина поглиначя, повне поглинання γ -випромінювання $I(x) = 0$ настає при $x \rightarrow \infty$, тобто формально неможливе, а можливе лише зменшення його інтенсивності. Тому для γ -випромінювання іноді вводять поняття «шару напівпоглинання», тобто товщини поглиначя, при якій інтенсивність γ -випромінювання зменшується вдвічі.

Поглинання широкого пучка γ -випромінювання відбувається не так, як поглинання вузького пучка. У цьому випадку, внаслідок реєстрації розсіяних γ -фотонів, змінюється поняття інтенсивності і виникає необхідність введення поправок у вигляді так званого дозового фактора накопичення.

Експериментальна частина

В процесі виконання роботи необхідно ознайомитися з лічильною установкою і знати призначення окремих елементів блок-схеми (рис.2).

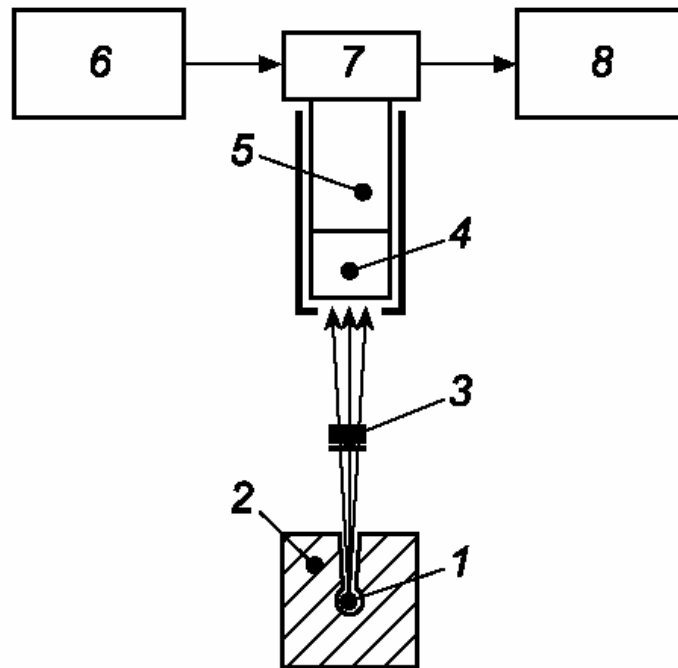


Рис.2. Блок-схема виміральної установки.

Приступаючи до вимірів, потрібно усунути причини, що приводять до систематичних похибок. Насамперед, потрібно сформувати вузький пучок γ -випромінювання. Препарат, що слугує джерелом γ -квантів (1), розташований всередині масивного свинцевого блоку (2), який також використовують як свинцевий коліматор для виділення вузького пучка. Для виключення попадання у детектор розсіяних γ -квантів бажано діафрагмувати пучок як до, так і після поглиначя (3), розміщуючи при цьому препарат і діафрагми на одній прямій. γ -Кванти, проходячи крізь поглинач, реєструються сцинтиляційним лічильником, який складається із сцинтиляційного кристалу (4) і фотоелектронного помножувача (ФЕП, 5). Напруга на ФЕП подається з блоку високої напруги (6). Імпульси з ФЕП через формувач (7) поступають на лічильний пристрій (8).

Якщо препарат і лічильник мають значні розміри, то з метою збільшення швидкості лічби коліматор може мати кілька отворів-діафрагм. В умовах даної роботи (γ -випромінювання препарату, який використовується, може бути немоноенергетичним) в зв'язку із сказаним вище

про залежність коефіцієнта поглинання від товщини поглиначя, недоцільно працювати з великими товщинами поглинаючого шару ($\gg 1/\mu$).

Багато також працювати при малому фоні. Рівень фону сильно залежить від напруги живлення ФЕП (швидко зростає із збільшенням напруги). При зниженні напруги зменшується не тільки фон, але також падає чутливість лічильника, а значить і кількість відліків при вимірюванні корисного сигналу. Таким чином, необхідно підібрати таку напругу живлення ФЕП, при якій фон буде залишатися невеликим, але, в той самий час, кількість відліків при вимірюванні інтенсивності γ -випромінювання, яке пройшло крізь найтовший шар поглиначя, буде досить великою для вимірювання інтенсивності із заданою точністю окремого виміру ($\sim 3\%$).

Завдання

1. Включити напругу живлення ФЕП і почекати 15-20 хвилин. За цей час детектуючий пристрій прогрівається і виходить у стабільний режим.
2. Виміряти штангенциркулем товщини пластинок поглиначя.
3. Перед початком вимірів на пропускання виміряти швидкість лічби фону I_ϕ . Джерело γ -квантів при цьому відсутнє.
4. Встановити джерело γ -квантів.
5. Визначити інтенсивність пучка γ - випромінювання без поглиначя I_0 .
6. Зняти залежність інтенсивності $I(d)$ пучка γ - випромінювання від товщини алюмінієвих пластин d .
7. Зробивши поправку на фон, побудувати залежність $f(d) = \ln(I/I_0)$ від d . З графіка за кутом нахилу лінійної функції $f(d)$ визначити величину μ . При визначенні оптимального положення прямої $f(d)=A+Bd$ коефіцієнти А і В знайти з використанням методу найменших квадратів.
8. Виконати пункти 5-7 для пластин з міді і свинцю.
9. Після виміру пропускання для кожного матеріалу повторно вимірювати інтенсивність пучка γ - випромінювання без поглиначя I_0 .
10. Після виміру усіх матеріалів зняти джерело γ -квантів і також ще раз виміряти швидкість лічби фону I_ϕ .
11. З аналізу рівня фону I_ϕ на початку і в кінці вимірів, а також зміни інтенсивності пучка без поглиначя I_0 у часі зробити висновок про стабільність роботи вимірювальної апаратури протягом усього циклу вимірів.
12. Для вимірних матеріалів обчислити масові коефіцієнти поглинання.
13. Користуючись поданою нижче таблицею, визначити енергію γ -фотонів і порівняти її з справжнім значенням, взятим із схеми розпаду радіоактивного препарату, що використовується в даній роботі.

Таблиця. Масові коефіцієнти послаблення μ/ρ ($\text{см}^2/\text{г}$) вузького пучка γ -випромінювання

Енергія γ -випромінювання, МеВ	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	0.123
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 питання

1. Вимоги до геометрії установки для коректного вимірювання поглинання γ -квантів?
2. В чому відмінність законів поглинання γ -квантів і заряджених частинок речовиною?
3. Чому ймовірність фотоефекту зменшується при збільшенні енергії γ -квантів?
4. На яких оболонках атома ймовірність фотоефекту найбільша і чому?
5. Яка залежність ймовірності ефекту Комптона від енергії γ -квантів і порядкового номера z ?
6. Як розрахувати час вимірювання для визначення коефіцієнта поглинання з точністю 5%?

Список літератури

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика.-М.-1980.-С.259-273, 446-453, 491-516.
2. Практикум по ядерной физике / Под ред. Ш.Ш.Башкирова. – Казань,1985. - С.36-40.
3. Кабардин О.Ф..Практикум по ядерной физике.-М.,1965.-С.25-29, 48-49, 143-146.
4. Сборник лабораторных работ по ядерной физике / Под ред. Проф. К.Н.Мухина. – М.:Атомиздат, 1979. –с.71-76.
5. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика.- Харьков, 1978.- С.42-52, 65-73, 94-110.
6. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К.Зигбана. – М.: Атомиздат, с.58-95.