

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №9

### ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОЇ АКТИВНОСТІ ДЖЕРЕЛ $\beta$ -ВИПРОМІНЮВАННЯ

#### Опис роботи

#### Теоретичні відомості

##### Поняття радіометрії. Активність джерела

**Радіометрію** (Р.) можна вважати однією з основних галузей виміральної техніки, яка пов'язана з вимірами радіоактивності та іонізуючим випромінюванням (ІВ). В цьому контексті Р. можна розглядати поряд з такими вузьконауковими дисциплінами як ядерна спектрометрія і дозиметрія. Основна задача Р. полягає у створенні методів та засобів вимірювання кількісних характеристик радіоактивних джерел (РАД) і полів ІВ, що створюються цими джерелами.

Під полем ІВ ми будемо розуміти сукупність вільних частинок або квантів у середовищі (чи вакуумі). Таке поле ІВ можна описати наступними параметрами:

- трьома просторовими координатами  $\vec{r}$ ;
- часом  $t$ ;
- типом (сортом) частинок;
- енергією  $E$ ;
- двома координатами, що визначають напрямок руху частинок в кожній точці,  $\vec{\Omega} = (\theta, \varphi)$ .

Слід зауважити, що часто напрямок руху визначають через направляючі косинуси  $\vec{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$ , але одну з трьох проєкцій косинусів можна однозначно виразити через дві інші проєкції. Таким чином, для кожного типу частинок поле ІВ характеризується 7-ма параметрами.

Для практичного застосування в Р. не має потреби визначати кількісно параметри поля ІВ в усіх точках простору. Достатньо визначити кількісні характеристики поля в обмеженому об'ємі (часто навіть в одній точці) для того, щоби описати повністю поле ІВ.

Основними кількісними характеристиками поля ІВ, якими оперують в Р., являються **потік**  $\Phi$  та **густина потоку**  $\varphi$ . Потік  $\Phi = \frac{\Delta N}{\Delta t}$  визначається як число частинок (або квантів)  $\Delta N$ , які вилітають з РАД за одиницю часу  $\Delta t$ . Цю величину називають ще **повним потоком**. В результаті взаємодії первинних частинок з речовиною джерела число частинок, що вилітають з джерела відрізняється від первинного. Таку величину називають **зовнішнім випромінюванням (зовнішнім потоком) джерела**. Повний потік – це виліт частинок у тілесний кут  $4\pi$ . Виліт у менший тілесний кут  $\Delta\Omega$  характеризується густиною потоку  $\varphi = \frac{\Delta N}{\Delta t \Delta S} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$  – потік крізь одиничну площу  $\Delta S$ , площина якої лежить перпендикулярно до напрямку потоку.

Основна кількісна характеристика РАД – **активність нукліда (ізотопу) А**. Активність РАД однозначно визначає потік  $\Phi$ :

$$\Phi = \eta A. \tag{1}$$

де  $\eta$  – число утворених частинок даного типу на один розпад. У випадку вильоту  $\gamma$ -квантів при радіоактивному розпаді величину  $\eta$  називають ще квантовим виходом.

**Радіонуклід** – нуклід, який має властивість радіоактивності.

**Активність радіонукліда в джерелі** – відношення числа  $dR$  спонтанних ядерних перетворень до інтервалу часу  $dt$

$$A = \frac{dR}{dt}. \quad (2)$$

Активність вимірюється в бекерелях  $1 \text{ Бк} = 1 \text{ розпад} / 1 \text{ сек}$  чи в Кюрі  $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ . Відносно позасистемної одиниці  $1 \text{ Ки}$  слід нагадати, що таку активність має один грам радію, і на практиці дуже часто оперують похідними одиницями виміру активності:  $1 \text{ мКи}$ ,  $1 \text{ мкКи}$  і  $1 \text{ пКи}$ . Для характеристики розподілених ДІВ (неточкових) вводять також величини, похідні від активності: **питому**  $A_m$  – відношення до маси; **об'ємну**  $A_V$  – відношення до об'єму (для об'ємних джерел ІВ); **поверхневу**  $A_S$  – відношення до поверхні (для поверхневих джерел ІВ); **лінійну**  $A_L$  – відношення до довжини (для лінійних джерел ІВ)

$$A_m = \frac{dA}{dm}; \quad A_V = \frac{dA}{dV}; \quad A_S = \frac{dA}{dS}; \quad A_L = \frac{dA}{dL}. \quad (3)$$

**Закон радіоактивного розпаду**

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp\left(-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}\right) = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (4)$$

де  $A_0$  – активність в початковий момент часу;  $\lambda$  – постійна радіоактивного розпаду;  $T_{1/2}$  - період напіврозпаду;  $\tau$  - середній час життя радіонукліда;  $0.693 = \ln 2$ ;  $\lambda = 1/\tau$ . Звідси можна вивести зв'язок між активністю речовини  $A$  та кількістю радіоактивних ядер  $N$  у ньому:

$$A = \lambda N = N/\tau. \quad (5)$$

Однозначний зв'язок між активністю ДІВ  $A$  і вмістом в ньому радіонуклідів  $N$  говорить про те, що радіометричні методи можуть доповнюватися або навіть у певних випадках і замінятися маспектрометрією. Маспектрометричні методи мають значну перевагу перед радіометричними при аналізі зразків, які вміщують значну кількість радіонуклідів з великим періодом напіврозпаду (сотні мільйонів або мільярди років). І навпаки, методи Р. будуть незамінними при аналізі зразків, які вміщують короткоіснуючі радіонукліди штучного походження.

Пристрої для вимірювання кількісних характеристик РАД і полів ІВ мають нормовані метрологічні характеристики і видають результат вимірів у формі, яка придатна до безпосереднього сприйняття користувачем. Такі пристрої називаються **радіометрами**.

Радіометри разом з заходами, які призначаються для відтворення величин, що характеризують активність РАД і поля ІВ являються **засобами вимірювань** у Р.

Створення радіометричної апаратури має декілька напрямків. Особливості конкретних радіометрів визначаються задачами вимірювань; характеристиками середовища, в якому знаходиться РАД; умовами експлуатації. Наприклад, радіометри для абсолютних Р.-них вимірювань; радіометри для вимірювання питомої об'ємної або поверхневої активності нуклідів у газі або рідині. Ставиться питання про вибірковість (селективність) вимірювань. Тобто необхідно створювати радіометри, які можуть забезпечувати селективне вимірювання активності (вмісту) окремого нукліду чи типу випромінювання на тлі супутнього випромінювання, яке утворюється як у самому препараті, так і різними фоновими ДІВ.

Для розв'язку таких задач зручно використовувати **пропорційні детектори**, тобто детектори, на виході яких амплітуда електричного сигналу буде пропорційною енергії частинки  $U = kE$ . Це означає, що для вирішення радіометричних задач зручно використовувати спектрометри. Тому вимоги до радіометрів дуже схожі на вимоги до спектрометрів або спектрометричних

детекторів. Але у вимогах до радіометрів та спектрометрів можна навести істотні відмінності. Ці відмінності наведені в табл.1.

Табл.1 Відмінності радіометрів від спектрометрів.

	Ознака	Спектрометри	Радіометри
1	Якісна і кількісна оцінка радіації	Вимірювання розподілів частинок за енергією $E$ , часом появи $t$ та інше. Можлива поява частинок довільної енергії. Основне питання – “які вони?” Часто виявляється достатнім визначити відносний вміст частинок різної енергії без проведення абсолютних вимірів.	Визначення активності РАД, для якого вже попередньо визначено тип та енергія частинок, що ресструються. Основне питання – “скільки їх?” Тобто достатньо дати відповідь про кількість частинок певного сорту у певному енергетичному діапазоні.
2	Енергетична і часова роздільна здатності	Вимога – мати як можна кращу роздільну здатність: енергетичну $\Delta E/E$ , часову $\Delta t$ .	Вимога гарної енергетичної і часової роздільної здатності може бути взагалі відсутньою або може мати принципове значення. Необхідно проводити виміри, де ці вимоги враховуються поряд з багатьма іншими факторами (такими як чутливість, низький фон і інші).
3	Енергетичний діапазон	Широкий енергетичний діапазон	Енергетичний діапазон може бути достатньо вузьким
4	Обробка параметрів	Розподіли за параметрами, що змінюються неперервно. Сортування за дискретними параметрами.	Інтегрування у визначених інтервалах для неперервних розподілів. Відбір за параметрами – для дискретних.
5	Процедура вимірів	Спочатку отримання розподілів (виміри), після цього – детальний аналіз спектрів, який може проводитись протягом тижнів або місяців.	Так як інформація відноситься до вже відомого попередньо типу випромінювання (або конкретного нукліду), то отримувані дані можна використовувати по мірі надходження або після нетривалої комп’ютерної обробки.
6	Схемотехніка	Детектор – аналогова електроніка – аналізатор імпульсів (АІ)	Пристрої амплітудного відбору, часового відбору, за формою сигналу; арифметичні пристрої для операцій з потоками сигналів; лічильні пристрої та інтенсиметри (вимірювачі середньої кількості сигналів).
7	Додаткові відмінності		Радіометри значно дешевші від спектрометрів; простіші у експлуатації. Мають широке застосування прикладного напрямку.

### $\beta$ -розпад

Зустрічається у 80% усіх випадків радіоактивних перетворень. Існує три основних види  $\beta$ -розпаду:

1.  $\beta^-$  – електронний розпад з випромінюванням електрона та антинейтрино. Заряд дочірнього ядра зростає на одиницю  ${}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z+1} M$ .
2.  $\beta^+$  – позитронний розпад з випромінюванням позитрона та нейтрино. Заряд дочірнього ядра зменшується на одиницю  ${}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z-1} M$ .
3. Е.з. – захват орбітального електрона з випромінюванням нейтрино. Заряд дочірнього ядра також зменшується на одиницю.

На рис.1 зображено номенклатуру можливих схем  $\beta$ -розпаду.

Період напіврозпаду знаходиться в широкому інтервалі від  $10^{-2}$  с до  $10^{18}$  років.

$\beta^-$ -розпад властивий ядрам як з малим  $Z$ , так і з великим. Максимальна енергія у розпаді може сягати як усього декількох десятків кеВ, так і декількох МеВ. Найменша енергія виділяється при розпаді  ${}^3\text{H}$  ( $E_{\beta}^{\max} = 18.59$  кеВ) і  ${}^{241}\text{Pu}$  ( $E_{\beta}^{\max} = 20.8$  кеВ), а найбільша – при розпаді  ${}^{42}\text{K}$  ( $E_{\beta}^{\max} = 3.53$  МеВ) і  ${}^{38}\text{Cl}$  ( $E_{\beta}^{\max} = 4.92$  МеВ).

Е.з. і  $\beta^+$ -розпад являються конкуруючими процесами з утворенням однакових дочірніх ядер. Енергетично це можна виразити як  ${}^A_Z M > {}^A_{Z-1} M + 1.02 \text{ MeV}$  для  $\beta^+$ -розпаду та  ${}^A_Z M > {}^A_{Z-1} M$  для електронного захвату. Тобто е.з. можливий за умов меншої різниці мас ядер материнського та дочірнього. Ці два види  $\beta$ -розпаду властиві нуклідам, що займають початок та середину

періодичної системи елементів. Для  $Z > 60$   $\beta^+$ -розпад зустрічається дуже рідко. Е.з. спостерігається у деяких лужних елементів ( $Z=60-80$ ).

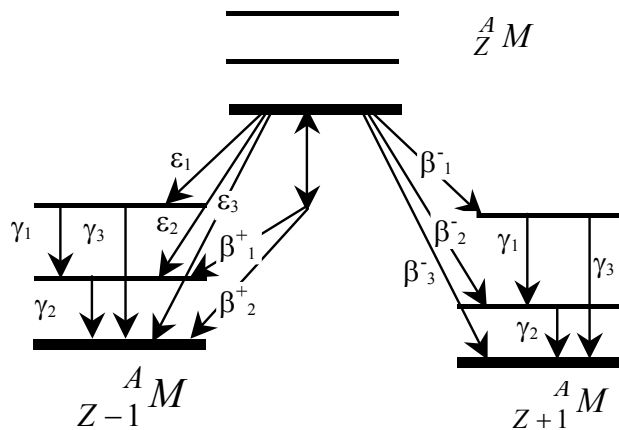


Рис.1. Номенклатура можливих схем  $\beta$ -розпаду.

Найбільша імовірність е.з. пов'язана із захватом електрона з  $K$ -оболонки ( $K$ -захват). Захват з інших оболонок ( $L$ -,  $M$ -захват) має значно меншу імовірність.

В одних випадках  $\beta^+$ -розпад має більшу імовірність у порівнянні з  $K$ -захватом (наприклад, для  $^{22}\text{Na}$   $\beta^+$ -розпад відбувається у 91% випадків, а  $K$ -захват – у 9%), а у інших значно меншу (наприклад, для  $^{48}\text{V}$   $\beta^+$  – 43% випадків, а  $K$ -захват – 57%). Існують нукліди з виключно  $K$ -захватом (наприклад,  $^7\text{Be}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ).

Для деяких нуклідів властиві усі три види  $\beta$ -розпаду (наприклад,  $^{64}\text{Cu}$ :  $\beta^-$  – 39%,  $\beta^+$  – 19%,  $K$ -захват – 42%;  $^{40}\text{K}$ :  $\beta^-$  – 89%,  $\beta^+$  – 0.1%,  $K$ -захват – 11%).

На відміну від  $\alpha$ -розпаду  $\beta$ -розпад характеризується неперервним спектром  $\beta$ -частинок від нульової енергії до  $E_{\beta}^{\max}$ . Максимум у розподілі знаходиться приблизно біля  $1/3 E_{\beta}^{\max}$ .

У одних випадках  $\beta$ -розпад супроводжується вильотом  $\gamma$ -квантів (розпад у збуджені стани дочірнього ядра), у інших – маємо справу з “чистими”  $\beta$ -випромінювачами (наприклад,  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ).

У випадку розпаду у збуджений стан може випромінюватися як один, так і декілька каскадних  $\gamma$ -квантів. З процесом вильоту  $\gamma$ -кванта конкурує процес зняття збудження шляхом передачі надлишку енергії одному з оболонкових електронів (внутрішня конверсія) або парі електрон-позитрон. При внутрішній конверсії на  $K$ -оболонці утворюється вакансія, яка заповнюється шляхом або переходу на неї електрону з більш високих рівнів (випромінюється рентгенівський квант), або вильоту з атома одного чи декількох електронів з верхніх оболонок (електрони Оже). Коефіцієнт внутрішньої конверсії  $\alpha = p_e/p_{\gamma}$  як правило зменшується із збільшенням енергії збудження і значно зростає із збільшенням порядкового номеру елементу  $Z$ . Тому, на легких ядрах внутрішня конверсія мала і суттєво проявляється для важких ядер.

При  $\beta^+$ -розпаді позитрон після гальмування до енергій теплового руху анігілює з електронами середовища. На кожний акт анігіляції утворюється два  $\gamma$ -кванти з енергією 511 кеВ.

### **Оцінка точності вимірювання швидкості лічби радіоактивних препаратів**

Розглянемо деяку спрощену схему проведення радіометричних вимірів. Ця схема включає в себе також процедуру оцінки точності власне самих вимірів.

Позначимо через  $T$  повний час, що витрачається на виміри як власне активності препарату  $t$ , так і для оцінки фону  $t_{\phi}$ :

$$T = t + t_{\phi}. \quad (6)$$

Слід відзначити, що в умовах нестабільного фону кожний раз для виміру активності окремого зразка необхідно виділяти час для оцінки фону, що звичайно не являється зовсім раціональним рішенням з точки зору підвищення продуктивності роботи радіометричного пристрою.

Швидкості лічби з препаратом  $n$  і без препарату (фон)  $n_{\phi}$ :

$$n = \frac{N}{t} \quad n_{\phi} = \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}}$$

Відмітимо, що при вимірах фону необхідно зберігати умови абсолютно ідентичні умовам виміру з препаратом, тобто препарат замінюється на баластний зразок, який не вміщує активності.

Швидкості лічби з препаратом з урахуванням віднятого фону:

$$n_0 = n - n_{\phi} = \frac{N}{t} - \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}}. \quad (7)$$

Активність нуклідів у препараті  $A$  з урахуванням повної ефективності  $\eta$ , ефективності власно детектора  $\varepsilon$  і геометричного фактора  $G$  можна виразити через швидкість лічби  $n_0$ :

$$A = \frac{n_0}{\eta} = \frac{n_0}{\varepsilon G}. \quad (8)$$

Дисперсія виміру швидкості лічби  $n_0$ :

$$D(n_0) = D(n) + D(n_{\phi}). \quad (9)$$

де дисперсії окремих складових:

$$D(n) = \sigma^2 = \frac{N}{t^2} = \frac{n}{t}, \quad D(n_{\phi}) = \sigma_{\phi}^2 = \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}^2} = \frac{n_{\phi}}{t_{\phi}}. \quad (10)$$

Таким чином середньоквадратична похибка вимірів швидкості лічби  $n_0$ :

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{N}{t^2} + \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}^2}} = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_{\phi}}{t_{\phi}}}. \quad (11)$$

Відносна середньоквадратична похибка вимірів активності  $A$  дорівнює відносній похибці вимірів швидкості лічби  $n_0$  і знаходиться за формулою:

$$\delta = \frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta n_0}{n_0} = \frac{\sigma_0}{n_0} = \frac{\sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_{\phi}}{t_{\phi}}}}{n - n_{\phi}}. \quad (12)$$

Слід відмітити, що формули для оцінки похибок (11) і (12) справедливі тільки за умови, що величини  $n$ ,  $n_{\phi}$  і  $n_0$ , які за своєю природою являються випадковими, по-перше, розподілені нормально (тобто згідно такому розподілу Гауса, у якого дисперсія дорівнює середньому значенню); а по-друге, величина  $n$  помітно перевищує  $n_0$ . Якщо ці умови не виконуються, то використання цих формул може призводити до значних неточностей. Подібна ситуація виникає

при вимірах малих активностей. В цьому випадку  $n \approx n_\phi$  і розподіли випадкової величини  $n_0$  може досить сильно відрізнятися від нормального.

При зафіксованому повному часі вимірів  $T$  ми можемо варіювати час  $t$  і  $t_\phi$ . За рахунок вибору оптимального часу  $t$  можна добитися суттєвого покращення точності вимірів. Справді, аналіз формули (12) засвідчує, що обидва крайніх випадки:  $t \rightarrow 0$  або  $t_\phi \rightarrow 0$  ( $t \rightarrow \infty$ ) приводять до нескінченного зростання відносної похибки  $\delta \rightarrow \infty$ . Тільки при деякому оптимальному значенні  $t = t_{\text{opt}}$  похибка  $\delta$  буде мати мінімальне значення  $\delta = \delta_{\text{min}}$ .

Виявляється, що оптимальне значення  $t_{\text{opt}}$  залежить від величини фону  $n_\phi$  (рис. 2).

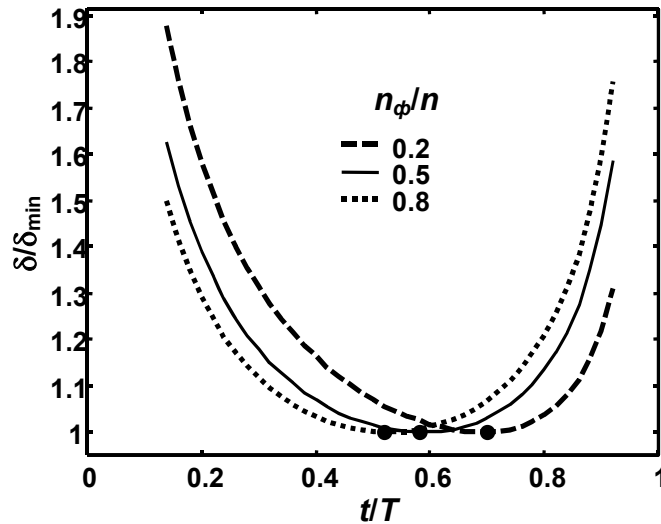


Рис.2. Залежність відносної точності вимірів  $\delta$  від частки часу  $t/T$ , яка відводиться на виміри зразка. Результати приведені для різних значень відносного внеску фону у загальну інтенсивність:  $n_\phi/n=0.2, 0.5, 0.8$ .

Умову для оптимального відношення інтервалів часу, які необхідно витратити для вимірів активності препарату можна отримати шляхом диференціювання виразу (12) за часом  $t$  і прирівнюванню похідної до нуля:

$$\frac{n}{t^2} = \frac{n_\phi}{t_\phi^2}. \tag{13}$$

Час вимірів  $t$  і  $t_\phi$

$$t = \frac{n + \sqrt{nn_\phi}}{\delta^2 n_0^2}, \quad t_\phi = \frac{n_\phi + \sqrt{nn_\phi}}{\delta^2 n_0^2}. \tag{14}$$

Складаємо часи вимірів  $t$  і  $t_\phi$  і отримуємо:

$$T = t + t_\phi = \frac{n + n_\phi + 2\sqrt{nn_\phi}}{\delta^2 n_0^2}. \tag{15}$$

Зробивши заміну  $n = n_\phi + n_0$  розв'язуємо відносно  $n_0$ :

$$n_0 = \frac{1 + 2\delta\sqrt{n_\phi T}}{\delta^2 T}. \tag{16}$$

З цією швидкістю лічби пов'язана деяка активність  $A$  згідно до формули (8). Можна вважати, що за заданих умов проведення вимірів  $n_\phi$ ,  $T$ ,  $\delta$ ,  $\eta$  активність  $A$  буде мінімальною активністю, яку можна виміряти. Таким чином, можна ввести поняття мінімально детектуємої активності (МДА):

$$A_{\min} = \frac{1 + 2\delta\sqrt{n_\phi T}}{\delta^2 \eta T} \quad (17)$$

На рис. 3 наведені результати розрахунку МДА за формулою (17) для деяких характерних параметрів. Час вимірів – 1 і 6 годин (тобто практично цілий робочий день з урахуванням підготовки апаратури до вимірів).

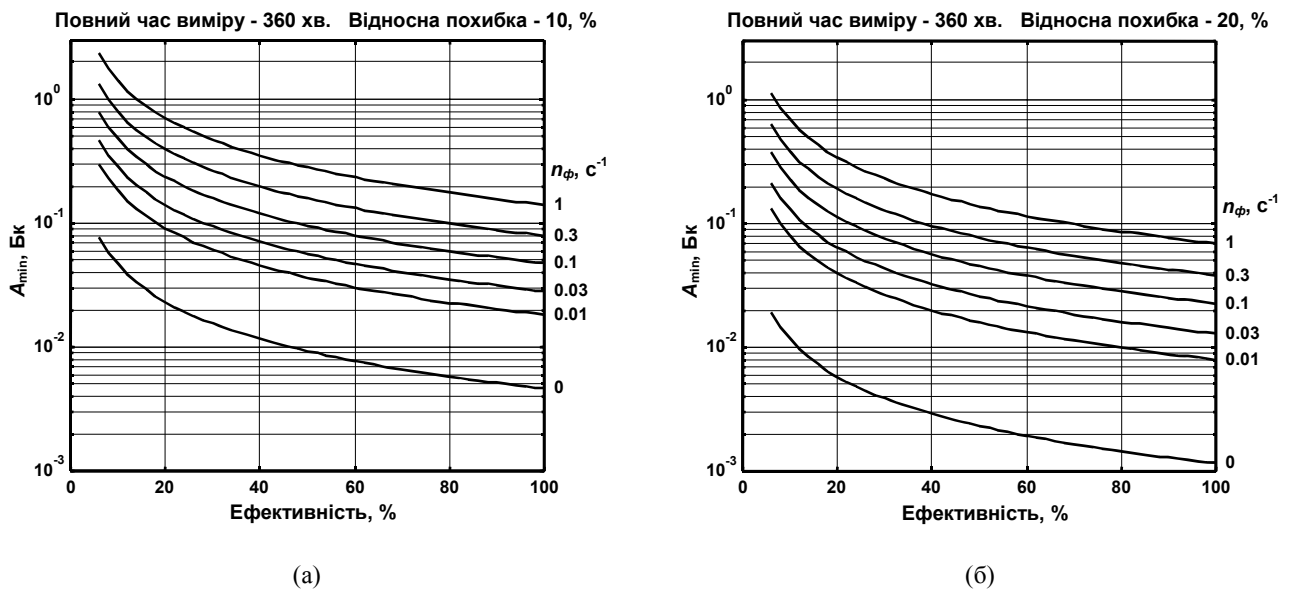


Рис.3. Залежність мінімально детектуємої активності  $A_{\min}$  від ефективності реєстрації  $\epsilon$  і інтенсивності фону  $n_\phi$ . (а)  $T= 360$  хв,  $\delta=10\%$ ; (б)  $T= 360$  хв,  $\delta=20\%$ .

### Експериментальна частина

Блок-схема вимірювальної установки наведена на рис.5.

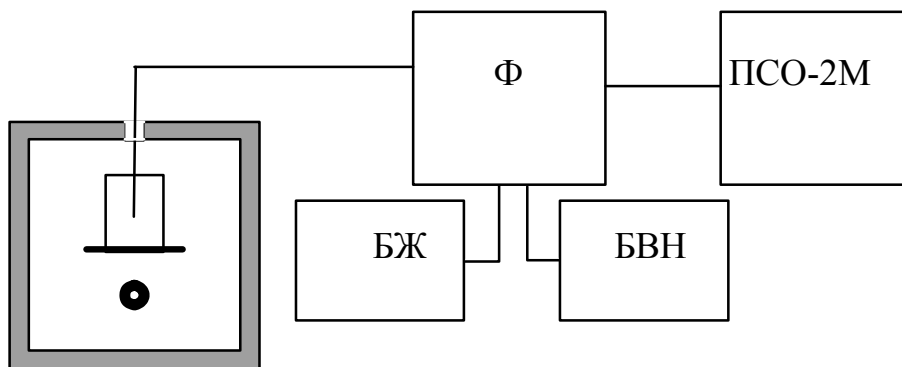


Рис.5. Блок-схема вимірювальної установки.

Досліджуваними  $\beta$ -джерелами є: тонке  $\beta$ -джерело  $^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$  і зразки №1 (рідина), №2 (грунт), №3 (харчовий продукт). Випромінювання радіоактивних препаратів реєструється торцевим лічильником з діаметром вхідного вікна 20 мм і товщиною  $5\text{мг}/\text{см}^2$ . Вихідні імпульси лічильника після формування ( $\Phi$ ) поступають на лічильний прилад.

### Завдання

1. Визначити активність джерела  $A$  з заданою статистичною точністю за формулою:  

$$n = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot A \cdot f$$
 де  $\Omega$  – тілесний кут, під яким джерело «бачить» вікно детектора;  $f$  – поправочний коефіцієнт, що враховує поріг реєстрації, самопоглинання, відбиття  $\beta$ -частинок від підкладки, послаблення потоку частинок речовині зразка, число парціальних  $\beta$ -спектрів та інше. Для товстої підкладки з алюмінію прийняти, що 30% частинок відбивається.
2. За формулою (11) підрахувати похибку вимірів.
3. За відомою активністю обчислити густину потоку  $\beta$ -частинок в деякій точці простору (приймавши до уваги характер кривої поглинання) і оцінити потужність поглинутої дози в цій точці (див. лаб. роб. №8).
4. Провести вимірювання потужності поглинутої дози на цій самій відстані дозиметром і результати порівняти.
5. Виміряти поверхневу активність зразків №1, №2, №3. Для цього необхідно зразки розміщувати на невеликій відстанні від вхідного вікна лічильника. Активна поверхня зразків повинна бути більша за площину вхідного вікна лічильника.
6. Оцінити питому і об'ємну активності зразків.

### Контрольні питання

1. Що таке  $\beta$ -частинка?
2. Що таке  $\beta$ -розпад ядра, які типи такого розпаду ви знаєте?
3. Який вигляд мають  $\beta$ -спектри?
4. Визначити екстрапольований пробіг  $\beta$ -частинок джерела  ${}^{90}_{38}\text{Sr} + {}^{90}_{39}\text{Y}$  в м'якій тканині за масою: 10% **H**, 18% **C**, 3% **N**, 65% **O**, 4% інших елементів.
5. В організмі дорослої людини міститься 0.19% (за вагою) калію. Оцінити радіоактивність людини і визначити поглинуту дозу в тілі людини від  ${}^{40}\text{K}$  за рік.
6. Що таке мінімальна детектована активність (МДА)?

### Список літератури

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Избирательные радиометры. – М.: Атомиздат, 1975. – 376 с.
3. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 232 с.
4. Дементьев В.А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов. – М.: Атомиздат, 1967. – 140 с.
5. Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 264 с.