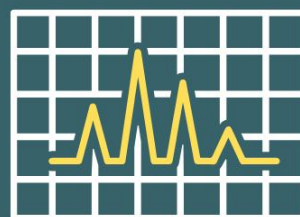


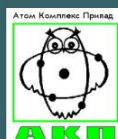
ТОВ «НАУКОВО-ВИРОБНИЧЕ ПІДПРИЄМСТВО
«АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД»

ІНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗПЕКИ АЕС НАН УКРАЇНИ
О.С. КАЗИМИРОВ, А.Г. ІСАЄВ, С.М. ІЄВЛЄВ, Є.В. ЧОРНИЙ

СПЕКТРОМЕТРІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ



Навчальний посібник



Надруковано за
підтримки
**Українського
ядерного
товариства**
КИЇВ 2024



**ТОВ «Науково-виробниче підприємство
«АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД»**

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України

О.С. КАЗИМИРОВ, А.Г. ІСАЄВ, С.М. ІЄВЛЄВ, Є.В. ЧОРНИЙ

СПЕКТРОМЕТРІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Навчальний посібник

**Надруковано за підтримки
Українського ядерного товариства**



Київ

2024

УДК: 539.1:681.785.5 C71

ISBN: 978-617-7574-54-4

Навчальний посібник «СПЕКТРОМЕТРІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ», Київ, 2024, ТОВ «Вістка», – 131 с.

Автори: А.Г. Ісаєв, С.М. Ієвлев, О.С. Казимиров, Є.В. Чорний

Книга підготовлена на основі багаторічного практичного досвіду фахівців, пов'язаних з розробкою, виготовленням та постачанням спектрометричного обладнання, яке використовується на підприємствах атомної промисловості, наукових і медичних установах, а також радіологічними службами різних відомств.

Розглянуті питання взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною, описані детектори різних видів випромінювання та процеси, що відбуваються в детекторах при потраплянні випромінювання в їх чутливу область.

Детально представлена вимірювальна електроніка, яка використовується в спектрометрії іонізуючого випромінювання (ІВ), показані практичні приклади методичного забезпечення засобів радіометричних та спектрометричних вимірювань. Окремо представлено вимірювальне обладнання, яке вироблене Науково-виробничим підприємством "АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД", та перелік методик виконання вимірювань.

Посібник буде корисний науковим працівникам і інженерам-фізикам, які займаються питаннями радіометрії та спектрометрії іонізуючого випромінювання, а також студентам навчальних закладів, які вивчають основи прикладної ядерної фізики.

ЗМІСТ

ВСТУП	7
РОЗДІЛ 1. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ	11
Взаємодія альфа-частинок з речовиною	12
Взаємодія бета-частинок з речовиною	18
Взаємодія нейтронів із речовиною	22
Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною	25
РОЗДІЛ 2. ДЕТЕКТОРИ ВИПРОМІНЮВАНЬ	33
Напівпровідникові детектори	34
Сцинтиляційні детектори	36
Іонізаційні камери та пропорційні лічильники	39
Лічильники Гейгера-Мюллера	40
Детектори нейтронів	40
РОЗДІЛ 3. ВИМІРЮВАЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА У СПЕКТРОМЕТРІЇ ІВ	42
Передпідсилювачі	45
Передпідсилювачі, що чутливі до струму	46
Передпідсилювачі, що чутливі до напруги	47
Зарядочутливі передпідсилювачі	47
Зарядочутливі передпідсилювачі з оптоелектронним зворотним зв'язком	50
Підсилювачі	51
Часові (швидкі) підсилювачі	52
Спектрометричні (лінійні) підсилювачі	53
Компенсація полюса нулем	53
Відновлення базової лінії	55
Підсилювачі з формуванням сигналів за допомогою стробованого інтегратора	56
Режекція накладання імпульсних сигналів	58
Цифрові процесори сигналів	61
Важливі характеристики спектрометричних систем	62
Енергетична роздільна здатність	62
Мертвий час	64
Аналого-цифрові перетворювачі	65
Багатоканальний аналізатор імпульсів	69
Часові вимірювання	71
Допоміжне електронне обладнання	73

РОЗДІЛ 4. МЕТОДИЧНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ЗАСОБІВ ВИМІРЮВАНЬ, ЩО ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРІЇ ІВ	75
Радіометричний метод контролю глибини вигорання ЯП ВТВЗ енергетичного реактора РВПК	75
Спектрометричний метод вимірювання поглиненої дози гамма-випромінювання	85
Метод польової (in situ) гамма-спектрометрії	91
Метод визначення ефективності детектуючої системи при реєстрації гамма-випромінювання від протяжних об'єктів	95
Аналіз спектрів методом енергетичних інтервалів	99
Основні поняття та визначення вимірювання малих рівнів активності	105
 РОЗДІЛ 5. ВИМІРЮВАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРІЇ ІВ	 115
Програмне забезпечення "AkWin"	115
Апаратно-програмний комплекс СТПК-01	117
Програмно-технічний комплекс "Азот-16-ПГ"	118
Спектрометр випромінювання людини	120
Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»	121
Сцинтиляційний спектрометр СЕБ-01	121
Комбінований спектрометр енергій бета-гамма випромінювань	122
Сцинтиляційний переносний спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»-ПРС-01	123
Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001пс «АКП-С» для проведення гамма-каротажу ґрунтів	124
Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001 "АКП-С"-ТРВ	124
Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»-«КЕРН»	125
Напівпровідниковий спектрометр СЕГ-002 «АКП-П»	126
 СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	 128
ПЕРЕЛІК МЕТОДИК, РОЗРОБЛЕНИХ НВП «АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД»	131

ВСТУП

Спектриметрія¹ іонізуючих випромінювань є складовою частиною експериментальної ядерної фізики, яка займається вимірюванням та аналізом енергетичних спектрів ядерних випромінювань. Під енергетичним спектром розуміється розподіл за енергією та інтенсивністю іонізуючих частинок та квантів електромагнітного випромінювання.

У природі існують такі види іонізуючого випромінювання (ІВ): короткохвильове електромагнітне випромінювання (рентгенівське і гамма-випромінювання), потоки нейтронів, потоки заряджених частинок, таких як бета-частинки (електрони та позитрони), альфа-частинки (ядра атома ^4He), протони, ядра віддачі, мюони та інші. Рентгенівське випромінювання буває двох видів: характеристичне випромінювання, що виникає при переході атомних електронів з високоенергетичного рівня на низький, і гальмівне випромінювання, що виникає при гальмуванні заряджених частинок у речовині. Енергетичний спектр характеристичного випромінювання є дискретним, тоді як гальмівне випромінювання має неперервний спектр енергій.

ІВ зазвичай виникає внаслідок спонтанного радіоактивного розпаду радіонуклідів, ядерних реакцій (синтез і індукований розпад ядер, захоплення нейтронів, протонів, альфа-частинок і ін.), прискорення заряджених частинок у космосі (природа прискорення космічних частинок повністю не вивчена). Радіаційний фон Землі зумовлений космічним випромінюванням та випромінюванням від природних радіонуклідів, які розсіяні в ґрунті Землі, повітрі, воді, рослинах. Внесок природних радіонуклідів є визначальним. Космічне випромінювання складається з частинок високих енергій, які захоплені магнітним полем Землі: галактичного випромінювання частинок, що спричинене спалахами супернових зірок, та корпускулярного випромінювання Сонця. В його склад входять в основному протони (90 %) та альфа-частинки (близько 10 %). Взаємодія первинного космічного випромінювання з атмосферою Землі породжує вторинне випромінювання. В результаті на рівні моря випромінювання складається майже повністю з мюонів та нейтронів. Космічні промені, що йдуть від Сонця, загалом складаються з протонів широкого енергетичного спектра аж до 100 МеВ. У результаті ядерних реакцій, що відбуваються в атмосфері під впливом космічних променів, утворюються радіоактивні ядра - космогенні радіоізотопи, такі як, наприклад, тритій та вуглець-14 за реакціями:



Основні природні радіоактивні ізотопи, які містяться в земній корі, - це ^{40}K , ^{87}Rb і складові трьох радіоактивних сімейств, що беруть початок від ^{235}U , ^{238}U та ^{232}Th (довгоіснуючі радіонукліди, що входять до складу Землі з самого

¹ Походить від лат. "spectrum" - зображення, образ + грец. "μετρέω" - вимірюю.

її початку). Уран, торій та їхні продукти розпаду є джерелами альфа-, бета-, рентгенівського та гамма-випромінювання.

Радіоактивні ряди (сімейства) - групи ізотопів, що пов'язані один з одним ланцюжком радіоактивних перетворень. Виділяють три природні радіоактивні ряди й один штучний.

Природні ряди:

Ряд торію ($4n$) - починається з нукліда ^{232}Th , що зустрічається в природі, і завершується утворенням стабільного свинцю ^{208}Pb ;

Штучний (вимерлий у природі) ряд нептунію ($4n + 1$) - починається з ^{237}Np ;

Ряд радію ($4n + 2$) - починається з ^{238}U (зустрічається в природі) і завершується утворенням стабільного свинцю ^{206}Pb ;

Ряд актинію ($4n + 3$) - починається з ^{235}U і завершується утворенням стабільного свинцю ^{207}Pb .

Після альфа- і бета-радіоактивних перетворень ряди закінчуються утворенням стабільних ізотопів.

Штучними джерелами ІВ є ядерні вибухи, ядерні енергетичні та дослідницькі реактори, які в основному створюють нейтронне і гамма-випромінювання, радіонуклідні нейтронні джерела, прискорювачі елементарних частинок, що генерують потоки заряджених частинок, гальмівне випромінювання, рентгенівські апарати та інші.

Взаємодія ІВ з середовищем призводить до утворення іонів різних знаків, а також до збудження атомів і молекул. За механізмом взаємодії з речовиною виділяють безпосередньо іонізуюче випромінювання, що складається із заряджених частинок, які мають достатню для іонізації при зіткненні з атомами та молекулами кінетичну енергію, та опосередковано іонізуюче випромінювання, що складається з незаряджених частинок (нейтрони, фотони та інші), які можуть створювати безпосередньо іонізуюче випромінювання або викликати ядерні перетворення.

Енергія частинок ІВ знаходиться в діапазоні від кількох десятків електрон-вольт (бета-випромінювання деяких радіонуклідів, рентгенівське випромінювання) до 10^{15} – 10^{20} електрон-вольт (протони космічного випромінювання, для яких не виявлена верхня межа за енергією). Довжини пробігу та проникаюча здатність в залежності від типу частинок та їхньої енергії суттєво відрізняються – від часток міліметра в конденсованому середовищі (альфа-випромінювання, осколки поділу) до багатьох кілометрів (високоенергетичні мюони космічних променів).

У випадку, коли йдеться про моноенергетичне випромінювання, яке супроводжує радіоактивний розпад (альфа-, гамма-випромінювання, електрони конверсії, характеристичне рентгенівське випромінювання тощо), енергетичний спектр дозволяє безпосередньо визначити його енергію. Коли випромінювання має неперервний розподіл енергії, наприклад, при бета-

розпаді, воно характеризується максимальною або середньою енергією, яку також можна визначити за енергетичним спектром.

Одиницею вимірювання енергії іонізуючих частинок є позасистемна одиниця вимірювання електрон-вольт (eV), яка пов'язана із системною одиницею енергії джоулем (Дж) наступним співвідношенням:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж (приблизно)}$$

Один електрон-вольт - це енергія, яку набуває електрон під впливом прискорюючого електричного поля у вакуумі між точками із різницею потенціалів 1 В. Також використовуються кратні одиниці: кілоелектрон-вольт ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$), мегаелектрон-вольт ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$), гігаелектрон-вольт ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$).

Тісно пов'язаним зі спектрометрією іонізуючих випромінювань є ще один розділ експериментальної ядерної фізики - спектроскопія ядерних випромінювань. Завданнями цього розділу є вивчення спектра та квантових характеристик ядерних станів, таких як енергія, спін, парність, магнітні дипольні та квадрупольні моменти ядер, параметри деформації, а також ймовірності переходів між ядерними станами в залежності від їхніх квантових характеристик. Ці дані дозволяють робити висновки про структуру ядер та силах, що діють між нуклонами в ядрі.

Спектрометрію іонізуючих випромінювань та ядерну спектроскопію об'єднують технічні засоби, що використовуються (детектори випромінювань, електронні модулі для формування та обробки сигналів), методи аналізу спектрів та оцінки похибок вимірювань, тощо [1]. Разом з тим спектрометрія ІВ більшою мірою застосовується для отримання значень інших фізичних величин, які не є безпосередньо константами розпаду. Наприклад, за виміряним енергетичним спектром ідентифікують радіонуклідний склад та визначають активність кожного нукліда або його відносний вміст у пробах об'єктів довкілля, продуктах харчування, будівельних матеріалах тощо. В атомній енергетиці спектрометрія ІВ використовується для контролю глибини вигорання ядерного палива, нагляду за технологічними процесами, наприклад, неперервний гамма-спектрометричний контроль протікання теплоносія першого контуру. З великим успіхом спектрометрія ІВ застосовується в ядерній геології та геофізиці для виявлення та аналізу корисних копалин, що містять природні радіоактивні елементи (торій, радій, уран, калій).

Методи спектрометрії ІВ широко використовуються для елементного аналізу речовини (рентгенфлуоресцентний аналіз), контролю за накопиченням та переміщенням радіоактивних матеріалів, кількісного визначення забруднення техногенними радіонуклідами ґрунту та повітря (in situ спектрометрія), а також великих територій (аеро гамма-зйомка). Спектрометричні методи застосовуються в дозиметрії іонізуючих випромінювань, що дозволяє мінімізувати енергетичну залежність показів

приладу і, отже, зменшити похибку вимірювань, особливо в області високих енергій ІВ.

З розвитком ядерного приладобудування спектрометрія ІВ знаходить широке застосування в наукових галузях та практичній діяльності.

Розділ 1. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

Під час проходження через речовину іонізуюче випромінювання взаємодіє з електронами та ядрами атомів. Характер взаємодії залежить від типу випромінювання, його енергії, а також від фізичних і хімічних властивостей самої речовини.

Під час *взаємодії заряджених частинок* (електрони, протони, альфа-частинки та інші) з речовиною вирізняють пружне розсіювання та непружну взаємодію. *Пружне розсіювання* - це процес взаємодії двох частинок, при якому їхня загальна кінетична енергія до і після зіткнення не змінюється, а відбувається лише перерозподіл енергії між частинками. При цьому самі частинки можуть змінювати початковий напрям свого руху, тобто розсіюються. *Непружна взаємодія* - це процес, при якому частина кінетичної енергії частинок витрачається на іонізацію та збудження атомів і молекул середовища або на гальмівне випромінювання зарядженою частинкою в електричному полі ядра. Гальмівне випромінювання супроводжується зменшенням кінетичної енергії зарядженої частинки і має неперервний енергетичний спектр з максимальною енергією, що дорівнює початковій енергії зарядженої частинки.

Для потоку електронів характерне пружне розсіювання на орбітальних електронах і на ядрах атомів середовища та непружна взаємодія, що призводить до іонізації і збудження атомів та молекул середовища (іонізаційні втрати енергії) та гальмівного випромінювання (радіаційні втрати енергії). Гальмівне випромінювання електронів є джерелом рентгенівського випромінювання рентгенівських апаратів і гамма-випромінювання, яке утворюють швидкі електрони під час проходження через речовину. Завдяки невеличкій масі електронів їх гальмівне випромінювання у тисячі разів інтенсивніше ніж гальмівне випромінювання важких заряджених частинок.

Під час проходження альфа-частинок через речовину їх енергія витрачається головним чином на іонізацію та збудження атомів та молекул. Треки альфа-частинок зазвичай є прямолінійними. Це пов'язано з тим, що їх маса приблизно в 7000 разів більше маси електронів, з якими вони взаємодіють.

Заряджені частинки з енергією, достатньою для іонізації атомів речовини, відносять до безпосередньо іонізуючого випромінювання. Незаряджені частинки (нейтрони, фотони та інш.), які можуть створювати безпосередньо іонізуюче випромінювання та/або викликати ядерні перетворення, відносять до опосередковано іонізуючого випромінювання. Енергія цих частинок передається спочатку зарядженій частинці (електрону або протону), а потім ці

вторинні частинки викликають іонізацію атомів і також можуть за певних умов викликати ядерні перетворення.

Кількісно взаємодія частинок із речовиною оцінюється трьома взаємопов'язаними між собою величинами:

Лінійна густина іонізації $\frac{dn}{dx}$ - це відношення кількості іонів dn одного знаку, що створені зарядженою частинкою на елементарній ділянці шляху dx , до величини цього шляху.

Лінійна гальмівна здатність речовини або питомі втрати енергії $\frac{dE}{dx}$ - це відношення енергії dE , яку втрачає іонізуюча частинка при проходженні елементарного шляху в речовині dx , до величини цього шляху.

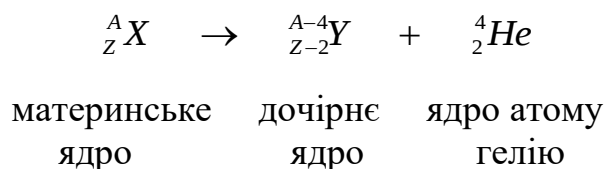
Середній лінійний пробіг зарядженої іонізуючої частинки - середнє значення відстані між початком і кінцем пробігу частинки в даній речовині.

Взаємодія альфа-частинок з речовиною

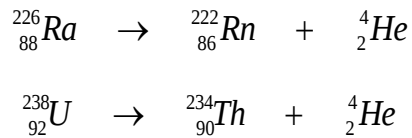
Альфа-частинки є ядрами атомів гелію і являють собою стійку композицію з двох протонів і двох нейтронів, відносяться до типу важких іонізуючих частинок. Альфа-частинки виникають при радіоактивному розпаді атомних ядер, а також у різних ядерних реакціях. Альфа-розпад є характерним для важких елементів (уран, торій, полоній, плутоній та продукти їхнього розпаду); переважна частина цих елементів розташована в кінці періодичної системи елементів і має заряд ядра $Z > 82$.

Процес емісії альфа-частинки ядром атома описується квантовою механікою як подолання альфа-частинкою завдяки тунельному ефекту потенційного бар'єру, який у декілька разів перевищує її власну кінетичну енергію $4 \div 11$ MeV.

Внаслідок альфа-розпаду материнське ядро з атомним номером Z та масовим числом A перетворюється на дочірнє ядро з атомним номером $Z-2$ та масовим числом $A-4$. Під час альфа-розпаду відбувається зсув хімічного елемента на дві позиції вліво в таблиці Менделєєва:



В якості прикладу альфа-розпаду розглянемо розпад радіонуклідів ${}^{238}\text{U}$ та ${}^{226}\text{Ra}$:



Альфа-частинки, які випромінюються природними радіоактивними елементами, мають кінетичну енергію від 4 до 11 МеВ. Частинки з відносно невеликою кінетичною енергією можна отримувати шляхом іонізації атомів гелію.

Основними силами взаємодії альфа-частинок з речовиною є кулонівські сили, основними процесами взаємодії – процеси пружного розсіювання та іонізаційного гальмування. Проходячи крізь речовину, альфа-частинки через свою велику масу майже не розсіюються на електронах середовища. Зіткнення альфа-частинок з ядрами, навпаки, призводять до їхнього значного розсіювання та навіть виникнення ядерні реакції, проте останній процес взаємодії відбувається з дуже малою ймовірністю.

Пружне розсіювання зарядженої частинки на важкому ядрі описується формулою Резерфорда, яка була експериментально перевірена і добре узгоджена для широкого діапазону розсіювальних ядер, кутів розсіювання та швидкостей альфа-частинок [2]:

$$N(\theta) = \frac{1}{4} N n d \left(\frac{z Z e^2}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta / 2} \quad (1.1),$$

де $N(\theta)$ - число частинок, розсіяних в одиничному тілесному куті під кутом θ ; N - число частинок, що падають на одиничну площу мішені за одиницю часу; n - число ядер в одиниці об'єму мішені; d - товщина мішені; Z - заряд ядра-розсіювача; e - заряд електрона; Z , m та v - відповідно заряд, маса і швидкість альфа-частинки, що налітає.

Енергія, яку заряджена частинка передає ядру при пружному розсіюванні, пов'язана з кутом розсіювання θ наступним відношенням [3]:

$$T = \frac{4mM}{(m+M)^2} E \sin^2 \frac{\theta}{2} = T_{\max} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.2),$$

де $T_{\max} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E$ - максимально можлива енергія, що передається при пружній взаємодії частинки, що налітає, та ядра атома речовини, θ - кут між напрямками руху частинки до та після зіткнення з ядром; m та E - маса та енергія частинки, що налітає; M - маса ядра атома.

Питомі втрати енергії при пружному розсіюванні важких заряджених частинок описуються формулою [3]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{пруж}} = \frac{4\pi z^2 e^4}{Mv^2(1+\frac{m}{M})} nZ^2 \ln \frac{2}{\theta_{\min}} \quad (1.3),$$

де $\theta_{\min} \approx b/a_b$ - оцінка нижньої межі кута розсіювання частинки, який обумовлений екрануванням ядра електронною оболонкою;

$a_b = a_0 / \sqrt{z^{2/3} + Z^{2/3}}$ - параметр екранування; $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-8}$ см - радіус першої борівської орбіти електрона (боровський радіус атома водню);

$b = \frac{zZe^2}{E}$ - відстань найбільшого зближення частинки z і ядра Z при лобовому зіткненні. Решта позначень такі ж, як у формулах (1.1) і (1.2).

Загально можна сказати, що при пружному розсіюванні важких заряджених частинок спостерігаються такі закономірності:

а) пружні втрати енергії прямо пропорційні квадрату заряду частинки, що налітає, квадрату заряду ядра та густині атомів середовища;

б) втрати обернено пропорційні квадрату швидкості частинки та масі атомів середовища;

в) втрати слабо залежать від маси частинки, що налітає.

У процесі іонізаційного гальмування енергія альфа-частинки за рахунок непружних зіткнень з електронними оболонками атомів витрачається на іонізацію та збудження атомів і молекул середовища, через яке вона проходить. При цьому гальмування частинки відбувається через дуже велику кількість непружних зіткнень. Довжина пробігу альфа-частинок залежить від їхньої початкової енергії та хімічного складу середовища.

Квантовомеханічний розгляд процесу гальмування дає такий вираз для питомої втрати енергії *нерелятивістською* частинкою [2]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іоніз}} = \frac{4\pi n_e e^4 z^2}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} \quad (1.4),$$

де Z , v - заряд і швидкість частинки, що налітає;

n_e - кількість електронів в одиниці об'єму речовини, $n_e = Z \frac{N_A}{A} \rho$,

$N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ - число Авогадро;

Z - заряд ядер речовини середовища в одиницях заряду позитрона,

A - атомна маса речовини,

ρ - густина речовини;

$\bar{I}$ - середній потенціал іонізації атомів поглинаючої речовини в одиницях енергії. Він приблизно дорівнює $\bar{I} \approx (13.5Z)\text{eV} = (13.5Z) \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}\text{Дж}$; m_e - маса спокою електрона. Величину $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іоніз}}$ ще називають питомими іонізаційними втратами енергії чи просто іонізаційними втратами.

Таким чином, питома втрата енергії зарядженої частинки на іонізацію пропорційна квадрату заряду частинки, концентрації електронів у середовищі, деякої функції, яка залежить від швидкості частинки, і не залежить від маси частинки, що налітає.

Для частинок із швидкостями, близькими до швидкості світла ($\beta = v/c \sim 1$, де c – швидкість світла у вакуумі), врахування *релятивістських* ефектів призводить до додаткових доданків у формулі (1.4):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іоніз}} = \frac{4\pi n_e e^4 Z^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right] \quad (1.5),$$

де δ - поправка, що враховує зменшення іонізаційних втрат при великих енергіях за рахунок поляризації середовища зарядженої частинкою, що пролітає (ефект густини)² [4]; U - поправка, що враховує енергію зв'язку електронів на K - та L -оболонках атома речовини (поправка на зв'язаність електронів). Поправки δ та U отримують з експериментів [3].

Вираз (1.5) відомий як формула Бете-Блоха.

Формулу для оціночних практичних розрахунків питомих іонізаційних втрат енергії важкою зарядженою часткою можна отримати, підставляючи до виразу (1.5) $n_e = Z \frac{N_A}{A} \rho$ та $e^4 = (r_e m_e c^2)^2$,

де $r_e = 2.818 \cdot 10^{-13}\text{см}$ - класичний радіус електрона і

$m_e c^2 = 0.511\text{MeV}$ - енергія спокою електрона;

$N_A = 6.022 \cdot 10^{23}\text{моль}^{-1}$;

$\bar{I} = 13.5Z\text{eV}$.

Після підстановки чисельних значень констант та нехтування параметрами δ та U отримаємо [3]:

² Введення цієї поправки обумовлено тим, що під дією електричного поля частинки відбувається зміщення електронних оболонок атомів щодо рівноважного стану, і вони набувають дипольного моменту, що створює власне електричне поле. Електричне поле диполів, що утворилися, екранує поле частинки, що призводить до зменшення втрат енергії при взаємодії з дальніми атомами в поперечному відносно імпульсу частинки напрямку.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іоніз}} = \frac{4 \cdot 3.14 \cdot (2.818 \cdot 10^{-13} \text{ см} \cdot 0.51 \text{ MeV})^2 \cdot 6.022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}}{0.511 \text{ MeV}} \times$$

$$\times \frac{Zz^2 \rho}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2 \cdot 0.511 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot \beta^2}{Z \cdot 13.5 \text{ eV} \cdot (1-\beta^2)} - \beta^2 \right] = 0.307 \frac{Zz^2 \rho}{A\beta^2} \left[11.2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \text{ MeV/см} \quad (1.6)$$

У формулі (1.6) атомна маса A наводиться в г/моль , а густина речовини ρ - в г/см^3 .

Пробіг альфа-частинок, як зазначалося раніше, залежить від їхньої енергії та властивостей середовища. Чим вище енергія альфа-частинки, тим більше іонів вона створює на своєму шляху і тим більшою буде довжина її пробігу. На початку пробігу, коли альфа-частинка має найбільшу кінетичну енергію, густина іонізації буде меншою, ніж наприкінці шляху. Заряджена частинка, що має меншу швидкість, ефективніше взаємодіє з електронами оболонки атомів середовища. Найбільша густина іонізації спостерігається в останній третині довжини пробігу частинки. Цю залежність густини іонізації dn/dx у відносних одиницях від відстані x , що пройшла частинка у речовині, ілюструє крива Брега, що показана на Рис. 1. Як видно з рисунку, зі зменшенням швидкості частинки густина іонізації зростає, досягаючи максимуму (пік Брега), і потім швидко спадає до нуля, характеризуючи повну зупинку іонізуючої частинки.

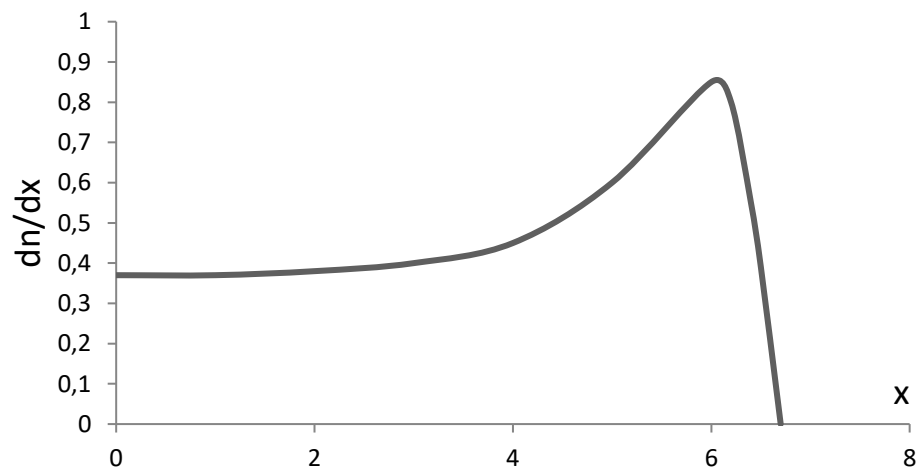


Рис. 1. Крива Брега. Залежність густини іонізації (відн. од.) від глибини проникнення частинки у речовину

Середній пробіг альфа-частинок у повітрі R (см), що випромінюються природними радіоізопами, при кімнатній температурі та нормальному тиску пов'язаний з енергією E (MeV) емпіричною формулою в діапазоні енергій 4 – 7 MeV [6]

$$R \approx 0.318E^{3/2} \quad (1.7)$$

і зазвичай не перевищує 7 - 8 см, у більш щільних середовищах пробіг ще менше. При енергіях менше 4 MeV пробіг альфа-частинок у повітрі можна розрахувати за формулою [5]:

$$R(\text{см}) = 0.56E(\text{MeV}) \quad (1.8)$$

На Рис. 2 представлена залежність середнього пробігу альфа-частинок у повітрі при атмосферному тиску 760 мм рт. ст. та температурі 15 °C від енергії [2].

Для середовищ, відмінних від повітря, з атомною масою A (а.е.м.) та густиною ρ (г/см³) пробіг альфа-частинок з енергією 4 – 7 MeV у сантиметрах можна розрахувати за формулою [6]:

$$R \approx \frac{10^{-4} \sqrt{AE^3}}{\rho} \quad (1.9),$$

де E - енергія альфа-частинок, MeV.

Невизначеність пробігів альфа-частинок, які визначені за формулами (1.7 – 1.9) становить приблизно $\pm 10 \%$.

У таблиці 1 наведені пробіги альфа-частинок у деяких середовищах.

Таблиця 1. Пробіг альфа-частинок з різними енергіями у повітрі, біологічній тканині та алюмінії [4]

Енергія альфа-частинок, MeV	4	6	8	10
Повітря за нормальних умов, см	2.4	4.4	7.2	10.2
Біологічна тканина, мкм	26.2	48.8	78	112
Алюміній, мкм	16.5	28.8	43.4	61.6

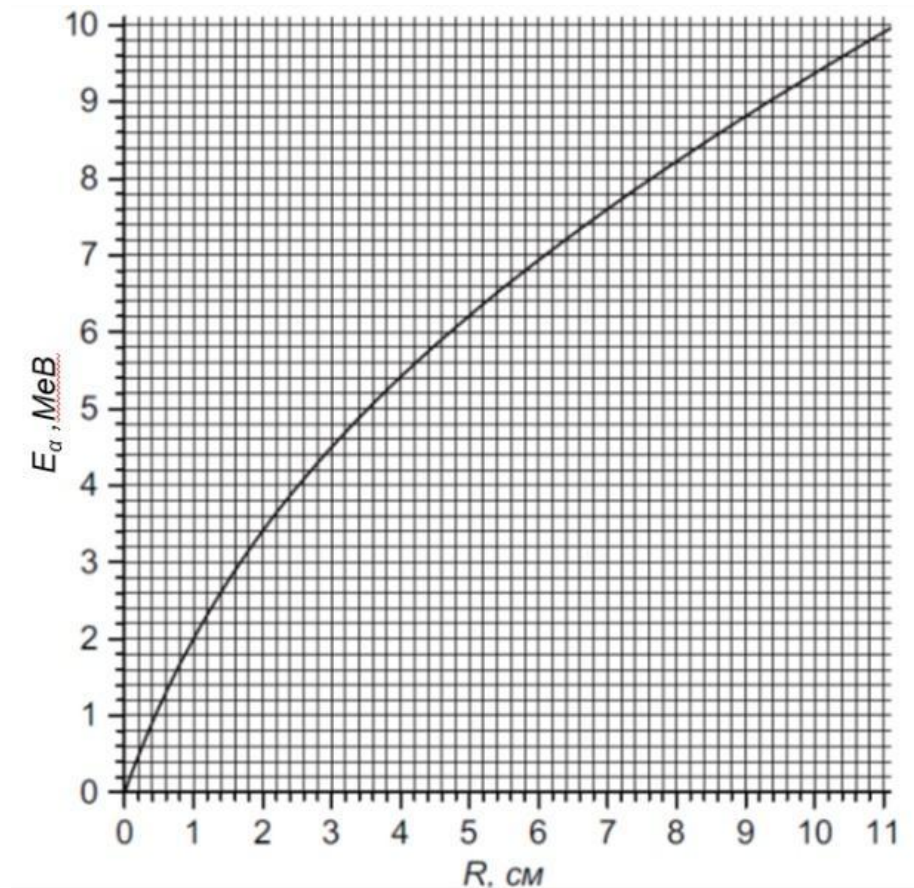


Рис. 2. Середній пробіг альфа-частинок у повітрі при нормальному атмосферному тиску та температурі 15 °С залежно від енергії

Взаємодія бета-частинок з речовиною

Бета-випромінювання складається з електронів або позитронів, що емітуються при бета-розпаді радіоактивних ізотопів. До бета-розпаду відноситься також електронне захоплення атомним ядром одного з електронів електронної оболонки, що оточує ядро (зазвичай *K*-оболонки). При цьому заряд ядра зменшується на одиницю, а його масове число залишається незмінним. Електрон, що емітується при бета-розпаді, не має відношення до орбітальних електронів, а народжується всередині самого ядра. Для того, щоб підкреслити ядерне походження електронів, що емітуються при бета-розпаді, їх часто називають не електронами, а бета-частинками.

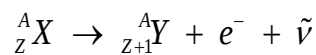
При бета-розпаді разом із електроном емітується антинейтрино, а разом із позитроном – нейтрино. Електрон + антинейтрино та позитрон + нейтрино мають при бета-розпаді рівні за величиною і протилежно спрямовані спини, тому зміна спину ядра внаслідок бета-розпаду дорівнює нулю.

Спектр енергій емітованих електронів або позитронів при бета-розпаді є безперервним, сягаючи від нуля до енергії $E_{\beta_{\max}}$, яка називається верхньою межею спектра. Безперервний спектр енергій бета-частинок спричинений

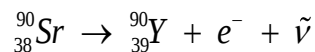
різним розподілом енергії між електроном (позитроном) і антинейтрино (нейтрино), причому сума енергій обох частинок дорівнює $E_{\beta_{\max}}$. Для бета-радіоактивних ядер величина $E_{\beta_{\max}}$ знаходиться в межах енергій від 15 кеВ до 15 МеВ [7]. Розподіл бета-частинок за енергією зазвичай має максимум при енергії, що приблизно дорівнює $1/3 E_{\beta_{\max}}$. Бета-розпад, як правило, супроводжується гамма-випромінюванням, яке має дискретний спектр енергій.

Розрізняють три види бета-розпаду:

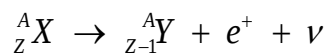
1. β^- -розпад, при якому відбувається перетворення одного з нейтронів материнського ядра у протон і з ядра емітуються електрон e^- та антинейтрино $\bar{\nu}$:



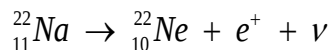
Електронний розпад характерний для ядер із надмірною кількістю нейтронів. Прикладом може бути розпад стронцію-90:



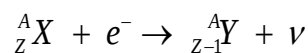
2. β^+ -розпад, при якому материнське ядро емітує позитрон e^+ і нейтрино. Дочірнє ядро має заряд на одиницю менше, ніж материнське:



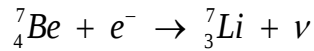
Позитронний бета-розпад спостерігається для нестійких ядер із надмірною кількістю протонів. Прикладом може бути розпад радіонукліду натрію за реакцією:



3. Електронне захоплення (ε -розпад ядра), за яким один з електронів атомної оболонки захоплюється ядром і випромінюється нейтрино ν :



При електронному захопленні енергія розподіляється лише між нейтрино та ядром віддачі, при цьому нейтрино забирає практично всю енергію розпаду. Після захоплення електрона вакансія, що створюється в електронній оболонці, заповнюється шляхом переходу електрона з більш високої оболонки. Цей процес може бути каскадним (після переходу вакансія не зникає, а зміщується на більш високу оболонку), при цьому енергія виноситься за допомогою емісії рентгенівських фотонів та (або) Оже-електронів з дискретним енергетичним спектром. Прикладом ε -розпаду може бути розпад ядра берилію-7:



Бета-випромінювання, маючи електричний заряд, при взаємодії з речовиною є подібним до альфа-випромінювання. Для бета-частинок з низькою енергією найбільше значення мають іонізаційні втрати, оскільки більшість їх енергії витрачається на іонізацію та збудження атомів середовища. У діапазоні високих енергій, навпаки, вирішального значення набувають радіаційні втрати, тобто втрати на гальмування частинок у електричному полі ядра. Разом з тим бета-частинки через малу масу сильно відхиляються електричним полем атомів, що взаємодіє з ними. Це призводить не тільки до помітної зміни напрямку руху електронів або позитронів, але й до відносно великої зміни імпульсів при кожному зіткненні, що є причиною гальмівного випромінювання. Шлях руху бета-частинок, що спостерігається в речовині, є ламаною лінією, і їх пробіг у речовині не можна характеризувати довжиною треку, подібно до альфа-частинок, оскільки їх дійсні траєкторії руху виявляються в декілька разів більше товщини шару, що поглинає.

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

Повні питомі втрати енергії електронів з кінетичною енергією в основному складаються із *іонізаційних* та *радіаційних* втрат [3]:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{повн}}^e = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іоніз}}^e + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}}^e \quad (1.10)$$

Формула для питомих іонізаційних втрат енергії електронів при їх швидкостях, близьких до швидкості світла, з урахуванням уточнюючих поправок має вигляд [8]:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іоніз}}^e = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E}{2\bar{I}^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 - \delta \right] \quad (1.11),$$

де E і v - кінетична енергія та швидкість релятивістського електрона;

m_e і e - маса спокою та заряд електрона;

n_e - об'ємна густина електронів у речовині; δ - поправка на ефект густини.

Електрони з великою енергією починають ефективно втрачати свою енергію через зростання ролі радіаційного гальмування. При енергіях електрона, що перевершують деяку критичну величину, радіаційні втрати переважають над іонізаційними. Народжене у такому процесі гамма-випромінювання називається *гальмівним*. Енергетичний спектр гамма-випромінювання, що викликаний гальмуванням електронів у речовині,

називають спектром Шиффа, високоенергетичний край якого відповідає кінетичній енергії електрона, що налітає, тобто $E_{\gamma_{\max}} = E$. [3].

Втрата енергії електрона на гальмівне випромінювання на одиниці довжини шляху обчислюється за такою формулою [8]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{pad}}^e = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 n (E + m_e c^2) \left[4 \ln \frac{2}{m_e c^2} (E + m_e c^2) - \frac{4}{3}\right] \quad (1.12),$$

де E - кінетична енергія електрона, що налітає;

n - об'ємна густина ядер речовини;

Z - заряд ядра, що взаємодіє з електроном.

Імовірність утворення гальмівного випромінювання пропорційна квадрату заряду ядра, тому радіаційні втрати енергії відіграють велику роль для важких елементів. Порівняння формул для втрат енергії на випромінювання та на іонізацію показує, що втрати енергії на випромінювання пропорційні Z^2 і збільшуються з енергією лінійно, тоді як втрати на іонізацію пропорційні Z і збільшуються з енергією лише логарифмічно.

Формули для обчислення іонізаційних та радіаційних втрат енергії для електронів можна застосовувати і для позитронів. Зауважимо, що проникаюча здатність позитронів трохи відрізняється від проникаючої здатності електронів тієї ж енергії, оскільки позитрони та електрони по-різному розсіюються у полі ядра. Однак спричинена цією обставиною відмінність у поведінці даних частинок не є суттєвою.

Пробігом бета-частинок даної енергії у речовині називають мінімальну товщину поглинача, при якій повністю затримуються всі електрони чи позитрони початкового потоку частинок. Оскільки бета-випромінювання має безперервний енергетичний спектр, то проникаюча здатність бета-частинок характеризується їх максимальним пробігом $R_{\max}$, який відповідає пробігу бета-частинок максимальної енергії $E_{\beta_{\max}}$ у даному спектрі бета-випромінювання у даній речовині.

Максимальний пробіг бета-частинок з безперервним спектром з граничною енергією $E_{\beta_{\max}}$ (MeV) у діапазоні 0.5 – 10 MeV в алюмінії (мм) та повітрі (см) можна визначити за формулами [5]:

$$R_{\max}(\text{Al}) = 2.5 E_{\beta_{\max}} \quad (1.13)$$

$$R_{\max}(\text{повітр}) = 450 E_{\beta_{\max}} \quad (1.14)$$

Оскільки зазвичай у якості поглинача використовують алюміній, то, знаючи експериментально визначений максимальний пробіг бета-частинок в

алюмінії, можна розрахувати максимальний пробіг в будь-якому іншому поглиначі, якщо відомі його параметри: атомна маса A та заряд ядра Z .

$$R_{\max}(x) = R_{\max}(Al) \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_x} \quad (1.15)$$

Взаємодія нейтронів із речовиною

Нейтрон є електрично нейтральною важкою частинкою, тому кулонівське поле ядра та орбітальних електронів не впливає на нього, його маса практично збігається з масою протона. Нейтрони, проходячи через речовину, безпосередньо не іонізують атоми та молекули, як заряджені частинки. В результаті зіткнень з атомними ядрами вони можуть вибивати з них заряджені частинки, які іонізують та збуджують атоми речовини.

При проходженні крізь речовину нейтрони можуть вступати в різні типи взаємодії з ядрами речовини, які в залежності від величини кінетичної енергії нейтронів можна загалом розділити на пружні і непружні. Результатом пружних зіткнень є передача частини кінетичної енергії нейтрона, що налітає, ядру і зміна його напрямку руху, причому ядро при цьому не збуджується. Непружні взаємодії нейтронів різноманітні і включають непружне розсіювання, захоплення нейтрону ядром з наступним випромінюванням гамма-кванта (радіаційне захоплення), поглинання нейтрону ядром з подальшим випромінюванням зарядженої частинки і нейтронів (ядерні реакції типу (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$). Ймовірність вступу нейтрона в той чи інший процес характеризується перетином взаємодії³, який залежить від енергії нейтрона.

Потік нейтронів невеликої інтенсивності отримують при опроміненні ядер берилію альфа-частинками, де відбувається реакція ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. Як альфа-активні речовини застосовують радій, полоній та інші альфа-активні випромінювачі. Джерело в один грам $\text{Ra}+\text{Be}$ випромінює за секунду 10^7 нейтронів. Більш інтенсивними джерелами нейтронів є літєві мішені, опромінені пучками дейтронів, прискорених у спеціальному прискорювачі. При цьому відбувається ядерна реакція ${}^7\text{Li}(d, n)2\cdot{}^4\text{He}$.

Найбільш інтенсивними джерелами нейтронів є ядерні реактори, в яких щільність потоку нейтронів становить $10^{13} - 10^{14}$ нейтрон $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, а в деяких дослідницьких реакторах досягає ще більших значень.

³ Перетин взаємодії - ймовірність взаємодії частинки з атомним ядром або з іншою частинкою (мікроскопічний перетин взаємодії), або з усіма ядрами, що знаходяться в цьому об'ємі речовини (макроскопічний перетин). Ймовірність взаємодії характеризується площею поперечного перетину уявної сфери, що умовно притаманна частинці-мішені та, проходячи через яку частинка, що бомбардує, бере участь у реакціях або процесах взаємодії певного типу з частинкою, що бомбардується. Одиницями вимірювання перетину взаємодії є см^2 та барн ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Перетин взаємодії залежить від енергії частинки, що налітає, і хімічного складу речовини середовища.

Залежно від енергії нейтронів переважають ті чи інші види їх взаємодії з речовиною. За значеннями енергії нейтрони умовно поділяють на такі групи:

1. Холодні нейтрони з енергією менше 0.025 еВ.
2. Теплові нейтрони з енергією від 0.025 до 0.5 еВ. Вони знаходяться в термодинамічній рівновазі з атомами середовища, що розсіюють. При енергіях нижче 0.5 еВ зазвичай спостерігається реакція захоплення холодних та теплових нейтронів.
3. Резонансні нейтрони з енергією від 0.5 еВ до 10 кеВ. У цьому діапазоні енергій залежність перетину взаємодії нейтрону з ядром від енергії має вигляд гострих максимумів (резонансів).
4. Проміжні нейтрони з енергією від 10 до 100 кеВ. Для нейтронів цих енергій типовим процесом взаємодії з речовиною є пружне розсіювання. Нейтрони з енергією від 0.5 еВ до 100 кеВ іноді називають повільними.
5. Швидкі нейтрони з енергією понад 100 кеВ. Вони характеризуються як пружним, так і непружним розсіюванням і виникненням порогових ядерних реакцій. При енергіях нейтронів понад 20 МеВ (надшвидкі нейтрони) виникають ядерні реакції з вилітанням великої кількості частинок.

У процесі *пружного розсіювання* нейтрони, які стикаються з ядрами атомів, передають їм частину енергії, а самі змінюють напрям свого руху. Ядра атомів (ядра віддачі), які у результаті зіткнення отримують певний запас кінетичної енергії, проходячи крізь речовину, створюють іонізацію. Чим менше маса ядер середовища, з якими взаємодіють нейтрони, тим більшу частку енергії нейтрони втрачають у процесі пружного розсіювання. Наприклад, при кожному акті розсіювання на ядрах водню нейтрон втрачає в середньому половину енергії, при розсіянні на ядрах вуглецю – приблизно 14 – 17%, а при розсіянні на ядрах аргону – не більше 8 – 9%. Тому як сповільнювачі нейтронів застосовують водневмісні або легкі речовини, такі як важка вода, парафін, берилій, вуглець.

Енергія ядра, що розсіює, після зіткнення з нейтроном (енергія віддачі) є тією частиною енергії, яку втратив нейтрон. Вона може бути визначена за формулою [9]:

$$E_M = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n \cos^2 \varphi \quad (1.16),$$

де - m та M маси нейтрона і ядра віддачі відповідно; E_n - енергія налітаючого нейтрона;

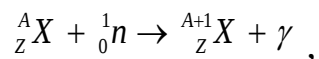
φ - кут між напрямом руху нейтрона до зіткнення з ядром та напрямом руху ядра віддачі після зіткнення з нейтроном (кут віддачі).

З формули (1.16) видно, що енергія, що передається ядру нейтроном, тим більше, чим ближче маса ядра до маси нейтрона і чим менше кут віддачі ϕ , тобто. чим більший кут розсіювання θ (кут між напрямками руху нейтрону до та після зіткнення з ядром).

У процесі послідовних актів пружного розсіювання енергія нейтрону поступово зменшується і наближається до енергії теплового руху атомів та молекул середовища, що дорівнює приблизно 0.025 eV (енергія теплових нейтронів). Надалі нейтрон здійснює тепловий рух усередині речовини, доки не буде поглинений ядром. Щоб нейтрон з початковою енергією 1 MeV став тепловим, кількість зіткнень з ядрами водню в середньому має бути 25, при взаємодії з ядрами вуглецю – близько 100, а з ядрами урану термодинамічна рівновага настає після 2100 зіткнень. Цей процес завершується приблизно через одну мікросекунду.

У разі *непружного розсіювання нейтрона* частина його кінетичної енергії передається ядру у вигляді енергії збудження. Цей процес взаємодії коротко позначають $A(n, n')A^*$, де A^* - позначення ядра у збудженому стані. Непружне розсіювання має енергетичний поріг, який визначається різницею між першим збудженням і основним енергетичними станами ядра. Для легких ядер ця різниця зазвичай перевищує 1 MeV, а для важких ядер вона дорівнює десяткам і сотням кеВ. Тому непружне розсіювання для нейтронів з енергією меншою за 1 MeV на легких ядрах неможливе. Однак нейтрони з енергією 1 MeV і нижче з великою ймовірністю здійснюють непружне розсіювання на важких ядрах [10]. При непружному розсіюванні нейтрон втрачає більше енергії, ніж при пружному розсіюванні на цих же ядрах.

Радіаційне захоплення нейтронів, поряд із процесами пружного та непружного розсіювання, є однією з найбільш вірогідних ядерних реакцій, яку можна спостерігати практично для всіх стабільних ядер. Якщо нейтрон має достатню теплову швидкість, він може бути захоплений одним з ядер атомів середовища, ядро при цьому переходить у збуджений стан. Повернення таким чином збудженого ядра в основний стан супроводжується випромінюванням гамма-квантів. При радіаційному захопленні відбувається така ядерна реакція:



тобто утворюється ізотоп вихідного елемента, а надлишкова енергія, що отримана ядром внаслідок збудження, через час приблизно $10^{-15} - 10^{-16}$ с, виноситься з ядра у вигляді гамма-кванта. У ядерних реакторах, де створюються потужні потоки теплових нейтронів, реакція радіаційного захоплення використовується для отримання штучних радіонуклідів.

Перетин радіаційного захоплення залежить від властивостей ядра-мішені та від енергії нейтрону E_n , зі зростанням енергії ймовірність радіаційного захоплення зменшується. Для повільних нейтронів ефективний поперечний

переріз радіаційного захоплення пропорційний множнику $E_n^{-1/2}$, який зумовлює так званий закон $1/v_n$ у перерізі радіаційного захоплення повільних нейтронів, де v_n швидкість нейтрону.

Радіаційне захоплення можливе за будь-якої енергії нейтронів і на будь-яких ядрах, але найбільш імовірний для повільних нейтронів і на важких ядрах.

Нижче наведено деякі приклади взаємодії нейтронів із ядрами речовини [3].

Радіаційне захоплення ($E_n \leq 500$ кеВ):



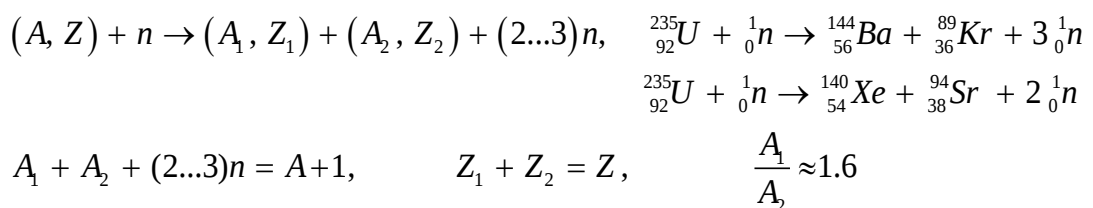
Реакції з утворенням протонів ($500 \text{ кеВ} \leq E_n \leq 10 \text{ МеВ}$):



Реакції з утворенням альфа-частинок:



Реакції поділу ядер:



Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною

Гамма-випромінювання - це жорстке електромагнітне випромінювання, енергія якого вивільняється при переходах ядер зі збудженого в основний або менш збуджений стан, а також при ядерних реакціях. Гамма-випромінювання має не тільки хвильові властивості, але й властивості потоку частинок – фотонів або квантів, енергія яких визначається із співвідношення:

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.17),$$

де – h постійна Планка, що дорівнює $6.62 \cdot 10^{-34}$ Дж с = $4.14 \cdot 10^{-15}$ еВ с;

ν та λ - відповідно частота та довжина хвилі електромагнітного випромінювання;

c - швидкість поширення світла у вакуумі, що дорівнює $2.998 \cdot 10^8$ м·с⁻¹.

У кожному акті переходу ядро випромінює один гамма-квант (фотон), тому спектр гамма-випромінювання завжди дискретний (при каскадних переходах із збудженого стану ядра в основне народжуються кілька гамма-квантів певних енергій). Енергії гамма-квантів, які випромінюються при переходах між збудженими станами атомних ядер, можуть мати значення приблизно від 10 кеВ до 5 МеВ ($10^{-8}\text{см} \geq \lambda \geq 2 \cdot 10^{-11}\text{см}$), енергії гамма-квантів, що спостерігаються в космічних променях, можуть перевищувати сотні ГеВ. Так як гамма-випромінювання не несе заряду, при гамма-розпаді не відбувається перетворення одного хімічного елемента в інший.

На шкалі електромагнітних хвиль гамма-випромінювання межує з рентгенівським випромінюванням, займаючи діапазон вищих частот. У діапазоні енергій 10 – 100 кеВ гамма та рентгенівське випромінювання розрізняються лише за джерелом походження. Якщо квант випромінюється в ядерному переході, його відносять до гамма-випромінювання, якщо квант виникає внаслідок переходів в атомних електронних оболонках, він належить до рентгенівського випромінювання. Зауважимо, що з точки зору механізмів взаємодії з речовиною, кванти електромагнітного випромінювання з однаковою енергією не відрізняються один від одного, тому такий поділ умовний.

Збуджене ядро може перейти в основний стан не тільки шляхом випромінювання гамма-кванту, а й шляхом безпосередньої передачі енергії збудження одному з електронів атомних оболонок (К-, L- або М-електрону). Цей безвипромінювальний процес, який конкурує з гамма-випромінюванням, називається внутрішньою конверсією електронів, а самі електрони – електронами внутрішньої конверсії. Енергія електрона внутрішньої конверсії E_e визначається виразом:

$$E_e = E - \varepsilon \quad (1.18),$$

де E - енергія, що вивільняється при ядерному переході;

ε - енергія зв'язку електрона в електронній оболонці атома.

Очевидно, що електрони внутрішньої конверсії моноенергетичні. Це дозволяє відрізнити їх від електронів, що випромінюються при бета-розпаді ядер, спектр яких безперервний.

Внутрішня конверсія супроводжується рентгенівським випромінюванням, яке виникає в результаті заповнення створеної вакансії електроном одного з вище розташованих рівнів енергії атома. При цьому квант характеристичного випромінювання, що виник, може вирвати один із електронів оболонки за умови, що його енергія перевищує енергію зв'язку електрона з атомом (ефект Оже).

При проходженні гамма-променів крізь речовину ослаблення відбувається внаслідок низки процесів, найважливішими з яких є *фотоефект* (фотоіонізація або фотоелектричне поглинання), розсіювання на вільних електронах або *ефект Комптона* та *народження пар електрон та позитрон* у кулонівському полі ядра чи електрона. Поряд з цими явищами відбуваються й інші процеси взаємодії, такі як когерентне розсіювання фотонів на атомах речовини, при якому енергія фотона, що налітає, після взаємодії з атомом залишається незмінною (змінюється тільки напрям руху), і ядерний фотоефект, який спостерігається при енергіях гамма-квантів більше 10 MeV у вигляді реакцій типу (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) . Проте їхня роль в ослабленні потоку гамма-променів незначна.

Фотоелектричне поглинання чи *фотоефект* – це механізм взаємодії гамма-кванта зі зв'язаним електроном, у якому вся енергія гамма-кванта передається електрону атома, а сам він зникає. Кінетична енергія фотоелектрона, що вилітає, дорівнює різниці енергії гамма-кванту і енергії зв'язку вибитого електрона (енергія віддачі ядра мала, тому нею зазвичай нехтують).

Після вильоту фотоелектрона в атомній оболонці утворюється вакансія, яка може заповнюватися менш зв'язаним електроном атома і супроводжуватися передачею енергії, що виділяється, одному з електронів верхніх оболонок, що призводить до його вильоту з атома (Оже-електрон).

Імовірність фотоелектричного поглинання (перетин фотоефекту) залежить від енергії гамма-кванту, енергії зв'язку електрона та атомного номера атомів речовини. Ця ймовірність тим більше, чим більше зв'язок електрона з атомом, тому найбільше фотоефекту піддаються К-електрони (понад 80% взаємодій відбувається за участю електронів К-оболонки) за умови, що енергія гамма-кванту перевищує енергію зв'язку К-електрона [11].

Залежність мікроскопічного перетину фотоефекту на К-оболонці $\sigma_{\text{фот}}^{(K)}$ для великих енергій гамма-квантів ($E_\gamma \gg m_e c^2$) визначається формулою [4]:

$$\sigma_{\text{фот}}^{(K)} \approx \frac{4\pi r_e^2 Z^5 m_e c^2}{137^4 E_\gamma} \quad (1.19),$$

а для *нерелятивістської* області енергій ($E_\gamma \ll m_e c^2$) – формулою:

$$\sigma_{\text{фот}}^{(K)} \approx \frac{32\sqrt{2}\pi r_e^2 Z^5 (m_e c^2)^{7/2}}{3 \cdot 137^4 E_\gamma^{7/2}} \quad (1.20)$$

З формул (1.19) та (1.20) випливає, що перетин фотоефекту пропорційний Z^5 і швидко зростає зі зменшенням енергії первинного гамма-кванту. Отже, фотоефект відіграє істотну роль у речовинах з великим атомним номером і за невеликих енергій фотонів.

На Рис. 3 показано залежність перетину фотоефекту в масових одиницях ($\text{см}^2/\text{г}$) від енергії гамма-квантів для свинцю. Як видно з рисунку, ймовірність фотоіонізації швидко зростає зі зменшенням енергії, але потім стрибкоподібно знижується при енергії гамма-кванта дещо нижче енергії зв'язку К-електрона (цей стрибок називається К-краєм). Нижче цієї енергії гамма-квант не має достатньо енергії, щоб вибити К-електрон. При подальшому зменшенні енергії спостерігаються нові стрибки ймовірності фотоіонізації, які обумовлені вкладом у перетин фотоефекту одного з енергетичних рівнів атома.

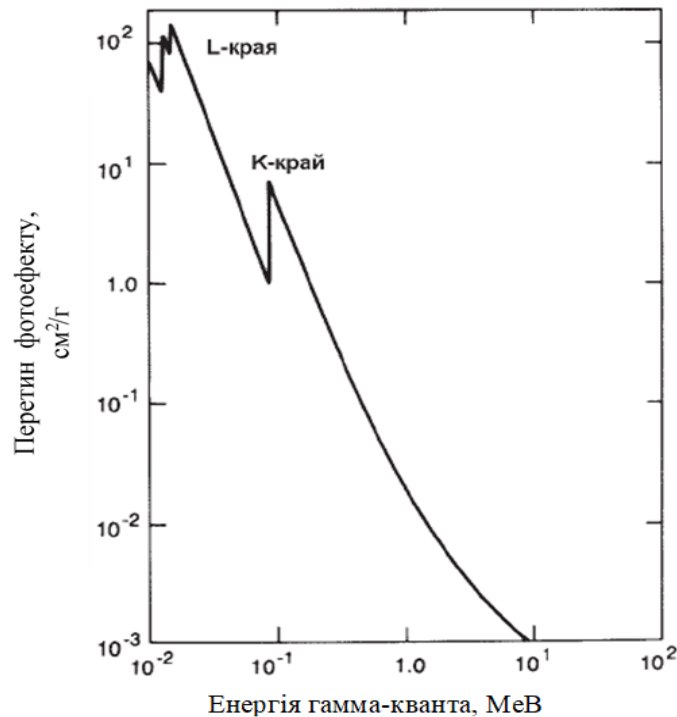


Рис. 3. Залежність перетину фотоефекту від енергії гамма-квантів для свинцю [11]

Комптонівське розсіювання або *Комптон-ефект* є пружною взаємодією, при якій гамма-квант передає частину своєї енергії вільному або слабо зв'язаному електрону. У цьому виді взаємодії беруть участь переважно зовнішні, найменш зв'язані з атомом електрони. Оскільки енергія зв'язку електрона дуже мала в порівнянні з енергією гамма-кванту, кінетична енергія електрона близька до енергії, втраченої гамма-квантом. Напрямки вильоту електрона та розсіяного гамма-кванту залежать від кількості енергії, переданої електрону у процесі взаємодії. Енергія розсіяного гамма-кванту визначається формулою:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.21),$$

а кінетична енергія електрона визначається формулою:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma (1 - \cos \theta)}} \quad (1.22)$$

де E_γ - енергія гамма-кванту; θ - кут розсіювання гамма-кванту; $m_e c^2 = 511 \text{ кеВ}$ - енергія спокою електрона. Кут вильоту електрона φ та кут вильоту розсіяного гамма-кванту θ пов'язані співвідношенням:

$$\text{tg } \varphi = \frac{\text{ctg } \frac{\theta}{2}}{1 + E_\gamma / m_e c^2} \quad (1.23)$$

Обидва кути відраховуються від напрямку руху гамма-кванту, що налітає.

$$E_{\gamma'} (\text{min}) = \frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma / m_e c^2} = \frac{m_e c^2}{m_e c^2 / E_\gamma + 2} \approx \frac{m_e c^2}{2} = 256 \text{ кеВ}$$

$$E_e (\text{max}) \approx E_\gamma - 256 \text{ кеВ}.$$

У випадку лобового зіткнення гамма-кванта з електроном, при якому гамма-квант розсіюється на 180° , а електрон рухається в напрямку гамма-кванту, що налітає, енергія зворотно розсіяного гамма-кванту мінімальна і дорівнює $E_{\gamma'} (0) = \frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma / m_e c^2} = \frac{m_e c^2}{m_e c^2 / E_\gamma + 2} \approx \frac{m_e c^2}{2} = 256 \text{ кеВ}$ за умови $m_e c^2 / E_\gamma \ll 1$. Енергія електрона у такому випадку максимальна і дорівнює $E_e (\text{max}) \approx E_\gamma - 256 \text{ кеВ}$.

Мікроскопічний перетин комптонівського розсіювання для *релятивістських* енергій гамма-квантів можна розрахувати за формулою Клейна – Нішини – Тамма [12]:

$$\sigma_{\text{ком}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\xi}{\xi^2} \left[\frac{2(1+\xi)}{1+2\xi} - \frac{1}{\xi} \ln(1+2\xi) \right] + \frac{1}{2\xi} \ln(1+2\xi) - \frac{1+3\xi}{(1+2\xi)^2} \right\}, \quad (1.24)$$

де $\xi = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ приведена енергія гамма-кванту.

Описані вище процеси взаємодії гамма-квантів з речовиною (фотоіонізація та комптонівське розсіювання) можна спостерігати на спектрі енергій гамма-випромінювання, що реєструється за допомогою гамма-спектрометра. Зазвичай у твердотільних детекторах фотоелектрон, що виникає, швидко зупиняється в активному об'ємі детектора за рахунок втрат на іонізацію, і в ньому виникає електричний імпульс з амплітудою, пропорційною втраченій фотоелектроном енергії. Енергія зв'язку електрона не втрачається, а проявляється у вигляді характеристичного рентгенівського

випромінювання, що виникає одночасно з фотоелектроном. Якщо рентгенівські кванти випромінювання поглинаються в детекторі разом з фотоелектроном, то імпульс, що виникає у результаті, пропорційний повній енергії гамма-кванта. На спектрі цей процес відображається у вигляді піку повного поглинання (фотопіка).

Якщо в детекторі відбувається комптонівське розсіювання і реєструється тільки розсіяний електрон (розсіяний гамма-квант вилітає з детектора), то виникає електричний імпульс, амплітуда якого пропорційна втраченій гамма-квантом енергії⁴. Комптонівське розсіювання в детекторі призводить до утворення спектру імпульсів, що простягається від нуля до енергії E_B (max). На Рис. 4 показано спектр енергій гамма-квантів від моноенергетичного джерела ^{137}Cs , виміряний за допомогою гамма-спектрометра високої роздільної здатності [11]. Сходінка поблизу енергії 470 кеВ називається комптонівським краєм і відповідає максимальній енергії, яка може бути передана електрону гамма-квантом з енергією 662 кеВ в результаті одиничного комптонівського розсіювання. Слабкий пік поблизу 188 кеВ називається піком зворотного розсіювання. Він утворюється, коли гамма-квант зазнає розсіювання на великий кут ($\approx 180^\circ$) в матеріалі захисту детектора, а потім поглинається в детекторі.

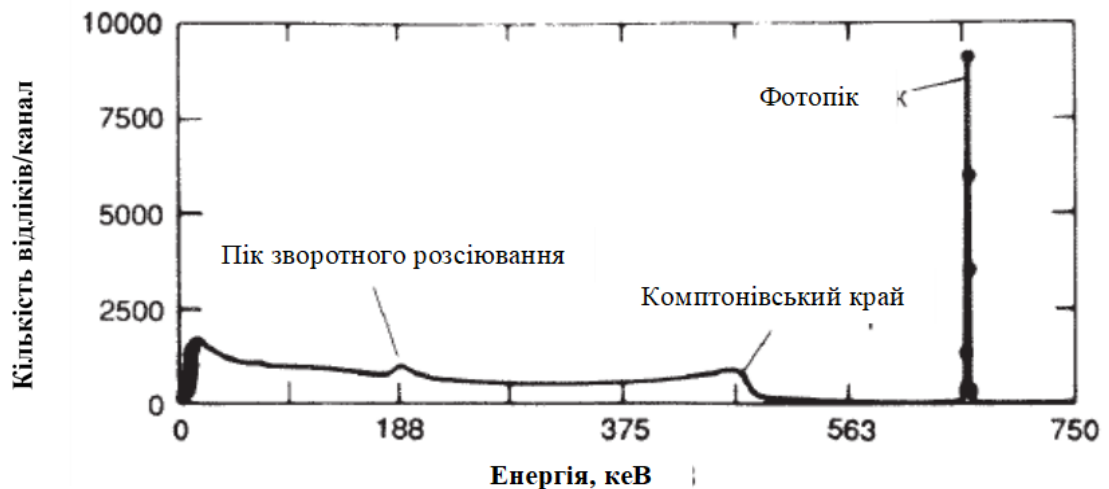


Рис. 4. Спектр енергій гамма-випромінювання ^{137}Cs , виміряний за допомогою спектрометра на базі напівпровідникового детектора високої роздільної здатності. Події ліворуч від піку повного поглинання (662 кеВ) обумовлені комптонівським розсіюванням в детекторі та матеріалах, що його оточують.

Народження електрон-позитронних пар – це процес одночасного утворення електронів та позитронів при взаємодії гамма-квантів високої енергії з кулонівським полем атомного ядра чи електрона. Цей вид взаємодії спостерігається, коли гамма-квант пролітає у безпосередній близькості від

⁴ У детекторах великого об'єму розсіяний гамма-квант може зазнати ще одне або кілька непружних взаємодій, в результаті яких вся енергія первинного гамма-кванту, що потрапив у детектор, буде поглинена, і він буде зареєстрований у піку повного поглинання.

зарядженої частинки. Він має енергетичний поріг, який для кулонівського поля ядра або протона дорівнює $E_0 \approx 2m_B c^2 \approx 1.02 \text{ MeV}$, для поля електрона порогова енергія гамма-кванта становить $E_0 \approx 4m_B c^2 \approx 2.04 \text{ MeV}$. При цьому виді взаємодії гамма-квант зникає, а сама заряджена частинка не змінюється. Якщо енергія гамма-кванту перевищує енергетичний поріг, надмірна енергія ділиться між електроном та позитроном у вигляді їхньої кінетичної енергії. При народженні електрон-позитронної пари в кулонівському полі важкої частинки її енергією віддачі можна знехтувати.

Електрон і позитрон, що виникли в процесі утворення пари, швидко втрачають свою енергію в середовищі, що поглинає. Позитрон бере участь в анігіляційному процесі з випадковим електроном середовища, в результаті якого вивільняються два гамма-кванти з енергіями 511 кеВ. Якщо один з анігіляційних квантів залишає детектор випромінювання, а частина енергії первинного гамма-кванту, що залишилася, поглинається детектором, то на спектрі виникає пік одноразового вильоту з енергією на 511 кеВ менше енергії піку повного поглинання (ППП). Якщо детектор залишають обидва анігіляційні кванти, на спектрі з'являється ще один пік, що зсунутий ліворуч від PPP на 1022 кеВ (пік двократного вильоту).

Мікроскопічний перетин утворення пар можна обчислювати за такими формулами при накладенні на них певних умов [12]:

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{4r_e^2 Z^2}{137} \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right) \quad \text{для} \quad 1 < \frac{E_\gamma}{m_e c^2} < \frac{137}{Z^{1/3}} \quad (1.25)$$

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{4r_e^2 Z^2}{137} \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad \text{для} \quad \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \gg \frac{137}{Z^{1/3}} \quad (1.26)$$

У формулах (1.19) і (1.20), (1.25) і (1.26) фігурує коефіцієнт $\frac{1}{137}$, який називається постійною тонкої структури, він дорівнює $\frac{e^2}{2\varepsilon_0 h c} = \frac{1}{137}$,

де $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд електрона;

$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ - електрична постійна;

$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ - постійна Планка;

$c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ - швидкість світла у вакуумі.

При розгляді взаємодії гамма-квантів із речовиною треба враховувати всі три процеси: фотоефект, ефект Комптона та утворення електрон-позитронних

пар. Тому вводять поняття повного мікроскопічного перетину взаємодії, яке характеризує повну ймовірність взаємодії гамма-квантів з речовиною:

$$\sigma_{\text{повн}} = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}} \quad (1.27)$$

Повний мікроскопічний перетин взаємодії $\sigma_{\text{повн}}$ пов'язаний з *лінійним коефіцієнтом ослаблення*⁵ гамма-квантів у речовині (см^{-1}) наступним співвідношенням:

$$\mu = (\sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}}) n, \quad (1.28)$$

де $\sigma_{\text{фот}}$, $\sigma_{\text{комп}}$, та $\sigma_{\text{пар}}$ - мікроскопічні перетини фотопоглинання, комптонівського розсіювання та утворення пар відповідно, подані в см^2 ;

n - об'ємна густина атомів поглинаючої речовини у см^{-3} .

Якщо товщина поглинаючої речовини, що має густину ρ (г/см^3), подана в г/см^2 , то для оцінки послаблення потоку частинок використовують масовий коефіцієнт ослаблення μ_m , що не залежить від щільності речовини і дорівнює:

$$\mu_m = \mu / \rho \quad (\text{см}^2/\text{г}) \quad (1.29)$$

Послаблення потоку гамма-квантів, що падають паралельним пучком перпендикулярно до поверхні поглинач, підпорядковується експоненціальному закону

$$N = N_0 e^{-\mu x} = N_0 e^{-\mu_m \rho x}, \quad (1.30)$$

де N_0 і N - кількість гамма-квантів, що падають на поглинач перпендикулярно до його поверхні і пройшли крізь поглинач, відповідно;

x - товщина поглинач, см .

Основний внесок у поглинання гамма-квантів при енергіях до 100 кеВ дає фотоефект, при енергіях ~ 1 МеВ – ефект Комптона, а при $E_\gamma > 2$ МеВ переважає процес утворення пар. На Рис. 5 показано залежність масового коефіцієнта поглинання μ / ρ від енергії гамма-квантів для свинцю [12]. З графіка випливає, що внесок фотоефекту зменшується з енергією приблизно як $1/E_\gamma^3$, внесок від ефекту Комптона зменшується як $1/E_\gamma$, в той час як внесок від процесу утворення пар починається з граничної енергії 1,02 МеВ і постійно зростає зі зростанням E_γ (див. формули (1.20), (1.24)) та (1.25)).

⁵ Лінійний коефіцієнт послаблення - це відношення частки іонізуючих частинок даного виду, які пережили взаємодію при проходженні шляху x в речовині до довжини цього шляху. Він подається у см^{-1} і наводиться у довідковій літературі.

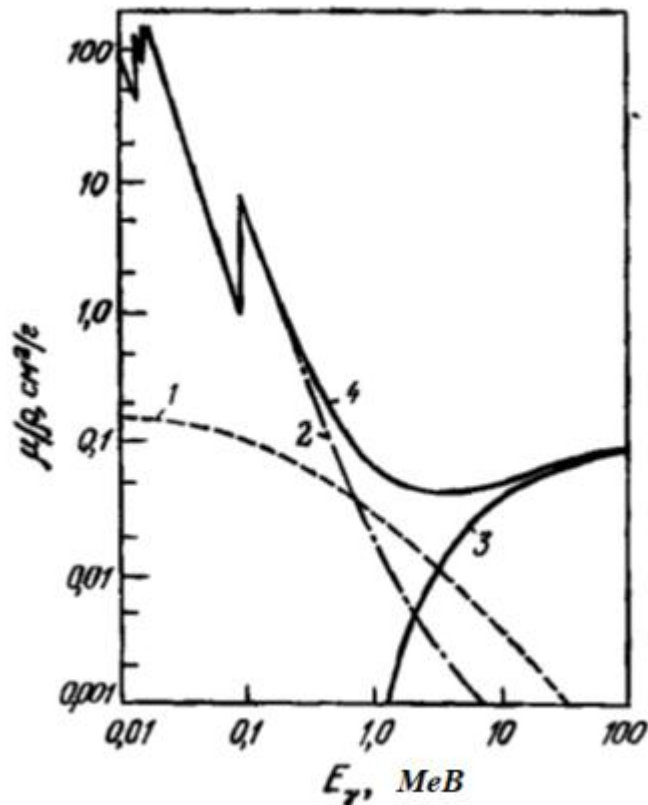


Рис. 5. Масовий коефіцієнт поглинання гамма-квантів у свинці. 1 – комптон-ефект, 2 – фотоефект, 3 – народження електрон-позитронних пар, 4 – сумарна крива

Розділ 2. ДЕТЕКТОРИ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Основною та необхідною частиною пристроїв, що реєструють та аналізують іонізуюче випромінювання, є детектори. Вони перетворюють енергію ядерного випромінювання (заряджених чи нейтральних частинок, і навіть квантів електромагнітного випромінювання) на пропорційний електричний заряд. Це відбувається за рахунок безпосередньої іонізації зарядженими частинками газу або матеріалу детектора, або завдяки індукованому випромінюванню світла у сцинтиляційних лічильниках. Незаряджені частинки, такі як нейтрони, можуть детектуватися за рахунок процесів, що призводять до утворення заряджених частинок, зокрема протонів віддачі. Реєстрація фотонів відбувається в основному за рахунок трьох видів їх взаємодії з речовиною детектора: фотоефект, комптонівський ефект та утворення пар електрон-позитрон при енергії фотонів понад 1 MeV.

Різні типи детекторів сильно відрізняються за енергією, яка необхідна для утворення пари електрон – іон або електрон – дірка:

Сцинтиляційний детектор

300 eV

Газовий детектор

25 eV

Напівпровідникові детектори

Напівпровідниковий детектор є по суті твердотільною іонізаційною камерою з тією відмінністю, що іонізація відбувається не в газовому проміжку, а в товщі кристала. Найбільшого поширення набули детектори на основі монокристалів кремнію та германію. У таких детекторах технологічно створюється чутлива до випромінювання область, де немає вільних носіїв заряду (шар, збіднений носіями заряду). Потрапивши в цю область, заряджена частинка або квант електромагнітного випромінювання викликає іонізацію, що призводить до появи вільних електронів у зоні провідності кристала, а у валентній зоні до виникнення вакансій чи дірок. Під дією прикладеної до детектора замикаючої напруги у збідненій області напівпровідника виникає сильна напруженість електричного поля, яка викликає рух електронів та дірок у протилежних напрямках, формуючи у зовнішньому ланцюгу імпульс струму. Величина відповідного електричного сигналу пропорційна енергії, що втрачена частинкою чи гамма-квантом у чутливій області детектора. Напруга, що підводиться до електродів детектора, може становити десятки вольт для кремнієвих детекторів і кілька кіловольт для германієвих детекторів, що забезпечує збір всіх зарядів, утворених випромінюванням у чутливій області детектора. На Рис. 6 наведено схему електричного підключення напівпровідникового детектора.



Рис. 6. Спрощена схема підключення напівпровідникового детектора (n та p – області напівпровідникового кристала відповідно з електронною та дірковою провідністю; R – опір навантаження детектора, на якому виділяється корисний сигнал; C – еквівалентна ємність, що включає ємність детектора та паразитну ємність монтажу)

Існує кілька типів напівпровідникових детекторів: дифузійні детектори, поверхнево-бар'єрні детектори, детектори з іонною імплантацією, літій-дрейфові детектори та детектори з особливо чистого германію [41].

У кремнієвих дифузійних детекторах домішку p (або n)-типу додають за допомогою дифузії у напівпровідник n (або p)-типу. Це створює збіднений шар одразу під поверхнею кристала на глибині близько 1 мкм від поверхні. Поверхневий шар називають “мертвим” шаром, через який випромінювання має пройти перед потраплянням у чутливу область детектора. При спектрометрії заряджених частинок “мертвий” шар поглинати частинки з низькою енергією, що є недоліком цього типу детекторів. Дифузійні детектори зазвичай працюють без охолодження.

Поверхнево-бар'єрні детектори мають дуже тонкий шар матеріалу p -типу, що нанесений на поверхню напівпровідника n -типу, тому заряджені частинки легко проникають у чутливий об'єм детектора. Товщина чутливої області p - n - переходу становить при робочій напрузі зміщення 25 – 40 В $\sim$ 40 мкм, енергетична роздільна здатність 25-30 кеВ для альфа-частинок з енергією 5 МеВ. Завдяки хорошій роздільній здатності ці детектори розрізняють, наприклад, три близькі групи альфа-частинок Am-241 з енергіями 5.486, 5.443 і 5.389 МеВ. Якщо на поверхню такого детектора нанести тонкий шар водневмісної речовини або розмістити між двома детекторами сполуку ${}^6\text{Li}$ (у вигляді сендвіча), то таку систему можна використовувати для реєстрації та спектрометрії нейтронів: у першому випадку – за протонами віддачі, що виникають при пружному розсіюванні нейтронів на водні, другий випадок – по зарядженим частинкам (третію і гелію – продуктам ядерної реакції).

Поверхнево-бар'єрні детектори, як і дифузійні, працюють за кімнатної температури.

У детекторах з іонною імплантацією застосовується метод внесення домішок у напівпровідник шляхом опромінення його поверхні пучком іонів, випущених прискорювачем. Наприклад, кристал кремнію n -типу після опромінення іонами бору має шар матеріалу p -типу, що сформований близько від поверхні. Цей тип детекторів має високі характеристики міцності, і вони можуть виготовлятися з тонким вхідним вікном для реєстрації альфа- і бета-випромінювань. Детектори з іонною імплантацією знаходять широке застосування у спектрометрії іонізуючих випромінювань, що включає альфа-спектрометрію, реєстрацію низькоенергетичного бета-випромінювання і важких іонів.

Поверхнево-бар'єрні детектори та детектори з іонною імплантацією добре підходять для спектрометрії заряджених частинок, однак, через введені до напівпровідникового кристала домішки, у них недостатньо великий чутливий об'єм для спектрометрії гамма- і рентгенівського випромінювань. Щоб нейтралізувати ефект, викликаний домішками, до напівпровідника додають літій для збільшення чутливого об'єму. Область між напівпровідниками p - та n -типів називається літій-дрейфовою або областю власної провідності, розмір якої визначає чутливий об'єм детектора.

Кремнієві літій-дрейфові детектори $Si(Li)$ застосовують для спектрометрії гамма-випромінювання низької енергії (менше 150 кеВ), рентгенівського випромінювання та бета-частинок. При роботі їх охолоджують до температури рідкого азоту (-196°C), зберігатися вони можуть при кімнатній температурі.

Германієві літій-дрейфові детектори $Ge(Li)$ можуть виготовлятися з великим чутливим до випромінювання об'ємом, що досягає 100 см^3 , і що дозволяє реєструвати гамма-кванти з енергією до 10 МеВ (детектори коаксіального типу). Недоліком їх є те, що вони завжди повинні перебувати в умовах температури рідкого азоту.

Розвиток технології виробництва напівпровідникових матеріалів дозволив створити детектори на основі кристалів з *особливо чистого германію* (ОЧГ), які набули широкого розповсюдження в гамма-спектрометрії завдяки високій роздільній здатності та високій ефективності реєстрації. Детектори з ОЧГ мають *p-i-n*-структуру, у них *i*-область (область власної провідності) чутлива до іонізуючого випромінювання. Є два основних види геометрії детекторів з ОЧГ: плоскі (планарні) та коаксіальні (циліндричні). Планарна геометрія використовується для створення детекторів з малою ємністю, що є важливим фактором для отримання високої енергетичної роздільної здатності при низьких енергіях. Коаксіальні детектори можуть виготовлятися з великим чутливим об'ємом (200 см^3 і вище) для реєстрації гамма-квантів високих енергій. Перевагою детекторів із особливо чистого германію є можливість зберігання при кімнатній температурі, до недоліків слід віднести невисоку радіаційну стійкість.

Останнім часом виявляється великий інтерес до напівпровідникових детекторів на основі кристалів телуриду кадмію CdTe , йодиду ртуті HgI_2 , сульфїду кадмію CdS та телурид-кадмій цинку CdZnTe , які вважаються перспективними для реєстрації гамма-випромінювання і які можуть працювати за кімнатної температури. При цьому телурид-кадмієві детектори для покращення енергетичної роздільної здатності можуть охолоджуватися до температури порядку мінус 100°C . Високий атомний номер зазначених детекторів забезпечує великий коефіцієнт поглинання іонізуючого випромінювання, проте існуючий технологічний рівень поки не дозволяє вирощувати кристали великого об'єму без дефектів.

Сцинтиляційні детектори

Сцинтиляційні детектори виконують дві функції: вони конвертують збудження, що викликається іонізуючим випромінюванням у прозорому матеріалі детектора, у світло і проводять це світло до фотокатода фотоелектронного помножувача. Механізм сцинтиляцій різний для

неорганічних кристалічних сцинтиляторів та для органічних сцинтиляторів, які застосовуються у вигляді кристалів, рідин та полімеризованих твердих тіл.

Неорганічні сцинтилятори – це кристали, що леговані центрами активації (кольоровими центрами). Іонізуюче випромінювання утворює в них вільні електрони, вільні дірки та екситони (пов'язані пари електрон-дірка). Ці збуджені стани поширюються в кристалічній решітці доти, доки не зустрінуть центр активації А. Центр активації переходить у збуджений стан A^* , який шляхом випромінювання квантів видимого світла повертається в основний стан А. Час висвічування сцинтилятора визначається часом життя нестабільного збудженого стану A^* та, в залежності від хімічного складу кристала, коливається від сотень до тисячі наносекунд та більше. Час висвічування сцинтилятора залежить від температури як $\exp(-E_i/kT)$,

де E_i - енергія збудження центрів активації А;

$k=1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - постійна Больцмана;

T - абсолютна температура кристала сцинтилятора [12].

Час висвічування неорганічних сцинтиляторів:

NaI(Tl) – 230 нс, LiI(Eu) – 1300 нс, CsI(Tl) – 1000 нс, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ – 350 нс

Світловий вихід:

NaI(Tl) – $4 \cdot 10^4$ фот/МеВ, LiI(Eu) – $1.4 \cdot 10^4$, CsI(Tl) – $1.1 \cdot 10^4$, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ – $2.8 \cdot 10^3$ фот/МеВ

На противагу кристалічним сцинтиляторам органічні сцинтилятори мають дуже короткий час висвічування – близько кількох наносекунд. Механізм сцинтиляцій тут інший і не є ефектом решітки. Він заснований на збудженні молекулярних рівнів флуоресцентного матеріалу, яке знімається шляхом випромінювання ультрафіолетових (УФ) квантів. Оскільки довжина поглинання УФ-квантів у більшості прозорих матеріалів дуже мала (близько кількох міліметрів), світловий сигнал вдається зареєструвати тільки завдяки тому, що у сцинтилятор додається домішка (зсувач спектру), в якій УФ-кванти перетворюються на кванти видимого світла. Цей другий флуоресцентний матеріал вибирається таким чином, що його спектр поглинання відповідав спектру висвічування основного сцинтилятора, а довжини хвиль його власного випромінювання відповідали максимальній спектральній чутливості фотокатода фотоелектронного помножувача (ФЕП). Обидва активні компоненти сцинтилятора або розчиняються в органічній рідині, або змішуються з мономером, утворюючи полімеризований матеріал.

На Рис. 7 показано схематична конструкція сцинтиляційного детектора з кристалічним сцинтилятором, що має оптичний контакт з фотоелектронним помножувачем.

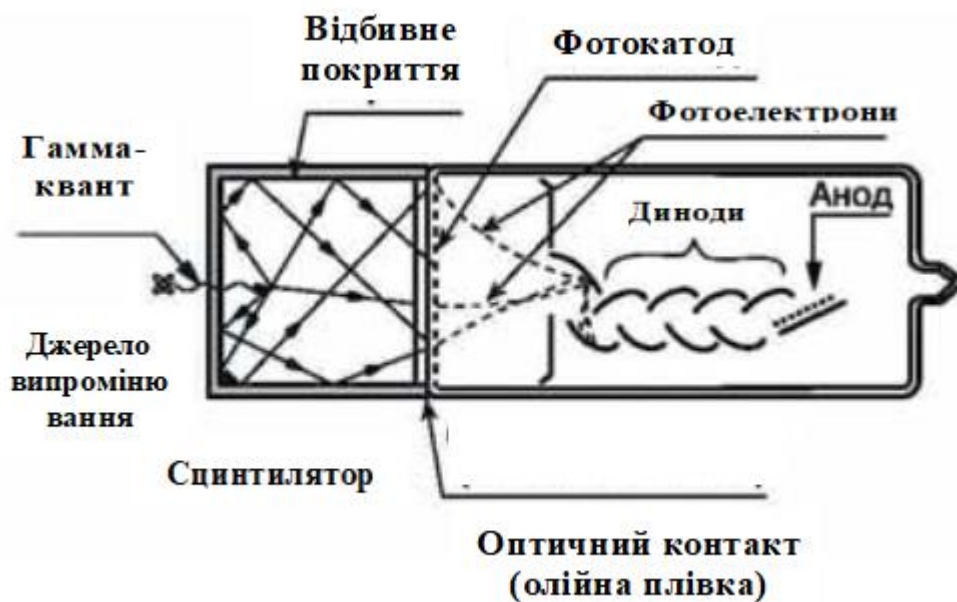


Рис. 7. Схематична конструкція сцинтиляційного детектора

Світлові кванти реєструються фотоприймачами, що перетворюють світло на електричні сигнали. У якості фотоприймачів використовуються фотоелектронні помножувачі (ФЕП) або твердотільні елементи на основі фотодіодів, які іноді називають твердотільними ФЕП.

ФЕП є вакуумним приладом для реєстрації квантів світла. Найбільш істотною частиною ФЕП є фотоелемент у вигляді фотокатода, з якого завдяки зовнішньому фотоэффекту кванти світла вибивають електрони (фотоелектрони). Ці електрони не збираються безпосередньо, а направляються прискорюючим полем в систему розташованих один за одним електродів (динодів), де вони вибивають вторинні електрони. Таким чином досягається множення заряду. Посилений струм збирається на аноді та надходить на вихід у вигляді імпульсу заряду.

Фотодіоди є звичайним напівпровідниковим діодом, в якому забезпечується можливість впливу оптичного випромінювання на p - n -перехід. При дії випромінювання в напрямку, перпендикулярному площині p - n -переходу, в результаті поглинання фотонів з енергією більшою, ніж ширина забороненої зони, виникають електронно-діркові пари. Пари розділяються зовнішнім електричним полем і у зовнішньому ланцюгу протікає струм. Розмір відповідного електричного сигналу пропорційний енергії, що втрачена частинкою або гамма-квантом у чутливому об'ємі детектора.

Іонізаційні камери та пропорційні лічильники

Іонізаційні камери та пропорційні лічильники⁶ відносяться до газонаповнених детекторів, що мають хорошу чутливість до різного виду випромінювань. Випромінювання, що потрапило в об'єм детектора, спричиняє в ньому іонізацію газу або безпосередньо за рахунок втрати енергії випромінювання (у разі заряджених частинок), або через вторинні ефекти взаємодії з газовим середовищем (у разі нейтральних частинок або гамма-квантів). Більшість газонаповнених детекторів має зовнішній електрод (катод), що являє собою наповнену газом під тиском циліндричну оболонку, і внутрішній електрод (анод) - тонкий дріт у центрі вздовж вісі циліндру.

В іонізаційних камерах робоча напруга між анодом і катодом вибирається такою, щоб забезпечити на електродах збирання зарядів тільки первинної іонізації. При цьому електричний сигнал на виході пропорційний енергії, що втрачена в об'ємі газу. Розрізняють імпульсні та струмові іонізаційні камери. Імпульсні іонізаційні камери призначаються для реєстрації окремих частинок, що викликають іонізацію в газовому об'ємі. Їх прикладом можуть служити детектори для вимірювання малих потоків теплових нейтронів, в яких у якості газу-наповнювача використовується BF_3 або ^3He . У разі використання BF_3 газ збагачується ізотопом ^{10}B .

Струмові камери інтегрують електричні сигнали, вони призначені для реєстрації відносно великих потоків частинок, коли окремі події не розрізняються, а в ланцюзі анода камери протікає струм, середнє значення якого пропорційно енерговиділенню у газовому об'ємі за одиницю часу. Струмові іонізаційні камери застосовуються в радіометрії для вимірювання активності радіоактивних речовин, в дозиметрії для визначення поглиненої енергії в одиниці маси речовини, а також для вимірювання та контролю інтенсивності виведених з прискорювачів пучків заряджених частинок.

Пропорційні лічильники відрізняються від іонізаційної камери використанням більш сильного електричного поля. У пропорційному лічильнику електрони, що утворилися в процесі первинної іонізації, потрапляють в електричне поле такої напруженості ($10^4 \div 10^5$ В/см), що вони можуть набути між двома зіткненнями з атомами газу приросту кінетичної енергії, що достатній для іонізації атомів, тобто буде мати місце вторинна іонізація. Ланцюжок таких процесів призводить до формування лавини електронів та іонів. Зрештою, виміряний імпульс напруги багаторазово посилюється в порівнянні з сигналом в іонізаційній камері (коефіцієнт газового посилення може досягати $10^4 \div 10^6$).

⁶ Розмежування газових детекторів на іонізаційні камери та пропорційні лічильники є досить умовним, оскільки процеси первинної іонізації в них проходять однаково, а електричний сигнал для обох детекторів пропорційний поглиненій енергії в газовому середовищі. У пропорційних лічильниках додатково завдяки вторинній іонізації різко зростає кількість іонів у порівнянні з їх кількістю в первинному процесі і, відповідно, багаторазово збільшується електричний сигнал.

Сферою застосування пропорційних лічильників є детектування альфа-, бета-випромінювань, а також реєстрація нейтронів (наприклад, ^3He , BF_3 лічильники та камери поділу). Їх також використовують для спектрометрії гамма- та рентгенівських квантів низьких енергій (декілька десятків кеВ). У цьому проміжку енергій даний вид випромінювання ефективніше взаємодіє з газом лічильника [11].

Різновидом газонаповнених лічильників є камери поділу. Вони реєструють нейтрони, що викликають вимушений поділ ядер матеріалу, що ділиться, і яким покриті внутрішні стінки камери поділу. В якості матеріалу, що ділиться, при реєстрації теплових нейтронів зазвичай використовується високозбагачений ^{235}U , при реєстрації швидких нейтронів використовують порогові реакції поділу на ^{238}U і ^{232}Th . Матеріал, що ділиться, товщиною від 0.02 до 2 мг/см² наноситься тонким шаром на внутрішні стінки камери поділу методом електролізу. Осколки, що утворюються в результаті поділу, спричиняють іонізацію газу і появу електричного сигналу. Власна ефективність реєстрації нейтронів камерами поділу мала. Для теплових нейтронів вона зазвичай становить 0.5 – 1%, для швидких нейтронів – ще нижче.

Лічильники Гейгера-Мюллера

Лічильники Гейгера-Мюллера працюють у тій області газорозрядної характеристики, де квант або частинка, що падає, за рахунок лавинного ефекту поблизу анодного дроту створюють потік носіїв заряду, який не пропорційний вивільненій первинній енергії. Тому імпульсний сигнал напруги на опорі навантаження має постійну амплітуду і залежить тільки від робочої напруги (режим Гейгера - Мюллера). Розряд у лічильнику або гаситься сам за рахунок добавок органічних газів, або з зовні шляхом подачі короткого імпульсу, що гасить, або вибором настільки великої величини опору навантаження лічильника, через який протікає струм анода, що падіння напруги на навантаженні призводить до зниження на невеликий інтервал часу анодного потенціалу до величини, меншої за нижню межу області Гейгера – Мюллера [12]. Лічильники Гейгера-Мюллера використовуються зазвичай у недорогих приладах дозиметрії та у приладах для контролю радіоактивного забруднення.

Детектори нейтронів

Принцип дії детекторів нейтронів ґрунтується на реєстрації вторинного випромінювання, яке утворюється в результаті взаємодії нейтронів з атомними ядрами. Існують два основних типи взаємодії нейтронів з речовиною: розсіювання нейтрону на ядрі атома з передачею йому частини кінетичної енергії (пружне зіткнення) та виникнення ядерних реакцій, внаслідок яких можуть утворюватися протони, альфа-частки, гамма-кванти та уламки поділу.

У першому випадку при передачі достатньої кількості енергії ядро віддачі іонізує речовину навколо точки взаємодії. Такий механізм ефективний при взаємодії нейтронів із легкими ядрами (ядра водню та гелію). У другому випадку для деяких ядерних реакцій нейтрони повинні мати порогове значення кінетичної енергії, інші реакції відбуваються на теплових нейтронах. Для того, щоб досягти максимальної ефективності реєстрації нейтронів великих енергій, детектори зазвичай оточують водневмісним матеріалом, що дозволяє знизити енергію нейтронів в результаті пружних зіткнень до енергій теплових нейтронів. Детектори, які використовують або механізм віддачі, або механізм ядерної реакції, можуть мати тверде, рідке або газоподібне наповнення.

Для реєстрації повільних нейтронів ($E_n < 100$ кеВ) використовуються:

- ядерні реакції на легких ядрах під дією нейтронів ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ та ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ з реєстрацією альфа-частинок і протонів;
- поділ важких ядер під дією нейтронів (n, f) з реєстрацією уламків поділу;
- радіаційне захоплення нейтронів ядрами (n, γ) з реєстрацією гамма-квантів.

Вторинне випромінювання у вигляді альфа-частинок, протонів і уламків поділу реєструють газонаповненими детекторами нейтронів, які, залежно від сфери застосування, зазвичай заповнюються ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, BF_3 або CH_4 під тиском від 1 до 20 атм. Для покращення робочих характеристик детектора часто додається важкий газ, зокрема аргон, який скорочує довжину пробігу продуктів реакції. Додавання важкого газу також прискорює збирання зарядів, але має й негативний наслідок – підвищує чутливість детектора до гамма-випромінювання [11].

Повільні нейтрони можна реєструвати також за допомогою сцинтиляційних лічильників (на кристалах LiI з домішкою Eu , на сцинтилюючих літєвих стеклах, або на суміші бор вмісних речовин і сцинтилятора ZnS) [39].

Ефективність реєстрації швидких нейтронів ($E_n > 100$ кеВ) газонаповненими детекторами в сотні разів менше ефективності реєстрації повільних нейтронів. Тому швидкі нейтрони попередньо уповільнюють, наприклад, у парафінових або поліетиленових блоках, що оточують нейтронний детектор. Спеціально підібрані форма та розміри блоків дозволяють отримати практично постійну ефективність реєстрації нейтронів у діапазоні енергії від декількох кеВ до 20 МеВ (т. зв. всхвильовий лічильник).

Для нейтронів з енергіями від 1 до 100 МеВ застосовуються органічні сцинтилятори, особливо рідинні та пластичні, які характеризуються коротким часом висвічування і, відповідно, часом формування електричного сигналу (близько десятків і менше наносекунд). Основними недоліками органічних сцинтиляторів є їхня висока чутливість до гамма-випромінювання і те, що

спектри амплітуд імпульсів від нейтронів і гамма-випромінювання з однаковою енергією перекриваються. Разом з тим, з деякими органічними сцинтиляторами можна використовувати електроніку, яка методом дискримінації за формою імпульсу дозволяє ефективно розрізняти сигнали нейтронів і гамма-квантів.

На Рис. 8, як приклад, наведена схема підключення газонаповнених детекторів для реєстрації нейтронів [11]. Амплітуда сигналу на вході передпідсилювача визначається зарядом, що накопичений на ємності C_1 , і

дорівнює
$$V = \frac{Q}{C_1}.$$

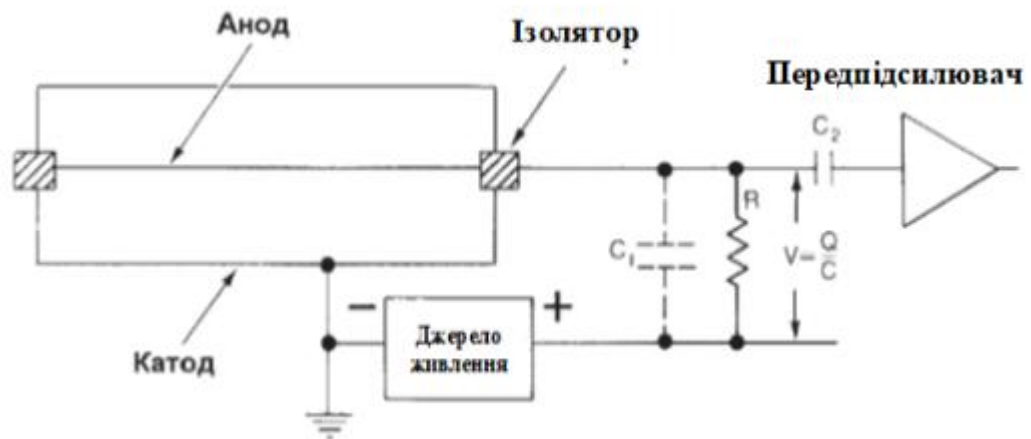


Рис. 8. Схема підключення газонаповненого детектора нейтронів. R – опір навантаження детектора, на якому виділяється корисний сигнал, C_1 – еквівалентна ємність (детектора, входу підсилювача та монтажу), C_2 – розділюючий конденсатор, що запобігає попаданню напруги джерела живлення детектора на вхід передпідсилювача

Нейтронні детектори зазвичай дозволяють отримати інформацію лише про кількість зареєстрованих нейтронів, але не про їхню енергію. Дані про енергетичний спектр нейтронів, що реєструються, можуть бути отримані непрямими методами на підставі відомостей про тип детектора, навколишніх матеріалах, конфігурації вимірювальної системи та ін.

Розділ 3. ВИМІРЮВАЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА У СПЕКТРОМЕТРІЇ ІВ

Вимірювальна електроніка в спектрометрії ІВ (її називають також ядерною електронікою) являє собою дуже широкий спектр технічних рішень і методів, на основі яких побудовано безліч електронних пристроїв для отримання, перетворення та обробки інформації, що надходить від детекторів ядерних випромінювань. Мала тривалість процесів і, як правило, їхня висока

частота вимагають від приладів ядерної електроніки високої часової роздільної здатності ($\sim 10^{-9}$ с). Необхідність одночасного виміру великої кількості параметрів (амплітуди сигналу, часу його надходження, координати точки детектування та ін.) призвела до того, що були розроблені цифрові методи перетворення та накопичення інформації, багатоканальний та багатовимірний аналіз сигналів детекторів з використанням персональних комп'ютерів, були створені багатопроцесорні системи збору та обробки інформації.

Головними елементами пристроїв вимірювальної ядерної електроніки є передпідсилювачі та підсилювачі імпульсних сигналів детектора, схеми збігів та антизбігів, амплітудні дискримінатори, лінійні схеми пропускання та суматори, багатоканальні часові та амплітудні аналізатори, різні пристрої для знімання інформації, лічильники, таймери та вимірювачі швидкості лічби, джерела живлення та допоміжні пристрої, тощо.

У техніці спектрометричних вимірів вимірювальну систему не проектують і не створюють заново, а зазвичай комплектують набором стандартних модулів залежно від завдання. Кожен електронний модуль виконує певну функцію, механічні та електричні параметри модулів стандартизовані. Таким чином, збираючи вимірювальну систему з модулів одного стандарту, можна бути впевненим, що вони добре поєднуються один з одним.

У експериментальній ядерній фізиці низьких і середніх енергій досі переважно застосовуються модульні системи NIM (Nuclear Instrumentation Modules) і CAMAC (Computer-Aided Measurement and Control). Незважаючи на те, що це старі стандарти (стандарт NIM з'явився у 1964 р.), вони задовольняють вимоги більшості експериментів у цій галузі фізики та прикладних досліджень. У фізиці високих енергій застосовується апаратура у стандартах FASTBUS та VMEbus (Versa Module Europe).

Модулі NIM та CAMAC вставляються у конструктиви (bin у стандарті NIM та crate у стандарті CAMAC), які забезпечують живлення модулів. У крейті CAMAC крім шин живлення є і сигнальні шини. Модулі CAMAC з'єднуються із комп'ютером за допомогою спеціального модуля – крейт-контролера. Типорозміри NIM та CAMAC різні. Модуль NIM можна підключити до крейта CAMAC за допомогою спеціального адаптера (перехідника). Передпідсилювачі не вставляються у bin або крейт, але отримують від них живлення.

У переважній більшості випадків під час реєстрації частинок і квантів електромагнітного випромінювання відбувається вимірювання їх енергії. Це здійснюється за допомогою детекторів, у яких електричний сигнал пропорційний до втраченої енергії. Безпосередньо електричні сигнали детекторів непридатні для вимірювання енергії випромінювання, тому вони

піддаються обробці у спектрометричному вимірювальному тракті, що включає, як правило, наступний набір електронних приладів:

- попередній підсилювач (ПП), який необхідний, коли сигнал детектора настільки малий, що неможливо передати його довгим кабелем без погіршення відношення сигнал/шум або коли, наприклад, необхідно перетворити зарядовий сигнал в імпульс напруги;

- основний підсилювач потрібний для посилення сигналу, що надходить від ПП або детектора до рівня, який дозволяє проводити подальшу його обробку та аналіз. Він покращує за допомогою фільтрів відношення сигнал/шум та нормалізує форму імпульсів;

- аналогові прилади переробки імпульсів, які служать для обмеження середньої частоти, виділяючи необхідні події (дискримінатори, лінійні схеми пропускання, підсилювачі-експандери та ін.) для подальшого формування імпульсів і амплітудного аналізу;

- прилади для формування та обробки сигналів, що задають час, коли поряд з інформацією про енергію необхідні дані про часові співвідношення подій. У цьому випадку важливим є отримання сигналів часової позначки, які не залежать від амплітуди сигналів детектора, тобто повинна здійснюватися часова прив'язка до імпульсів детектора;

- аналого-цифрові перетворювачі (АЦП), які служать для перетворення аналогової інформації, зокрема, амплітуди імпульсу або часового інтервалу в цифровий код;

- допоміжні прилади (джерела живлення детекторів та електронних модулів, імпульсні генератори для тестування вимірювальних трактів та ін.).

У стандарті NIM розрізняють чотири типи сигналів – повільні лінійні сигнали, швидкі лінійні сигнали, повільні логічні сигнали та швидкі логічні сигнали. Амплітуда лінійних сигналів варіюється в широкому діапазоні. Логічні сигнали мають фіксовану амплітуду та форму. На рисунках 9 та 10 показані рівні логічних сигналів у вольтах у двох стандартах. Рівні повільних логічних сигналів САМАС відповідають рівням логічних інтегральних схем TTL.

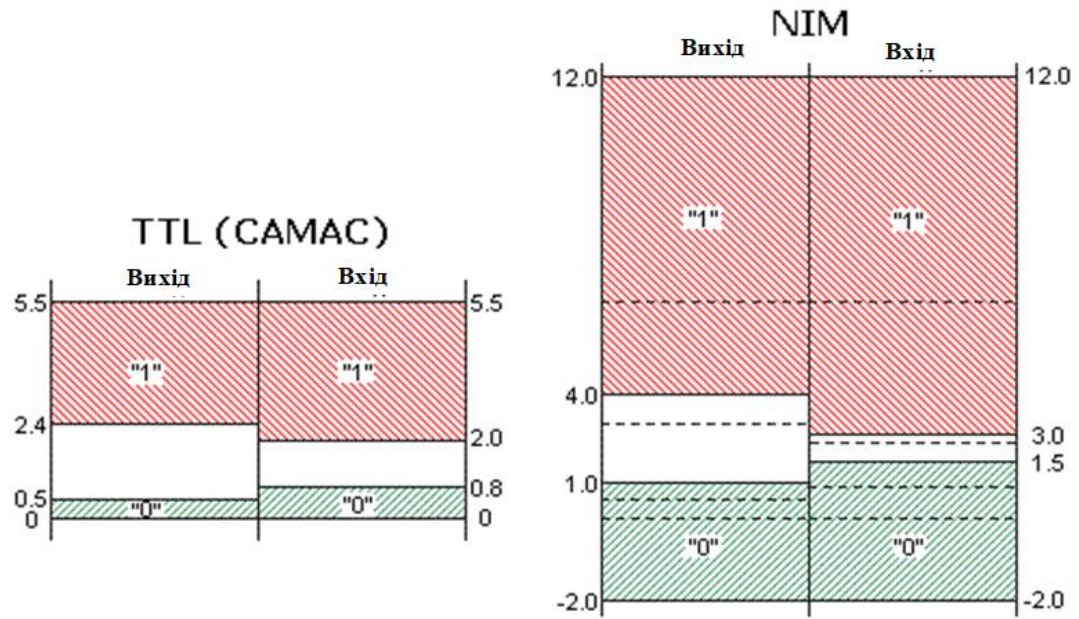


Рис. 9. Повільні логічні сигнали у стандартах TTL та NIM

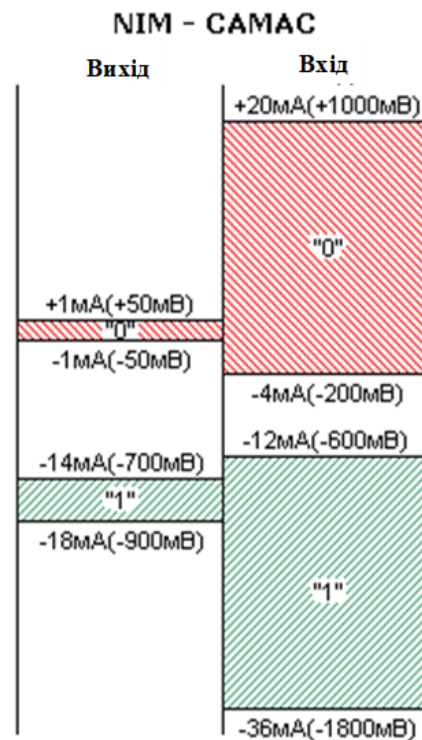


Рис. 10. Рівні швидких логічних сигналів

Передпідсилювачі

Амплітуда сигналів детекторів, як правило, недостатня для опрацювання пристроями, що реєструють і аналізують. Так у імпульсних іонізаційних камер та напівпровідникових детекторів вона становить одиниці – сотні мікрівольт. У той же час динамічний діапазон вхідних сигналів таких приладів як АЦП

зазвичай становить 0 - 10 В. Тому сигнали детекторів необхідно посилювати в 10^2 - 10^5 разів залежно від типу детектора та енергії випромінювання, що реєструється. Зазвичай підсилювальний пристрій складається з двох частин – передпідсилювача та основного підсилювача. Завдання, яке виконують передпідсилювачі, - це посилити та перетворити сигнал з детектора без помітного погіршення відношення сигнал/шум. Передпідсилювач розташовується якомога ближче до детектора, щоб звести до мінімуму паразитні ємності та наводки на входні ланцюги. Основний підсилювач розташовується зазвичай за радіаційним захистом на порівняно великій відстані від передпідсилювача та детектора. Розглянемо деякі типи підсилювачів.

Передпідсилювачі, що чутливі до струму

Сигнали з деяких ФЕУ та мікроканальних пластин порівняно великі та мають малі часи наростання. Обробка сигналів для лічби подій та отримання часової інформації у цих випадках може виявитися досить простою. Ці детектуючі пристрої є джерелами струму, мають високий вихідний опір, і струмовий сигнал з їх виходу створює сигнал напруги на хвильовому опорі кабелю (найчастіше 50 Ом), який є опором навантаження.

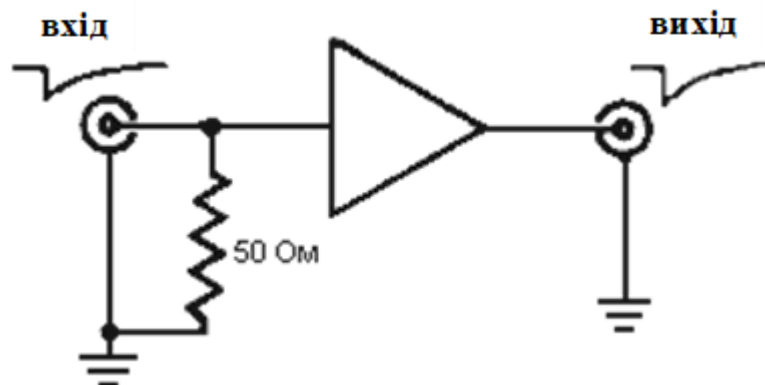


Рис. 11. Спрощена схема передпідсилювача, що чутливий до струму [13]

Якщо час нарощування передпідсилювача (ПП) малий порівняно з часом нарощування імпульсу від детектора і коефіцієнт підсилення передпідсилювача k , то амплітуда імпульсу напруги у вольтах на виході ПП дорівнює:

$$V_{out} = 50 \cdot I_{in} \cdot k$$

де I_{in} - амплітуда струмового імпульсу в амперах на вході передпідсилювача.

Передпідсилювачі, що чутливі до напруги

Для отримання амплітудної (енергетичної) інформації від ФЕП або мікроканальних пластин використовують передпідсилювачі, що чутливі до напруги. Вони мають високий вхідний опір (~ 5 МОм). Імпульс струму детектора інтегрується на паразитній ємності входу передпідсилювача, яка має сумарну величину близько $40 - 50$ пФ. В результаті виходить імпульс напруги з амплітудою, що пропорційна заряду імпульсу струму, і часом нарощування, що дорівнює його тривалості. Опір, що включений паралельно до вхідної ємності, визначає експоненціальний спад з постійною часу $\sim 50 - 250$ мкс. Підсилювач, який служить буфером, має коефіцієнт передачі по напрузі близько до одиниці. Резистор на виході має опір 50 або 100 Ом і призначений для узгодження виходу підсилювача з хвильовим опором кабелю.

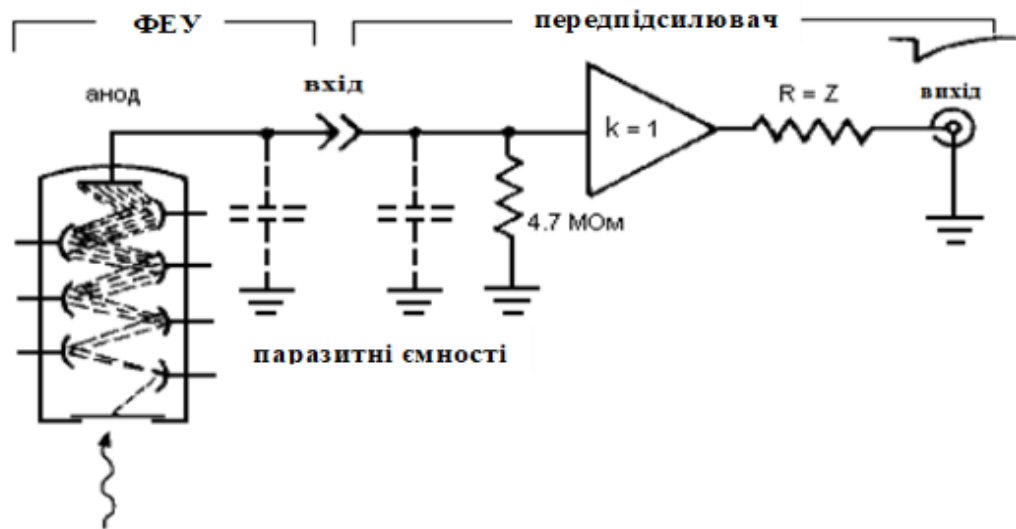


Рис. 12. Схема передпідсилювача, що чутливий до напруги. Паразитні ємності характеризують вихідну ємність ФЕУ та вхідну ємність ПП [13]

Передпідсилювачі, що чутливі до напруги, часто використовуються в експериментах у фізиці високих енергій для роботи з кремнієвими детекторами.

Зарядочутливі передпідсилювачі

Зарядочутливі передпідсилювачі застосовуються головним чином з напівпровідниковими детекторами і іонізаційними камерами.

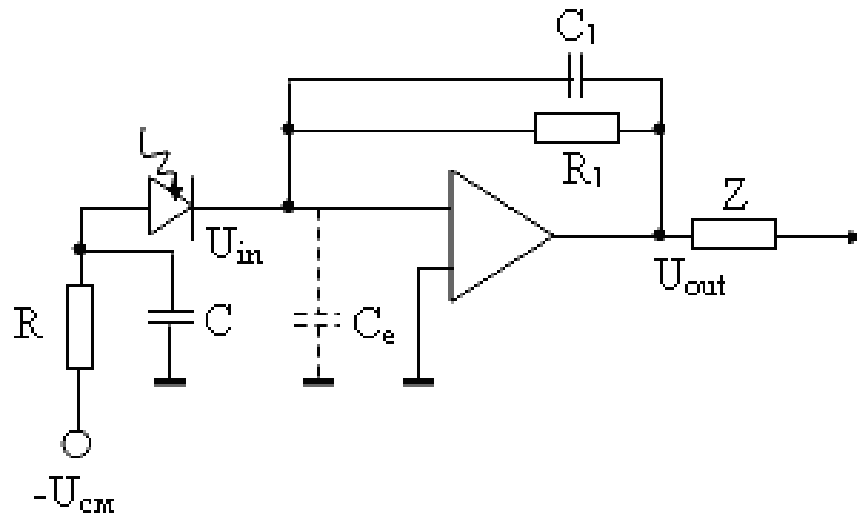


Рис. 13. Схема зарядочутливого передпідсилювача з резистивним зворотним зв'язком. Еквівалентна ємність C_e складається з ємності детектора та вхідної ємності ПП [13]

Відмінною особливістю напівпровідникових детекторів є залежність їх ємності C_D від напруги зсуву ($C_D \sim U_{зміщ}^{-1/2}$). Зміна напруги зсуву призводить до зміни ємності детектора і відповідно до зміни сигналу на його навантаженні. Ці зміни амплітуди сигналу вкрай небажані, оскільки призводять до погіршення енергетичної роздільної здатності. Тому в передпідсилювачах для напівпровідникових детекторів вживаються заходи, що виключають вплив ємності детектора на величину сигналу. Такий передпідсилювач охоплюється негативним зворотним зв'язком за допомогою конденсатора невеликої ємності C_1 (Рис. 13), утворюючи інвертуючий інтегруючий підсилювач. Резистор R_1 необхідний для розряду конденсатора C_1 після припинення дії сигналу. Коефіцієнт підсилення схеми з розімкненим колом зворотного зв'язку має бути великим ($\sim 10\,000$ і більше).

Визначимо амплітуду сигналу на виході передпідсилювача, вважаючи, що частинка утворює в детекторі заряд Q , який розподіляється між ємностями C_e та C_1 . Можна записати, що:

$$Q = Q_e + Q_1, \quad Q_e = C_e \cdot U_{in}, \quad Q_1 = C_1 \cdot (U_{out} + U_{in}), \quad U_{out} = -k \cdot U_{in},$$

де k - коефіцієнт підсилення передпідсилювача (мінус вказує на інверсію сигналу на виході по відношенню входу)

Користуючись цими співвідношеннями, виведемо формулу для визначення U_{out} .

$$U_{out} = \frac{Q_1}{C_1} - U_{in} = \frac{Q - Q_e}{C_1} + \frac{U_{out}}{k}$$

звідси:

$$U_{out} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{Q-Q_e}{C_1} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{Q-C_e \cdot U_{in}}{C_1} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{Q+C_e \cdot \frac{U_{out}}{k}}{C_1}$$

Вирішуючи це рівняння щодо U_{out} , отримаємо:

$$U_{out} = \frac{k \cdot Q}{(k-1) \cdot C_1} \cdot \frac{(k-1) \cdot C_1}{(k-1) \cdot C_1 - C_e} = \frac{Q}{C_1 \cdot \frac{k-1}{k} - \frac{C_e}{k}} \approx \frac{Q}{C_1}, \quad (3.1)$$

оскільки $k \gg 1$, а $C_1 \gg \frac{C_e}{k}$

З формули (3.1) видно, що амплітуда сигналу на виході передпідсилювача визначається зарядом, що утворений іонізуючою частинкою в детекторі, і інтегруючою ємністю зворотного зв'язку. Вона практично не залежить від ємності детектора і відповідно від напруги зсуву на ньому.

За формулою (3.1) визначимо амплітуду напруги на виході передпідсилювача для поглиненої енергії в напівпровідниковому детекторі, що дорівнює 1 МеВ, вважаючи, що енергія утворення пари електрон - дірка дорівнює 3 еВ, а ємність конденсатора, що інтегрує, C_1 , дорівнює 1 пФ.

$$U_{out} = \frac{10^6 \text{ еВ}}{3 \text{ еВ}} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot \frac{1}{1 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}} \approx 53 \text{ мВ}$$

Середнє значення струму напівпровідникового детектора I_D в залежності від його енергетичного завантаження E_R ⁷:

$$I_D(\text{А}) = \frac{E_R(\text{еВ/с})}{w(\text{еВ})} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} (\text{Кл}) \quad (3.2),$$

w - енергія утворення пари електрон – дірка

Виконаємо оцінку коефіцієнта перетворення енергетичного завантаження у струм детектора K_{E_R} :

$$\begin{aligned} K_{E_R} &= \frac{I_D(\text{А})}{E_R(\text{еВ/с})} = \frac{1}{3(\text{еВ})} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} (\text{Кл}) \approx 5 \cdot 10^{-20} \text{ А/еВ/с} \\ &= 0.05 \text{ пА/МеВ/с} \end{aligned}$$

Оцінимо максимальне енергетичне завантаження напівпровідникового детектора, вважаючи $U_{out}(\text{max}) = 20 \text{ В}$ і $R_1 = 1 \text{ ГОм} = 10^9 \text{ Ом}$ [14]:

$$U_{out} = I_D \cdot R_1$$

⁷ Тут індекс R вказує на завантаження детектора (Rate – завантаження)

$$E_R(\text{О}) = \frac{U_{out}(\text{О})}{R_1 \cdot K_{ER}} = \frac{20(\text{В})}{1 \cdot 10^9(\text{Ом}) \cdot 5 \cdot 10^{-14}(\text{А/МеВ/с})} = 400000 \text{ МеВ/с}$$

Шуми зарядочутливого передпідсилювача визначаються вхідним транзистором (зазвичай використовується охолоджуваний разом з кристалом детектора малошумний польовий транзистор), вхідною ємністю, струмами витоку та опором зворотного зв'язку.

Зарядочутливі передпідсилювачі з оптоелектронним зворотним зв'язком

Для покращення відношення сигнал/шум необхідно збільшувати опір зворотного зв'язку. Однак його величина зазвичай не більше 2 ГОм, оскільки при збільшенні опору резистора зворотного зв'язку починають позначатися його розподілена ємність та тепловий шум. У передпідсилювачах з високою енергетичною роздільною здатністю використовується оптоелектронний зворотний зв'язок.

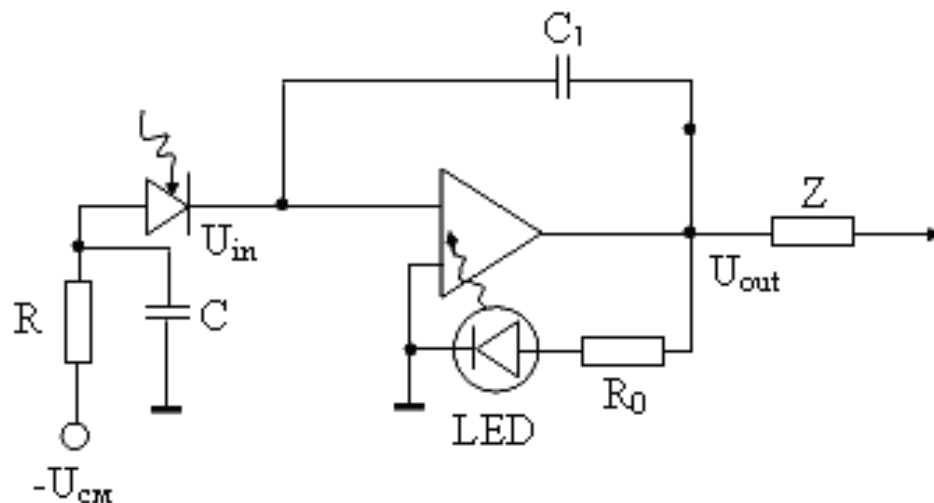


Рис. 14. Схема передпідсилювача з оптоелектронним зворотним зв'язком [13]

До виходу передпідсилювача (Рис. 14) через опір $R_0 \sim 100 \text{ Ом}$ підключається світлодіод LED , через який тече струм $I_{LED} \approx \frac{U_{out}}{R_0}$. Інтенсивність свічення світлодіода пропорційна струму через нього. Потік світла від світлодіода спрямовується на затвор польового транзистора. Струм затвора I_g пропорційний світловому потоку, що падає на нього, тобто $I_g = k \cdot I_{led}$, де $k \sim 10^{-7} - 10^{-10}$ - коефіцієнт пропорційності, що визначає величину струму затвора польового транзистора, що припадає на одиницю струму світлодіода.

У підсумку можна записати:

$$I_g = \frac{k \cdot U_{out}}{R_0} = \frac{U_{out}}{\frac{R_0}{k}} = \frac{U_{out}}{R'},$$

де R' - еквівалентний опір зворотного зв'язку, який в залежності від світлового потоку становить величину порядку $10^9 - 10^{12}$ Ом. Цей еквівалентний опір зворотного зв'язку, на відміну від звичайних резисторів, практично не вносить додаткових шумів.

Існують і інші типи передпідсилювачів, наприклад, передпідсилювачі з імпульсним зворотним зв'язком. В них опір зворотного зв'язку замінюється транзисторним або оптоелектронним ключем, який вмикається лише на короткий час для розряду інтегруючого конденсатора при досягненні граничного значення напруги на виході передпідсилювача. Осцилограма на виході передпідсилювача з імпульсним зворотним зв'язком має східчасту форму. Висота кожної сходинки пропорційна заряду, що утворюється в детекторі при попаданні в нього частинки або фотона. Рис. 15 ілюструє принцип роботи імпульсного зворотного зв'язку.

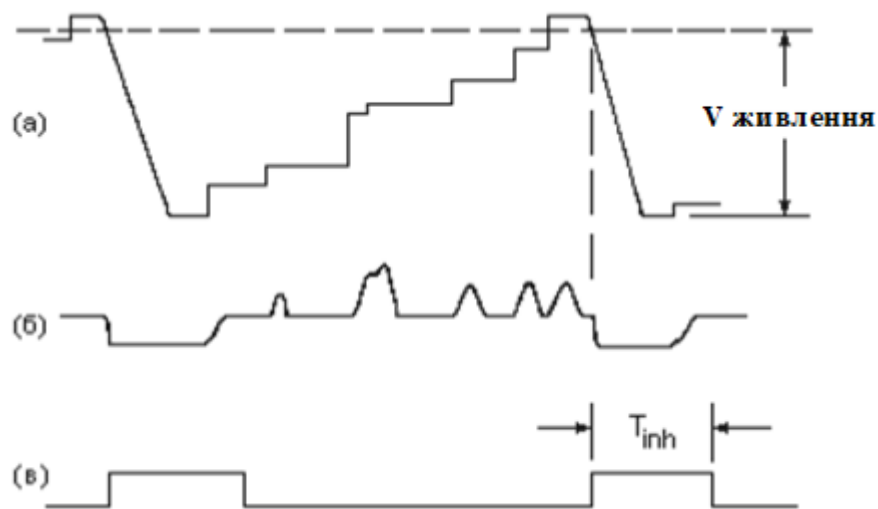


Рис. 15. Ілюстрація принципу імпульсного зворотного зв'язку

а - форма сигналу на виході передпідсилювача; б - аналогові сигнали на вході передпідсилювача; в - логічні сигнали, які блокують спектрометричний тракт на час розряду інтегруючої ємності.

Підсилювачі

Відповідно до призначення підсилювачі, що застосовуються, можна умовно поділити на два основні типи: часові та спектрометричні або лінійні підсилювачі. Нижче розглянуто деякі типи підсилювачів та технічні рішення, які застосовуються для покращення основних характеристик спектрометричних каналів.

Часові (швидкі) підсилювачі

Часові підсилювачі призначені для отримання сигналів часової позначки про події, що реєструються в наносекундному і субнаносекундному діапазонах, а також для лічби подій з високою частотою слідування. Вони повинні добре передавати короткі часи наростання сигналів від передпідсилювачів і відповідно мати широкую смугу пропускання, близько $10^8 - 10^9$ Гц. Тривалість імпульсів швидких підсилювачів зазвичай менше 20 нс. Таким чином, можлива лічба подій із середньою частотою проходження декілька мегагерц із невеликими втратами через мертвий час.

Незалежність положення сигналів часової відмітки від амплітуди імпульсів забезпечується спеціальними методами прив'язки. Так при вимірюваннях енергії частинок за часом прольоту для часової прив'язки використовується метод слідкуючого порогу, пропорційного амплітуді, більше відомий як метод часової прив'язки по постійній частині амплітуди імпульсу. Цей метод добре працює при використанні у якості детекторів кристалічних органічних сцинтиляторів, таких як стильбен ($C_{14}H_{12}$), антрацен ($C_{14}H_{10}$) та ін., у яких форма імпульсу практично не залежить від поглинутої енергії⁸.

Для реалізації цього методу детекторний аналоговий сигнал з виходу швидкого підсилювача розгалужується на два напрямки. У першій гілці сигнал послаблюється до рівня $f \cdot U$, де f - частина сигналу після його ослаблення ($f \sim 0.15 \dots 0.2$), U - амплітуда імпульсу до розгалуження. У другій гілці неослаблений сигнал затримується на величину $\tau_{\text{зат}} = \tau_{\text{нар}}(1 - f)$ де $\tau_{\text{нар}}$ час наростання сигналу детектора. Сигнали з обох гілок подаються на різні входи операційного підсилювача (інвертуючий та неінвертуючий), в якому проводиться алгебраїчне підсумовування двох сигналів. В результаті на виході операційного підсилювача утворюється біполярний сигнал, який перетинає базову (нульову) лінію в точці, положення якої приблизно відповідає максимуму початкового сигналу і не залежить від його амплітуди (змінюється тільки крутизна перетину базової лінії). Далі за допомогою спеціальної електронної схеми (детектора "нуля") виділяється момент перетину базової лінії та формується логічний сигнал часової прив'язки до детекторного імпульсу.

Для затримки сигналу детектора використовується або смужкова лінія затримки або відрізок коаксіального кабелю невеликої довжини з хвильовим опором 50 Ом, який має погонну затримку 5 нс/м.

⁸ Для зазначеного типу сцинтиляційних детекторів час наростання сигналів постійний, а місцезнаходження максимуму сигналів слабо залежить від амплітуди імпульсів.

СпектрOMETричні (лінійні) підсилювачі

СпектрOMETричні підсилювачі використовують при амплітудному аналізі сигналів. Вони забезпечують лінійне посилення сигналів до діапазону, в якому працюють аналого-цифрові перетворювачі, і мають хороші характеристики інтегральної та диференціальної нелінійності (відповідно 0,05 % і менше 1 %). Для амплітудного аналізу важливо забезпечити хороше відношення сигнал/шум, оскільки воно визначає енергетичну роздільну здатність спектрометра. З цією метою сигнал у підсилювачі піддається спектральній обробці за допомогою частотних фільтрів на базі диференційних та інтегруючих ланок. Оптимальне відношення сигнал/шум досягається, якщо постійні часу диференціювання та інтегрування мають рівні значення, а функція пропускання частот має приблизно симетричну форму. Ці часові константи знаходяться у межах не більше 0,1 – 100 мкс. Зазвичай з міркувань підвищення граничних завантажень використовують постійні 1 – 10 мкс. Сучасні лінійні підсилювачі дозволяють працювати при завантаженнях до $100\,000\text{ с}^{-1}$.

Компенсація полюса нулем

Каскади основних підсилювачів, а також частково передпідсилювачів мають конденсаторні зв'язки за змінним струмом, що дозволяє виключити посилення напруг зміщення та дрейфи за постійним струмом. З'єднувальний конденсатор C_0 і вхідний опір наступного підсилювального каскаду R_0 (див. Рис. 16) утворюють диференціюючий ланцюжок, який при звичайному сигналі передпідсилювача з експоненційним спадом видає на вхід наступного каскаду викид протилежної полярності. При середніх і високих завантаженнях помітна частина імпульсів "сідає" на хвості попередніх імпульсів, що призводить до випадкового зменшення їх амплітуди і, відповідно, до погіршення енергетичної роздільної здатності. Для усунення цього ефекту застосовуються схеми компенсації полюса нулем (Pole-Zero Cancellation) (Рис. 16 б).

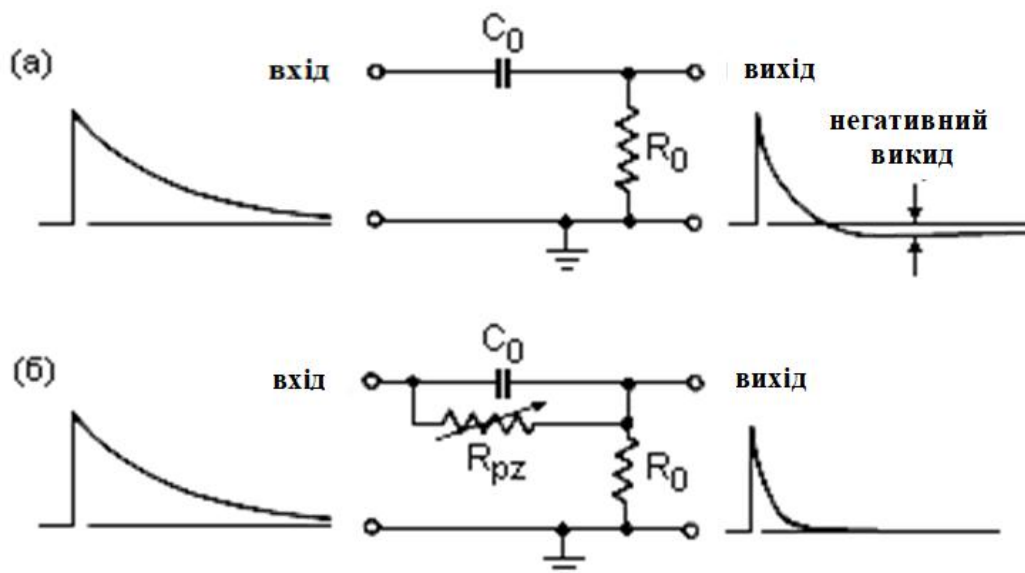
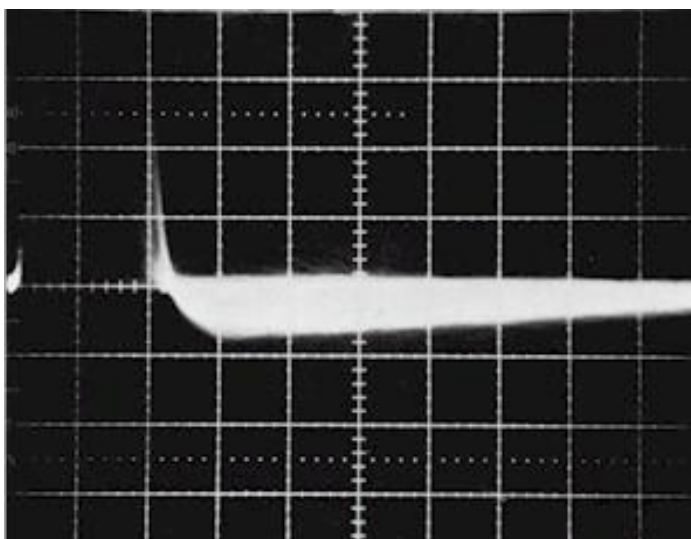
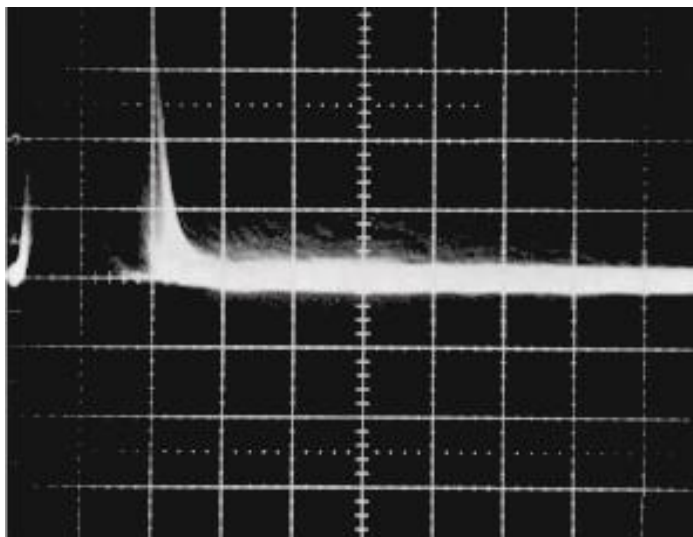


Рис. 16. Компенсація полюса нулем: а - простий диференціювальний CR - ланцюжок; б - диференціюючий ланцюжок з компенсацією полюса нулем [13]

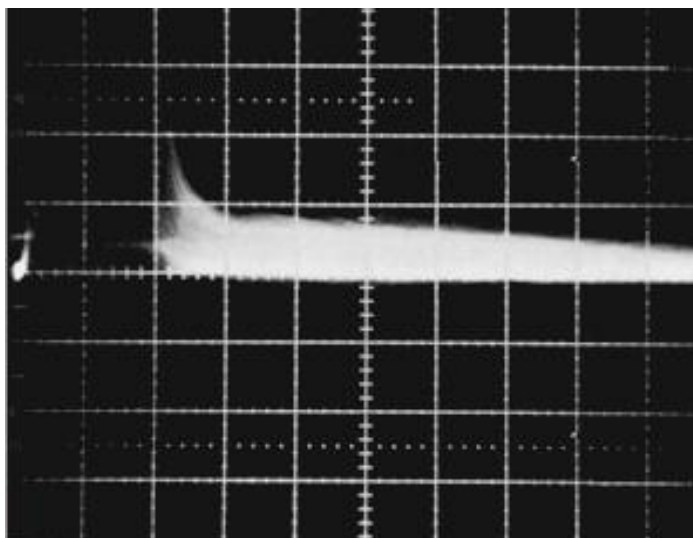
Регулювання виконується в такий спосіб. До виходу підсилювача під'єднується осцилограф, у якого встановлено максимальну чутливість на одну поділку екрана. До детектора підноситься радіоактивне джерело (зазвичай використовують точкове джерело ^{137}Cs). Спостерігаючи на екрані осцилографа сигнали з виходу підсилювача та регулюючи змінний резистор R_{pz} , потрібно забрати негативний викид. При цьому слід стежити, щоб не відбулася перекомпенсація, тобто не з'явився позитивний хвіст (див. осцилограми).



Недокомпенсація



Правильна компенсація



Перекомпенсація

Компенсацію полюса нулем необхідно проводити для кожної конкретної зв'язки передпідсилювач – підсилювач.

Відновлення базової лінії

На виході основного підсилювача через наявність у ньому диференціюючих та інтегруючих ланцюгів після припинення дії сигналу можуть виникати небажані викиди, що призводять до зміщення базового рівня. При високих навантаженнях однополярних імпульсів вихідний рівень підсилювача дрейфує у бік, протилежний полярності сигналів. Стабільний вихідний рівень підсилювача постійного струму є особливо важливим при приєднанні аналого-цифрових перетворювачів зі зв'язками за постійним

струмом, які вимірюють різницю напруг між нульовим базовим рівнем і амплітудним значенням вхідного сигналу.

Для вирішення цього завдання використовуються схеми, які називаються відновниками базового рівня (BLR – Baseline Restorer) або стабілізаторами нульового рівня.

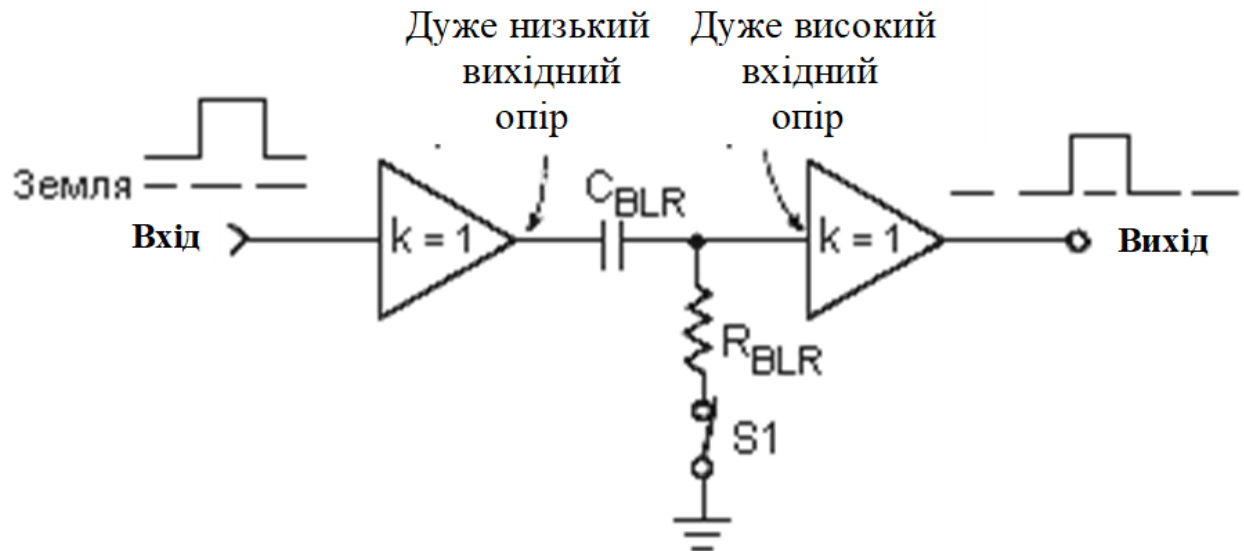


Рис. 17. Спрощена схема системи відновлення базового рівня

Один з варіантів стробованого відновника базового рівня, на виході спектрометричного підсилювача схематично показаний на Рис. 17. У ньому ключ $S1$ на час дії імпульсу розмикається, завдяки чому струм заряду конденсатора C_{BLR} дуже малий, оскільки вхідний опір пов'язаної з ним підсилювальної секції дуже великий. Після закінчення дії сигналу ключ $S1$ замикається та підключається ланцюг розряду конденсатора C_{BLR} через низький вихідний опір попереднього каскаду та порівняно невеликий опір резистора R_{BLR} . Стабільність базового рівня залежить від здатності ланцюгів, що замикають та розмикають ключ $S1$, визначати наявності або відсутності імпульсу. У нескладних ланцюгах такого роду використовується пороговий пристрій (дискримінатор), поріг спрацьовування якого встановлюється трохи вище за рівень шумів. У більш складних пристроях рівень шуму та наявність сигналу визначається автоматично.

Підсилювачі з формуванням сигналів за допомогою стробованого інтегратора

Покращене відношення сигнал/шум і, отже, поліпшена енергетична роздільна здатність забезпечують спектрометричні підсилювачі з формуванням сигналів за допомогою стробованого інтегратора. Іншою

важливою перевагою цього типу підсилювачів є можливість обробляти сигнали детекторів із змінними часами наростання та здатність працювати при високих вхідних навантаженнях.

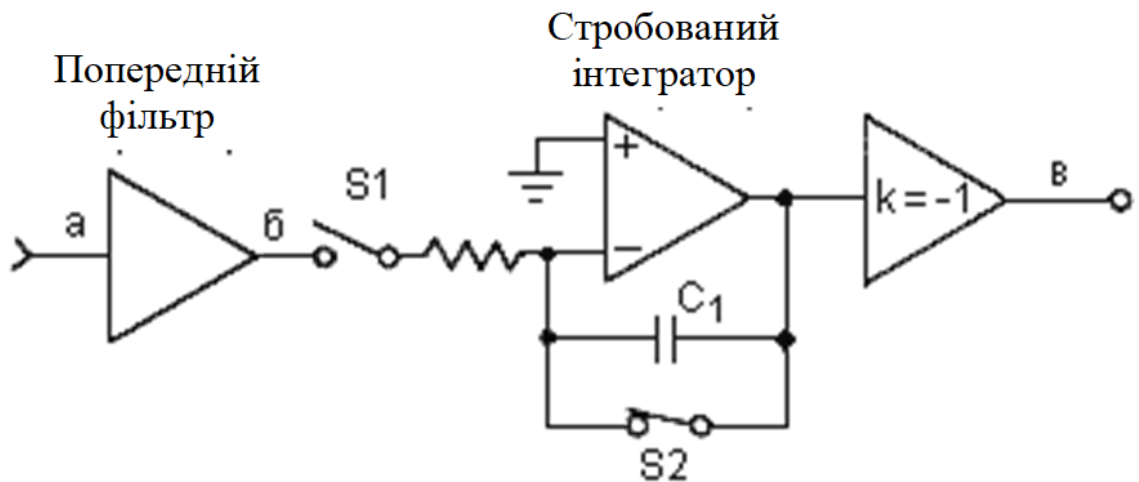


Рис. 18. Підсилювач з формуванням сигналу за допомогою стробованого інтегратора

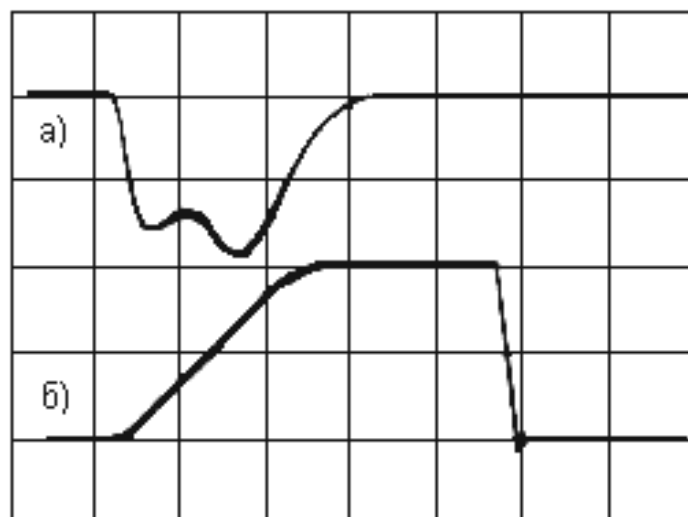


Рис. 19. Форма імпульсів з формуванням сигналів за допомогою стробованого інтегратора:
а – вихід попереднього фільтра; б – вихід підсилювача

Сигнал спочатку проходить через попередній активний фільтр, набуваючи на виході асиметричної дзвоноподібної форми, і потім при замкнутому ключі S1 та розімкнутому ключі S2 інтегрується стробованим інтегратором (Рис. 19). Час інтегрування вибирається рівним найбільшій тривалості імпульсів на виході попереднього фільтра. Отже, амплітуда сигналів на виході підсилювача не залежить від тривалості переднього фронту імпульсів передпідсилювача. Після закінчення дії сигналу ключ S1 розмикається, а S2 замикається і вихід підсилювача швидко повертається до базового рівня. На Рис. 19 б показана форма імпульсів реального підсилювача із стробованим інтегратором.

Режекція накладання імпульсних сигналів

Випадковий характер розподілу імпульсних сигналів у часі призводить до часткового перекриття, тобто до накладання. Накладання можуть виникати у детекторі, передпідсилювачі, підсилювачі. Зазвичай найбільший внесок у спотворення амплітудних розподілів роблять накладання в спектрометричних підсилювачах. На Рис. 20 а показано накладання, коли неспотворена амплітудна інформація, принаймні, для одного з накладених піків, може бути вилучена. У випадку, зображеному на Рис. 20 б, інформація повністю спотворена.



Рис. 20. Накладання імпульсів у спектрометричному підсилювачі

Ядерні події підпорядковуються розподілу Пуассона, який є граничним випадком біноміального розподілу для нескінченного числа часових інтервалів і який дуже близький до розподілу Гаусса при великій кількості подій, що реєструються. Розподіл Пуассона описує ймовірність того, що у вибраному часовому інтервалі буде зареєстровано N подій при середній кількості подій у тому ж інтервалі $\bar{N}$. Воно має вигляд:

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N \cdot e^{-\bar{N}}}{N!} \quad (3.3)$$

Якщо середнє завантаження спектрометричного тракту $100\,000\text{ с}^{-1}$ (граничне завантаження вимірювального каналу), то у обраний часовий інтервал, наприклад, 10 мкс буде потрапляти в середньому 1 імпульс.

Визначимо ймовірність попадання у той самий часовий інтервал двох імпульсів (випадок накладання сигналів):

$$P(2) = \frac{1^2 \cdot 2.718^{-1}}{1 \cdot 2} \approx 0.18$$

Тобто, в середньому кожен шостий сигнал нестиме спотворену інформацію про енергію частинки.

Для придушення накладення сигналів в основний підсилювач вбудовується схема, що називається режектором накладань. Ця схема фіксує факт потрапляння всередину заданого часового інтервалу (періоду інспекції) більше одного імпульсу. У таких випадках вона видає забороняючий керуючий сигнал на вхідні лінійні ворота АЦП (або лінійні ворота підсилювача), щоб запобігти перетворенню накладених сигналів.

Як приклад розглянемо режекцію накладень за допомогою інспекції часових інтервалів між подіями (Рис. 21). У цьому методі використовується додатковий швидкий канал, в якому через істотно меншу тривалість імпульсів ймовірність їх накладання менше, і тому є можливість вимірювати часові інтервали між двома подіями, що настають одне за одним.



Рис. 21. Функціональна схема режекції накладань з використанням інспектора накладань [13]

Короткі сигнали з виходу швидкого підсилювача (Рис. 22 б) надходять на швидкий дискримінатор, поріг якого встановлений трохи вище рівня шумів. Стандартні логічні сигнали часової прив'язки до переднього фронту імпульсів швидкого підсилювача (Рис. 22 в) надходять на вхід інспектора накладань, що генерує сигнали, тривалість яких вибирається рівною тривалості спектрометричного сигналу підсилювача. Якщо під час інтервалу інспекції на вхід інспектора накладань надходить наступний сигнал, виробляється сигнал наявності накладань (Рис. 22 д), а сигнал інспекції продовжується на час між вхідними імпульсами. Сигнал наявності накладань надходить на керуючий вхід лінійних воріт (нормально відкритих) і забороняє проходження сигналу на їх вихід.

На Рис. 23 показано вплив режекції накладань на форму спектрів при високих завантаженнях спектрометра [13].

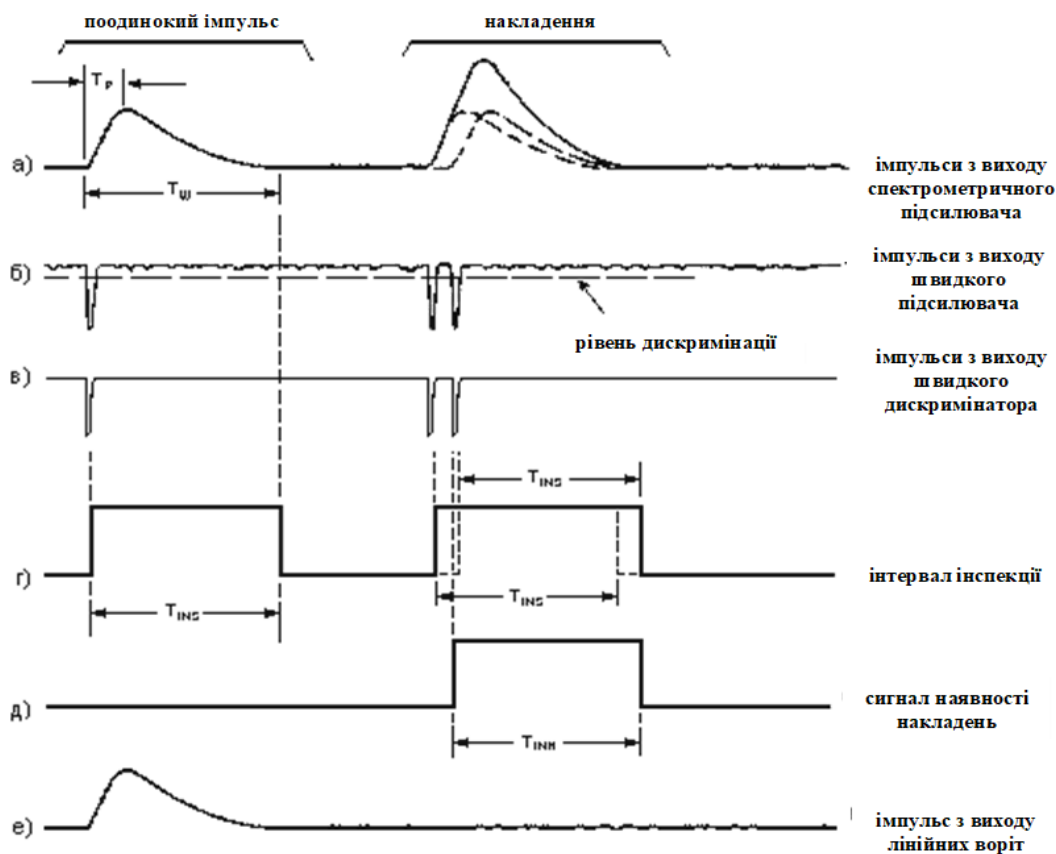


Рис. 22. Діаграми, що пояснюють принцип режекції накладень з інспектором накладень (T_{ins} – інтервал інспекції накладень, T_{inh} – інтервал блокування лінійних воріт)

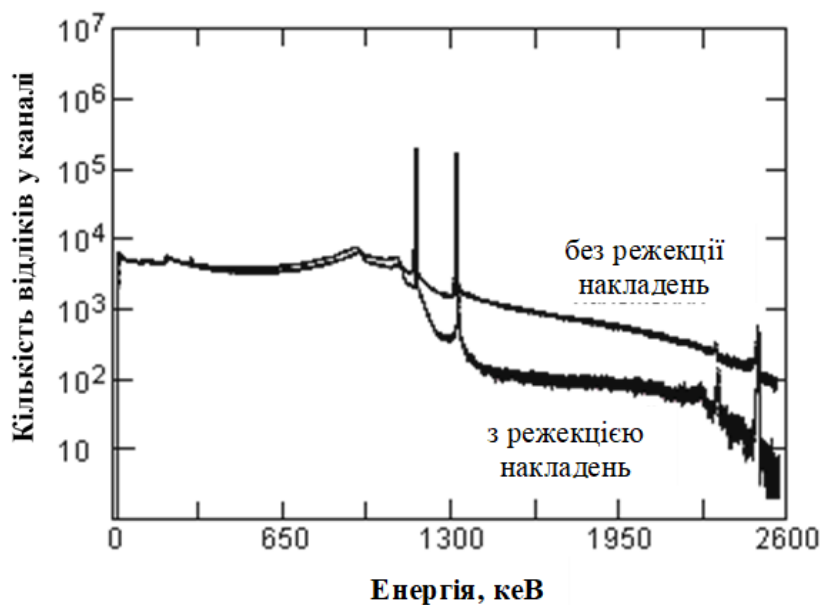


Рис. 23. Спектри гамма-випромінювання ^{60}Co , виміряні за допомогою детектора з особливо чистого германію при завантаженні $50\,000\text{ c}^{-1}$, з режекцією та без режекції накладень

Цифрові процесори сигналів

У зв'язку з успіхами мікроелектроніки з'явилася можливість цифрової обробки сигналів, яка дозволяє повніше, порівняно з аналоговою обробкою, використовувати потенціал детекторних систем.

Завдання цифрової обробки сигналу - перетворити на ранній стадії сигнал детектора в цифровий потік даних без втрати інформації, що міститься у ньому. Цифрові дані далі можуть запам'ятовуватися в буфері і витягуватися звідти для обробки у програмованій логічній матриці. У цифровому вигляді можна отримувати дані про енергію, час, координати, про параметри ідентифікації частинок та ін. Оскільки сигнали детектора оцифровуються на ранньому етапі, вплив шумів і наведень на них зменшується. Крім того, цифрова обробка допускає роботу при більш високих завантаженнях і дозволяє зменшити або усунути зовсім мертвий час.

При амплітудному (енергетичному) аналізі аналогові сигнали передпідсилювача оцифровуються швидким АЦП, тому їх суттєві параметри перетворюються на потік чисел. Потім апаратним способом проводяться цифрові перетворення, аналогічні тим, що проводяться в аналогових підсилювачах (компенсація полюса нулем, високочастотна та низькочастотна фільтрація та ін.). Цифрова фільтрація дозволяє отримати результати, недосяжні при аналоговій фільтрації, наприклад, отримати плоску вершину, що відповідає амплітуді сигналу з максимальним відношенням сигнал/шум.

На Рис. 24 та 25 порівнюються характеристики двох спектрометрів, в одному з яких використовується аналогова обробка сигналів, а в іншому - цифрова. В обох випадках оптимізувалися характеристики для досягнення максимальної швидкості лічби. Помітно, що цифровий процесор дозволяє досягти більшої максимальної швидкості реєстрації, ніж аналогова система. При цьому енергетична роздільна здатність цифрової системи цілком порівняна з роздільною здатністю аналогової системи.

Цифрові системи в порівнянні з аналоговими також мають кращу температурну стабільність, що може мати вирішальне значення при тривалих вимірюваннях.

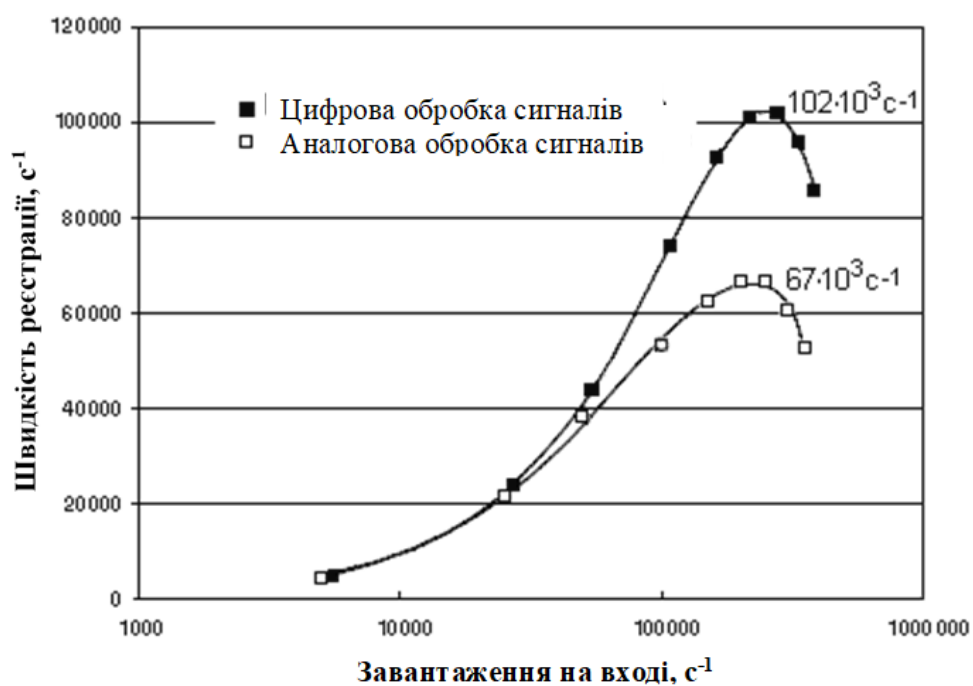


Рис. 24. Порівняння залежностей швидкостей лічби від вхідного завантаження для цифрової та аналогової систем

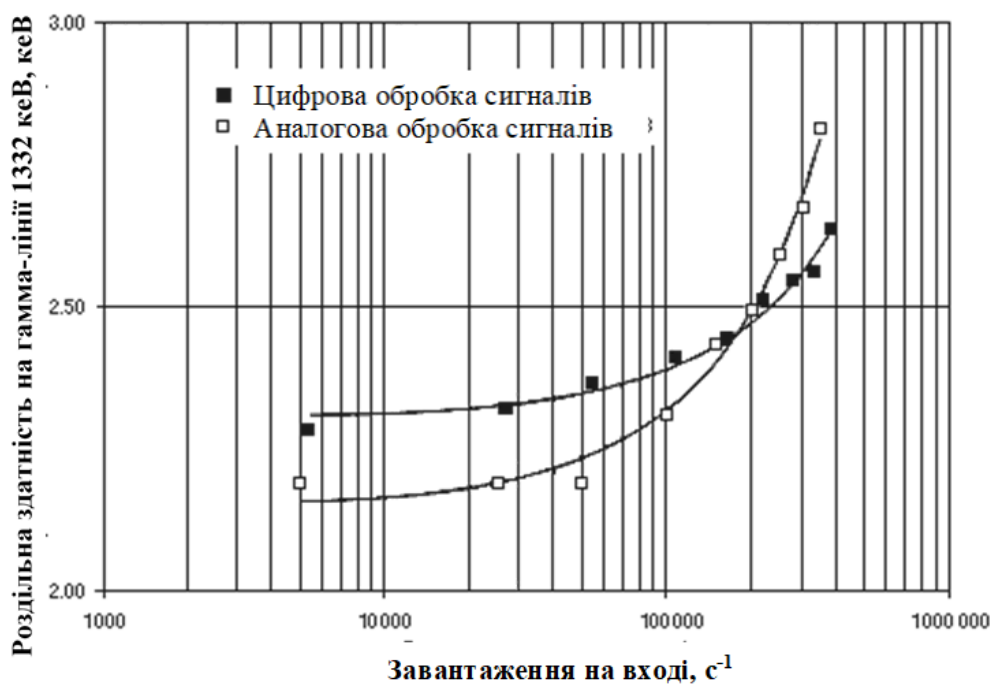


Рис. 25. Порівняння енергетичної роздільної здатності для цифрової та аналогової систем

Важливі характеристики спектрометричних систем

Енергетична роздільна здатність

Однією з важливих характеристик спектрометричної системи є енергетична роздільна здатність, яка може бути виражена в енергетичних

одиницях, наприклад, в кеВ або у відносних одиницях. Енергетична роздільна здатність визначає, наскільки близько можуть знаходитися в спектрі два піки, які спектрометр дозволяє ідентифікувати як різні. Незалежно від типу застосовуваного детектора амплітуда сигналу на його виході визначається числом носіїв заряду, що утворилися у детекторі, і відповідно залежить від статистичних флуктуацій числа цих зарядів. Тому енергетична роздільна здатність залежить від енергії випромінювання.

Кількісно енергетичну роздільну здатність визначають як повну ширину піку повного поглинання (ППП) на половині його висоти – ПШПВ (в іноземній літературі FWHM – Full Width at Half Maximum). Під відносною роздільною здатністю розуміють відношення ПШПВ до енергії, що відповідає положенню максимуму PPP. Для напівпровідникового детектора з особливо чистого германію об'ємом $\sim 100 \text{ см}^3$ роздільна здатність на лінії ^{60}Co (1332 кеВ) приблизно становить 1,75 кеВ, а для сцинтиляційного детектора NaI(Tl) розмірами 3" x 3" роздільна здатність на лінії ^{137}Cs (662 кеВ) зазвичай не гірше 8 - 9 %.

Існують як природні, так і технологічні обмеження того, наскільки точно система, що детектує, може виміряти енергію частинки. Природне обмеження точності визначення енергії виникає загалом через статистичні флуктуації, що пов'язані з процесами утворення заряду в детекторі. Положення піків повного поглинання можуть бути спотворені такими електронними ефектами, як надлишковий шум, накладання імпульсів, некоректне регулювання схеми компенсації полюса нулем тощо.

На Рис. 26 для порівняння показані спектри гамма-випромінювання, виміряні від одного і того ж аналізуемого зразка двома спектрометрами: напівпровідниковим високої роздільної здатності та сцинтиляційним.

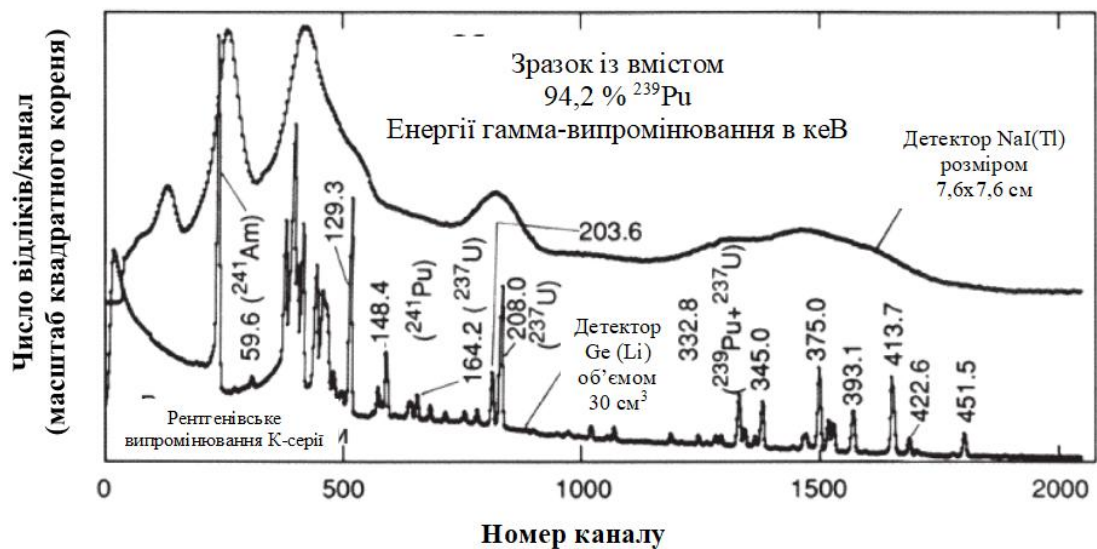


Рис. 26. Спектри гамма-випромінювання плутонієвого зразка із вмістом ^{239}Pu 94.2%, що отримані з використанням напівпровідникового Ge(Li) детектора високої роздільної здатності та сцинтиляційного детектора NaI(Tl) [11]

Мертвий час

Будь-який пристрій витрачає на вимірювання та реєстрацію події кінцевий час, протягом якого він не здатний обробити наступну подію. Цей час називається мертвим (dead time).

Для спектрометричних систем на основі багатоканальних аналізаторів мертвий час починається, коли імпульс на виході підсилювача перевищує поріг дискримінатора АЦП. Мертвий час включає час наростання імпульсу, невеликий фіксований час на реєстрацію піку та блокування, час перетворення до цифрового вигляду та часто час на пересилання інформації до пам'яті. Для систем з германієвим детектором, що використовують АЦП Вілкінсона з частотою тактового генератора 100 МГц, мертвий час для події в 4000 каналі становить ~ 55 мкс.

Розглянемо простий випадок, коли мертвий час вимірювальної системи постійний (неподовжуємий мертвий час, nonextending or nonparalyzable). Визначимо для неї швидкість лічби на вході, коли відома швидкість реєстрації подій.

Нехай N - число імпульсів на вході вимірювальної системи протягом часу вимірювання T ;

N' - число зареєстрованих вимірювальною системою подій протягом того ж часу T ;

D - мертвий час (час, витрачений вимірювальною системою на реєстрацію однієї події).

Тоді частина незареєстрованих подій протягом часу T дорівнює $\frac{N' \cdot D}{T}$ і можна записати:

$$N = N' + \frac{N' \cdot D}{T} \cdot N$$

$$N = \frac{N'}{1 - \frac{N' \cdot D}{T}} \quad \text{Звідки} \quad \text{або в одиницях швидкостей лічби}$$

$$R = \frac{R'}{1 - R' \cdot D} \quad (3.4)$$

де R - швидкість лічби на вході вимірювальної системи;

R' - швидкість реєстрації сигналів.

При $R \rightarrow \infty$ $R' \rightarrow \frac{1}{D}$, тобто, до граничного значення пропускної спроможності вимірювальної системи.

У деяких випадках бажано, щоб цикл мертвого часу протяжністю D запускався також тоді, коли справжня подія відбувається протягом мертвого часу попередньої події (продовжений мертвий час, *extending* або *paralyzable*). У цьому випадку інтервали мертвого часу мають різну довжину. Для продовженого мертвого часу середня швидкість реєстрації згідно зі статистикою Пуассона визначається співвідношенням:

$$R' = R \cdot e^{-R \cdot D_{ext}} \quad (3.5)$$

де D_{ext} - продовжений мертвий час.

Основний метод обліку мертвого часу полягає в одночасному накопиченні вимірюваного енергетичного розподілу та піку опорного джерела з відомою інтенсивністю. Корекція проводиться діленням кількості відліків у каналах вимірюного розподілу на відношення зареєстрованої кількості відліків в опорному піку до кількості відліків, які були б зареєстровані, якби система не мала мертвого часу. Ця величина може бути визначена окремим вимірюванням інтенсивності радіоактивного джерела в умовах знехтувано малих спотворень за рахунок мертвого часу реєстратора.

Аналого-цифрові перетворювачі

Аналого-цифровий перетворювач (АЦП) виконує функцію перетворення аналогової інформації на цифрову. На вхід АЦП подається аналоговий сигнал з виходу основного підсилювача, а на його виході утворюється двійкове число, яке пропорційно до амплітуди вхідного сигналу. Основною характеристикою АЦП є його роздільна здатність, яку визначають як величину, обернену до загальної кількості кодових комбінацій на виході перетворювача. Роздільна здатність може виражатися у відсотках, кількості розрядів або у відносних одиницях. Наприклад, 10 розрядний АЦП має роздільну здатність $1/1024 \approx 0,001$, тобто приблизно 0,1 %. Якщо робочий діапазон АЦП на вході становить 0...10 В, то його абсолютна роздільна здатність дорівнює 10 мВ. Коли АЦП застосовують для амплітудного аналізу, число на його виході використовується для адресації пам'яті і називається номером каналу. Номер каналу несе інформацію про амплітудне значення сигналу, який, у свою чергу, пов'язаний з вимірюваною фізичною величиною (енергією, часовим інтервалом тощо). Сучасні АЦП мають до 14 двійкових розрядів (16384 каналів) і більше. Залежно від вимог експерименту вимірювання можуть проводитись при різних діапазонах перетворення (512, 1024, 2048 каналів тощо) аж до максимального, що визначається розрядністю АЦП.

Важливими для спектрометрії характеристиками АЦП є інтегральна та диференційна нелінійність. Інтегральна нелінійність ІНЛ характеризує відхилення дійсної функції перетворення від ідеальної (лінійної) функції (див. Рис. 27).

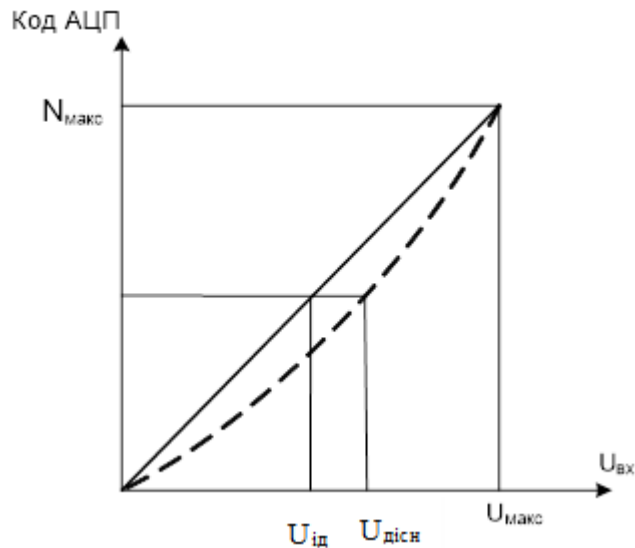


Рис. 27. Ідеальна (пряма лінія) та дійсна (пунктирна лінія) функції перетворення вхідного сигналу на цифровий код

Інтегральну нелінійність визначають за такою формулою:

$$\text{ІНЛ}(\%) = 100 \cdot (V_{\text{дійсн}} - V_{\text{ід}}) / V_{\text{макс}} \quad (3.6)$$

де $(V_{\text{дійсн}} - V_{\text{ід}})$ – максимальне відхилення від лінійної функції перетворення АЦП.

Диференційна нелінійність ДНЛ характеризує неоднорідність ширин каналів АЦП і визначається за такою формулою:

$$\text{ДНЛ}(\%) = 50 \cdot (w_{\text{макс}} - w_{\text{мін}}) / \bar{w} \quad (3.7)$$

де $w_{\text{макс}}$, $w_{\text{мін}}$ та $\bar{w}$ – максимальна, мінімальна та середня ширини каналів АЦП.

У якісних АЦП диференціальна нелінійність $\sim 1\%$, а інтегральна менше $0,05\%$ при 12-розрядному перетворенні (4096 каналів).

У ядерній електроніці переважно використовуються АЦП вілкінсонівського типу і АЦП порозрядного зважування. Останнім часом в ядерній електроніці почали використовуватися паралельні АЦП, що входять до складу цифрових процесорів сигналів.

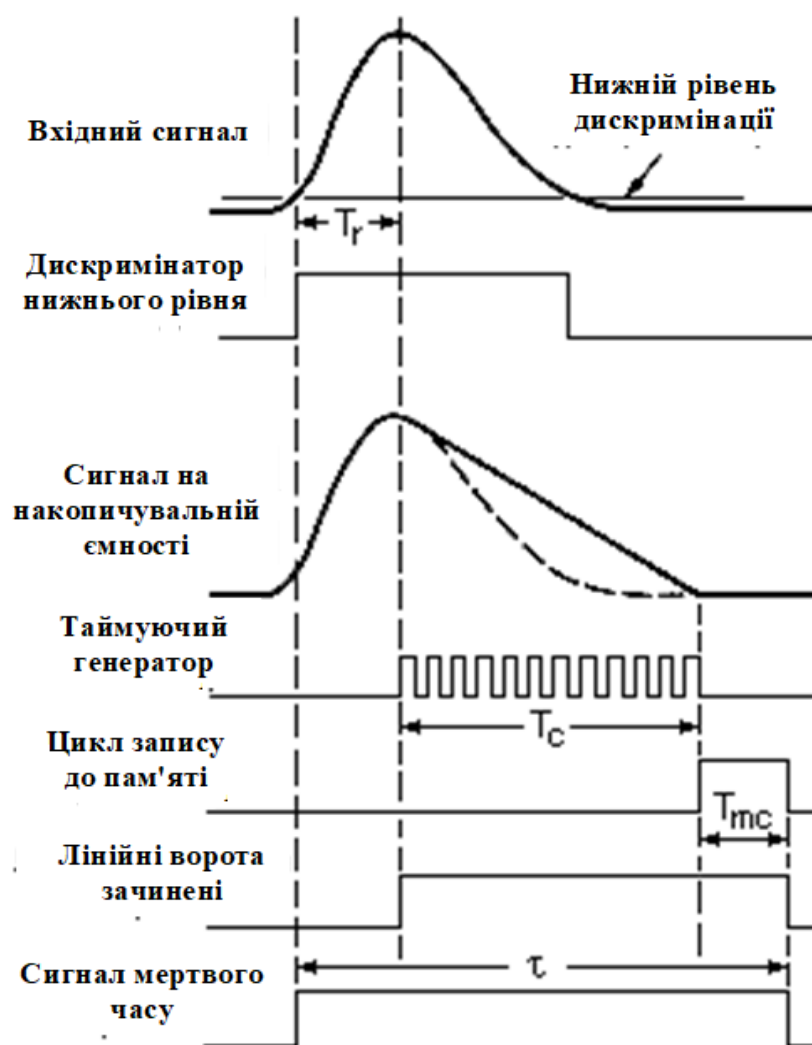
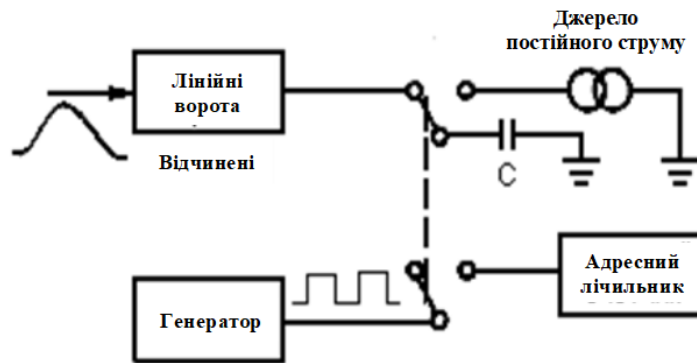
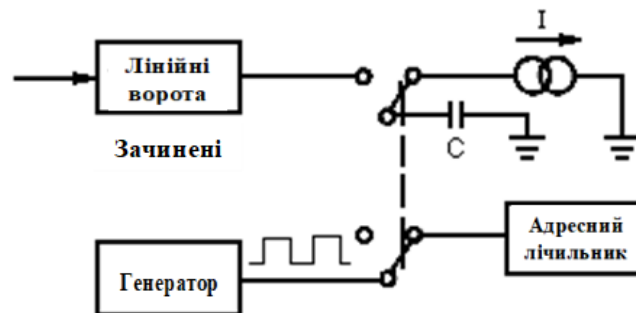


Рис. 28. Діаграми, що пояснюють принцип роботи АЦП вілкінсонівського типу

а)



б)



в)

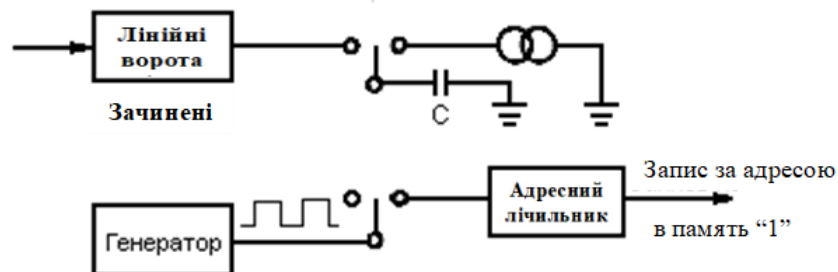


Рис. 29. Цикл роботи АЦП вілкінсонівського типу

Принцип роботи АЦП вілкінсонівського типу заснований на перетворенні амплітуда - час. Вхідний імпульс надходить на дискримінатор нижнього рівня, поріг спрацьовування якого встановлено вище рівня шумів (див. Рис. 28). Коли вхідний сигнал перевищить поріг дискримінації, лінійні ворота відчиняються і накопичувальна ємність з'єднується з входом (Рис. 29 а). Відбувається заряд ємності до значення амплітудного вхідного сигналу. Коли зарядиться ємність, лінійні ворота зачиняються, накопичувальна ємність від'єднується від входу і під'єднується до джерела постійного струму (Рис. 29 б). Починається лінійний розряд ємності. У цей же час до адресного лічильника під'єднується таймуючий генератор з високою тактовою частотою (зазвичай 100 - 200 МГц). Лічильник відраховує імпульси таймуючого генератора до повного розряду

накопичувальної ємності, після чого вона від'єднується від джерела струму, а таймуючий генератор від'єднується від адресного лічильника (Рис. 29 в). Далі проводиться цикл запису у пам'ять накопиченого лічильником числа (коду). Отримане в адресному лічильнику число використовується для адресації відповідної комірки пам'яті, до якого додається одиниця.

Мертвий час цього АЦП складається з часу досягнення максимуму сигналу, часу перетворення амплітуди імпульсу в код і часу циклу запису у пам'ять. Основний внесок у мертвий час вносить час перетворення, який залежить від амплітуди вхідного імпульсу.

У АЦП вилкінсонівського типу малі інтегральна та диференціальна нелінійності, але відносно великий мертвий час, що залежить від номера каналу.

Існують й інші типи аналого-цифрових перетворювачів, наприклад АЦП послідовного приближення (інша назва - АЦП порозрядного зважування) і паралельні АЦП.

АЦП послідовного приближення аналізує вихідний імпульс підсилювача з допомогою серії аналогових компараторів. Перший компаратор визначає, чи знаходиться амплітуда імпульсу вище або нижче половини діапазону АЦП. Кожен наступний компаратор показує, чи знаходиться імпульс вище або нижче половини інтервалу напруги попереднього компаратора. Серія з 12 компараторів приписує амплітуду аналізованого імпульсу одному з 2^{12} (4096) каналів. Час перетворення на код для АЦП послідовного приближення є постійним і не залежить від амплітуди сигналу.

Паралельні АЦП виникли завдяки успіхам мікроелектроніки. У них міститься велика кількість (2^k , де k - розрядність АЦП), паралельно увімкнених дискримінаторів з порогоми дискримінації, що послідовно збільшуються. Кількість дискримінаторів, що спрацювали, визначає результат перетворення аналогового сигналу в код. Перевагою таких АЦП є їхня висока швидкодія.

Багатоканальний аналізатор імпульсів

Амплітудні або багатоканальні аналізатори (МКА, англ. МСА) призначені для реєстрації імпульсів у великій кількості амплітудних інтервалів та отримання амплітудних спектрів. Амплітудні розподіли реєструються та обробляються за допомогою цифрової електронної техніки, зокрема комп'ютерів. Досліджуваний діапазон амплітуд розбивається на кінцеве число рівних інтервалів, кожному з яких надається порядковий номер. За однаковий для всіх каналів час підраховується число імпульсів, амплітуда яких знаходиться у межах кожного з інтервалів. Таким чином, безперервний амплітудний розподіл $P_a(u)$ подається у вигляді дискретного розподілу, де

n - номер каналу, а C_n - число відліків у каналі. Інакше кажучи, розподіл надається гістограмою (Рис. 30).

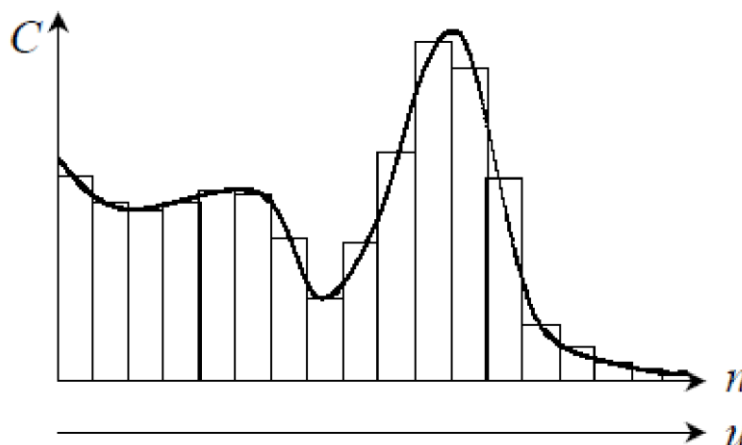


Рис. 30. Гістограма амплітудного розподілу

Як вказувалося вище, перетворення аналогових сигналів на виході лінійного підсилювача у цифрові коди, з якими може працювати комп'ютер, здійснюється амплітудно-цифровим перетворювачем, в якому амплітуда кожного імпульсу вимірюється і визначається відповідний номер каналу. Потім комп'ютер зчитує номер каналу і додає одиницю до вмісту елементу масива, виділеного для кожного каналу. Такий метод реєстрації отримав назву *багатоканальний амплітудний аналіз*.

Число каналів аналізатора визначається технічними характеристиками АЦП. На практиці використовуються аналізатори з кількістю каналів 100 – 20 000 залежно від поставленого завдання.

Для оцінки роздільної здатності аналізатора застосовується така характеристика як ціна каналу, визначена у енергетичних одиницях, наприклад, кеВ/канал. Ціна каналу, отже, і діапазон енергій реєстрованого випромінювання визначаються, з одного боку, характеристиками детектора і коефіцієнтом посилення спектрометричного тракту, а з другого боку – числом каналів АЦП.

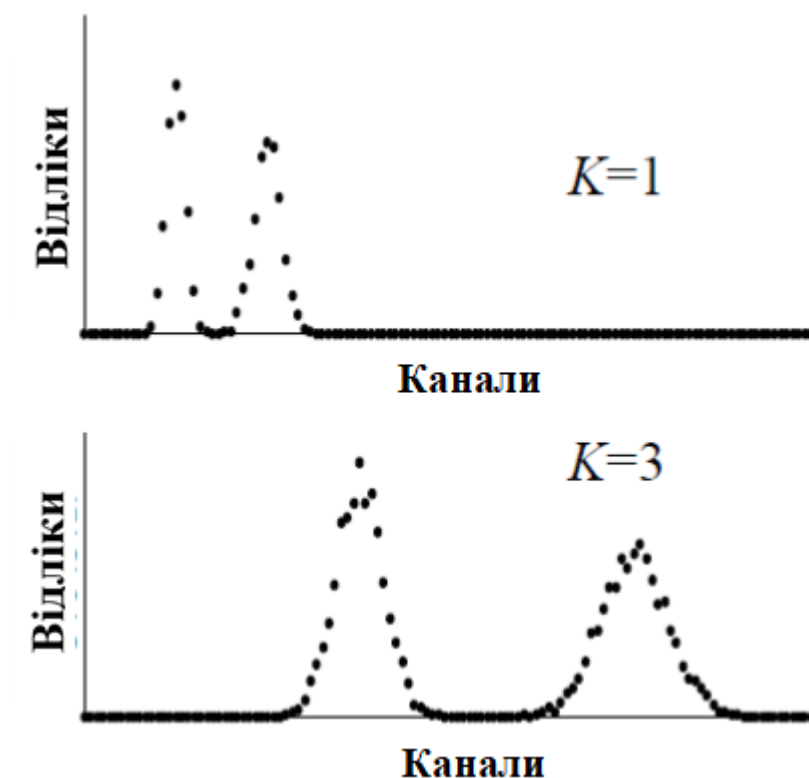


Рис. 31. Амплітудні розподіли двох ліній вимірювання за різних коефіцієнтів посилення спектрометричного тракту K

На Рис. 31 показані амплітудні розподіли двох ліній вимірювання, причому нижній розподіл отримано при коефіцієнті посилення в 3 рази більшому, ніж верхнє. З рисунку видно, що положення піків зсуваються пропорційно до збільшення коефіцієнта посилення, що відповідає зменшенню ціни каналу втричі. Ширина піків також пропорційно зростає.

Звернімо увагу, що повна ширина піку на половині його висоти (ПШПВ) може характеризувати роздільну здатність спектрометра лише у тому випадку, якщо вона наведена у енергетичних одиницях, але у кількості каналів.

Часові вимірювання

Часові вимірювання, подібно як і амплітудні, є важливими в спектрометрії ІВ. Їх потреба виникає в багатьох фізичних експериментах: при вимірюванні часу життя збуджених ядерних станів, при ідентифікації частинок, при часопролітних експериментах та інші.

Вимірювання спектрів часових інтервалів здійснюється за допомогою пристроїв, в яких часовий інтервал перетворюється на зручну для вимірювання величину. Такою величиною може бути амплітуда імпульсу

(перетворення час – амплітуда), часовий інтервал більшої тривалості (перетворення час – час) або кількість імпульсів (перетворення час – код).

З аналогових перетворювачів широкого розповсюдження набули час-амплітудні конвертори (ЧАК, англ. ТАС - Time-Amplitude Convertor), які дозволяють для вимірювання часових спектрів використовувати багатоканальні амплітудні аналізатори. Рис. 32 показано спрощену схему ЧАК, де для простоти складні логічні елементи замінені ключами.

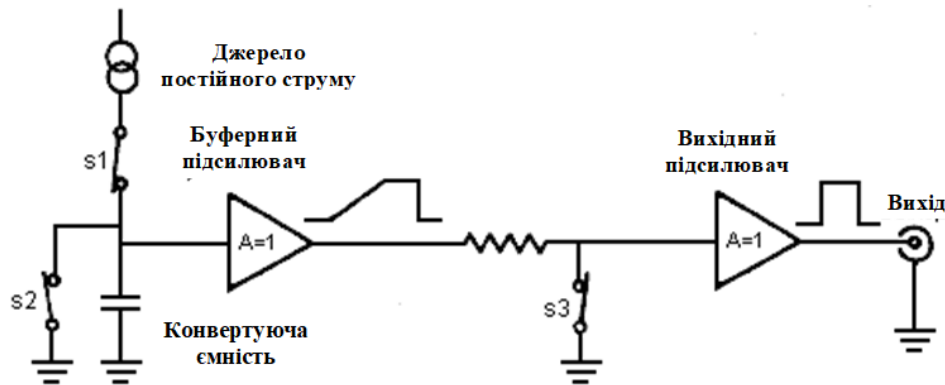


Рис. 32. Спрощена схема час-амплітудного перетворювача

ЧАК має два входи "старт" та "стоп", на які подаються короткі логічні сигнали зазвичай від швидких дискримінаторів. У початковому стані всі три ключі замкнуті, і на виході ЧАК наявний нульовий рівень напруги. При появі сигналу на вході "старт" ключ S_2 розмикається, і джерело постійного струму починає лінійний заряд конвертуючої ємності. У разі виникнення сигналу на вході "стоп" додатково розмикаються ключі S_1 та S_3 , заряд ємності припиняється, і на виході виникає стрибок напруги, величина якого пропорційна часовому інтервалу між сигналами "старт" і "стоп". Через невеликий інтервал часу (тривалість плоскої частини імпульсу, яка визначається схемним рішенням ЧАК, зазвичай менше 1 мкс) всі три ключі замикаються, конвертуюча ємність швидко розряджається, і на виході формується прямокутний імпульс, який потім надходить на вхід амплітудного аналізатора.

Час-амплітудні конвертори зазвичай працюють у діапазоні від десятків наносекунд до сотень мікросекунд, часова роздільна здатність у якісних ЧАК порядку 10 пс для діапазону перетворення ~ 50 нс.

Альтернативою аналоговим перетворювачам час – амплітуда є пристрої, що перетворюють часові інтервали безпосередньо на цифровий код. Перетворювачі час – код (ПЧК) мають стабільну часову шкалу, малу диференціальну нелінійність і практично не потребують градування. Найпростіший ПЧК працює за принципом лічби імпульсів кварцового генератора, що заповнюють часовий інтервал, що вимірюється. На виході

перетворювача утворюється код, який однозначно визначає тривалість вимірюваного інтервалу і який передається на зовнішній запам'ятовуючий пристрій. Часові діаграми роботи ПЧК представлені на Рис. 33.

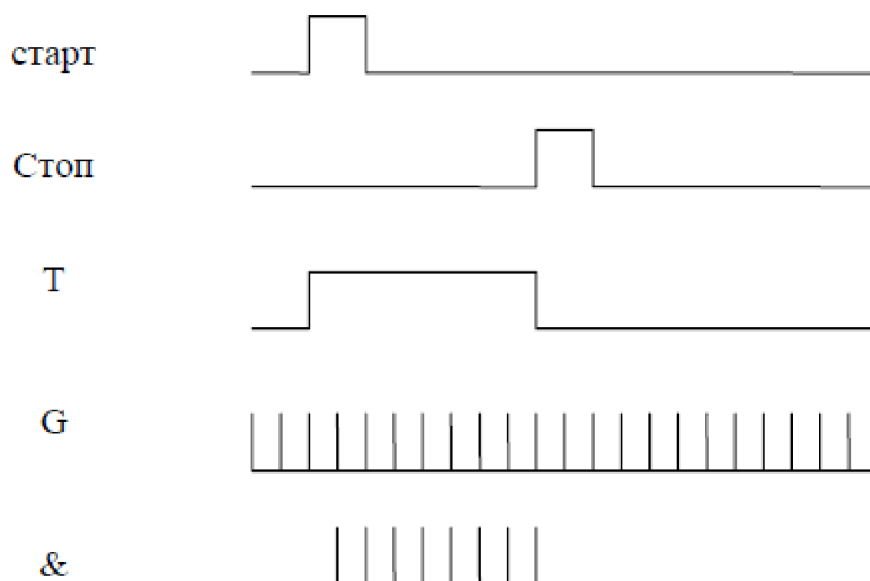


Рис. 33. Часові діаграми роботи перетворювача час-код

Максимальна кількість рівнів перетворення ПЧК з використанням кварцового генератора досягає близько $10^5 - 10^6$, що задовольняє вимоги більшості фізичних експериментів.

Допоміжне електронне обладнання

У цьому розділі описані інші пристрої, які можуть використовуватись на додаток до основних компонентів спектрометрів.

Корисним допоміжним приладом є осцилограф, який необхідний при налаштуванні спектрометричної системи на оптимальні експлуатаційні характеристики. Він також необхідний для контролю цих характеристик, виявлення неполадок чи хибних сигналів та коригування положень регулювань спектрометра.

Для перевірки характеристик спектрометричних систем, а також для калібрування їх за енергією, роздільною здатністю та контролем лінійності застосовують тестові генератори. Виробники спектрометричного обладнання випускають тестові генератори, що імітують імпульс заряду детектора ядерного випромінювання. Вони мають високу стабільність та точність встановлення амплітуди сигналу. З виходу такого генератора отримують регульований перепад напруги, який через невеликий перехідний конденсатор (~ 1 пФ) подають на вхід зарядочутливого передпідсилювача. При цьому на

спектрі виникає пік, розташування якого залежить від амплітуди перепаду, а ширина піку характеризує електронний шум спектрометричної системи. Під час проведення вимірювань пік тестового генератора можна використовувати для корекції втрат через мертвий час і накладань імпульсів. У цьому випадку частота слідування імпульсів тестового генератора повинна бути невеликою (50 – 100 Гц), а розташування піку тестового генератора має знаходитись за межами робочого діапазону вимірюваних енергій.

Для живлення детекторів ядерного випромінювання необхідні високовольтні джерела напруги, які відповідають певним вимогам і тому найчастіше виконуються як окремі модулі (модулі в стандартах NIM або SAMAC). Зазвичай діапазон напруг таких джерел лежить у межах 0 – 1000 В для сцинтиляційних детекторів та 0 – 5000 В для напівпровідникових детекторів з можливістю зміни полярності напруги. Похибка встановлення напруги живлення і довготривала стабільність для роботи з напівпровідниковими детекторами мають другорядне значення, оскільки тут інформація отримується з повного заряду. Для фотопомножувачів, пов'язаних із сцинтиляційними детекторами, ця величина безпосередньо впливає на посилення спектрометричного тракту, тому тут потрібна висока точність та стабільність.

У всіх випадках постійна напруга (високовольтна для живлення детекторів і низьковольтна для живлення електроніки) повинна бути вільною від наведень, шумів та пульсацій, оскільки всі ці фактори погіршують енергетичну роздільну здатність. Значення допустимих завад від шумів та пульсацій не має перевищувати величину ~ 5 мВ.

Джерела живлення фотопомножувачів повинні видавати струм для подільників напруги до 10 мА та мати низький внутрішній опір, а також захист від короткого замикання. Живлення напівпровідникових детекторів, навпаки, здійснюється при високому вихідному опорі (послідовно включають резистор ~ 1 МОм), щоб унеможливити пошкодження підсилювача у разі пробою детектора.

У напівпровідникових детекторів з підключеними підсилювачами не можна змінювати напругу зсуву стрибками, тому що може бути пошкоджений охолоджуваний вхідний польовий транзистор імпульсами великої амплітуди. З цієї причини необхідним є плавне встановлення напруги зсуву детектора від нуля до необхідної величини за допомогою спеціальної схеми або за допомогою інтегруючого RC - ланцюжка з постійною часу більше 10 с.

Розділ 4. МЕТОДИЧНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ЗАСОБІВ ВИМІРЮВАНЬ, ЩО ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРІЇ ІВ

Однією з найбільш важливих частин спектрометрії іонізуючих випромінювань (ІВ) є методичне забезпечення, яке включає розробку і застосування на практиці наукових методів і засобів для виконання вимірювань та обробки їх результатів. Засоби вимірювань (ЗВ) мають постачатися разом з методиками виконання вимірювань, що відповідають принципам єдності вимірювань, забезпечують точність, достовірність та якість вимірювань. Крім того, ЗВ характеристик іонізуючого випромінювання мають відповідати вимогам відповідних технічних регламентів та підлягають періодичному контролю у процесі їх подальшої експлуатації. У цьому розділі, як корисні приклади, викладені деякі методи, що застосовуються в радіометрії та спектрометрії ІВ, на основі яких виконуються вимірювання характеристик об'єктів, що досліджуються.

Радіометричний метод контролю глибини вигорання ЯП ВТВЗ енергетичного реактора РВПК

Цей метод контролю глибини вигорання ядерного палива (ЯП) [15, 42] заснований на реєстрації власного нейтронного випромінювання відпрацьованих тепловидільних збірок (ВТВЗ), що застосовуються в енергетичних реакторах (РВПК – реактор великої потужності каналний). За час витримки ВТВЗ понад три роки і вигорання ядерного палива близько 1 МВт·доб./кгU та вище основними джерелами нейтронів є ^{238}U , $^{238, 240, 242}\text{Pu}$, а також ^{244}Cm та ^{242}Cm з періодами напіврозпаду 18,1 та 0,45 року, відповідно. Співвідношення інтенсивностей нейтронів від різних радіонуклідів залежить від початкового збагачення палива, режиму експлуатації тепловидільної збірки (ВТВЗ) у реакторі та часу її витримки.

Суть методу полягає у вимірюванні нейтронної активності контрольованих тепловидільних збірок декількома вимірювальними каналами, розрахунку для них значень глибини вигорання ЯП за встановленою формулою та контролем положення цих значень всередині дозволених для них інтервалів вигорання або поза вказаними інтервалами. Залежно від результату контролю приймається відповідне рішення щодо подальшого руху ВТВЗ.

Задля реалізації методу спочатку формується вибірка ВТВЗ у кількості щонайменше 20 – 30 штук із однаковим початковим збагаченням. Ці ВТВЗ приймаються як *градувальні* збірки. Для кожної з них повинен бути відомий набір надійних вихідних (паспортних) даних, таких як початкове збагачення, перелік основних нейтронно-випромінюючих нуклідів із зазначенням їх масового вмісту на момент вивантаження ВТВЗ з реактора, величина глибини вигорання ЯП, дата вивантаження ВТВЗ в басейн витримки та ін. Кожна *i*-я

градувальна ВТВЗ проходить процедуру вимірювання середньої (за кількістю вимірювальних каналів) *чистої швидкості лічби нейтронів*⁹ (ШЛН) R_i^{exp} , і для неї здійснюють розрахунок повного виходу нейтронів¹⁰ Y_i на момент вимірювання. Перед операцією розрахунку середньої чистої ШЛН здійснюється нормалізація показів вимірювальних каналів (ВК), яка полягає у множенні чистої швидкості лічби нейтронів у кожному ВК на відповідний даному каналу множник, що визначається за допомогою еталонного джерела нейтронів. Це необхідно для вирівнювання показів ВК при однаковій щільності потоку нейтронів, що падають на детектори нейтронів. Нормуючий коефіцієнт для кожного ВК у відносних одиницях отримують шляхом ділення найбільшої чутливості ВК¹¹ (з числа застосовуваних при встановленні вимірювальних каналів) на чутливість цього ВК.

Для вибірки градувальних збірок залежність між середньою чистою ШЛН і повним виходом нейтронів апроксимують лінійною функцією виду $R = K \cdot Y$. Результатом градування є визначення методом найменших квадратів коефіцієнта пропорційності K між чистою ШЛН та інтенсивністю виходу нейтронів. Цей коефіцієнт по суті є абсолютною ефективністю реєстрації нейтронів і залежить від енергетичного розподілу густини потоку нейтронів, що падають на детектор, та від геометрії вимірювання. Надалі він використовується для оцінки вигоряння ЯП *контрольованих* ВТВЗ. При формуванні вибірки градувальних ВТВЗ бажано, щоб глибини вигоряння ЯП в ній були рівномірно розподілені в робочому діапазоні вигорянь.

Для оцінки вигоряння контрольованої ВТВЗ, що має однакове з градувальними зборками початкове збагачення, використовують таку процедуру:

- вимірюють середню чисту ШЛН R_k від контрольованої ВТВЗ у тій же геометрії вимірювання, що і для градувальних зборок;
- виконують корекцію (перерахунок) виходів нейтронів від основних радіоізотопів для кожної i -ї градувальної ВТВЗ на момент вимірювання контрольованої збірки відповідно до закону розпаду кожного нукліду для визначення повного виходу нейтронів на момент вимірювання контрольованої збірки;
- перераховують швидкості лічби нейтронів від градувальних ВТВЗ на момент вимірювання контрольованої збірки за формулою:

⁹ Чиста швидкість лічби нейтронів є різницею між загальною і фоновією швидкостями лічби у вимірювальних каналах установки. Фон обумовлений альфа-розпадом матеріалу, що ділиться, в детекторі нейтронів, і вкладом подій, що реєструються, від сторонніх джерел нейтронів.

¹⁰ Тут і далі під (Yield - вихід) розуміється інтенсивність виходу (повного виходу) нейтронів з ВТВЗ (нейтрон·с⁻¹).

¹¹ Чутливість вимірювального каналу визначають як швидкість лічби, що припадає на одиницю щільності потоку нейтронів, що падають на детектор. Вона визначається з допомогою еталонного джерела нейтронів. Для цього можна використовувати, наприклад, повірочну установку УПНРС-1 з робочим еталонним плутоній-берилієвим джерелом нейтронів.

$$R_i = K \cdot Y_i \quad (4.1)$$

де $i=1,2, \dots, N$ - умовний порядковий номер градуювальної ВТВЗ;

- для градуювальних збірок складають таблицю скоригованих значень Y_i , R_i (на момент вимірювання контрольованої ВТВЗ) і відповідні їм величини вигорання ЯП B_i , наведених в облікових картках градуювальних ВТВЗ;

- з таблиці вибирають проміжок значень ШЛН $\{R_i, R_{i+1}\}$, усередині якого перебуває виміряна швидкість лічби R_k для контрольованої збірки, тобто виконується умова $R_i \leq R_k \leq R_{i+1}$;

- за відомими значеннями для градуювальних ВТВЗ та виміряного значення ШЛН методом лінійної інтерполяції оцінюють величину вигорання ЯП контрольованої збірки за формулою:

$$B_k = B_i + \frac{B_{i+1} - B_i}{R_{i+1} - R_i} \cdot (R_k - R_i) \quad (4.2)$$

де $B_i, B_{i+1}, R_i, R_{i+1}$ - відповідно паспортні глибини вигорання ЯП і швидкості лічби нейтронів, що перераховані через скориговані повні виходи нейтронів на момент вимірювання контрольованої ВТВЗ для i -ї та $(i+1)$ -ї градуювальних ВТВЗ з даним початковим збагаченням;

- для контрольованої збірки застосовують правило 3-х сигм, для чого будуються довірчий інтервал вигорань шириною 6 сигма

$$\{B'_k - 3\varepsilon_{B'_k} \cdot B'_k, B'_k + 3\varepsilon_{B'_k} \cdot B'_k\},$$

і здійснюється перевірка позиції розрахунково-експериментального вигорання B_k , яке приймається за найбільш ймовірне значення вигорання контрольованої збірки, всередині зазначеного довірчого інтервалу (позитивний результат контролю) або поза ним. $B'_k, \varepsilon_{B'_k}$ - відповідно паспортне вигорання ЯП збірки, що контролюється (береться з облікової картки ВТВЗ), та його стандартна відносна похибка;

- вносять дані до протоколу реєстрації характеристик контрольованої ВТВЗ з відміткою про результат контролю.

При позитивному результаті контролю вигорання дані контрольованої збірки можуть бути включені на рівних до ансамблю градуювальних ВТВЗ. У цьому випадку бажано визначити нове значення калібрувального коефіцієнта K .

Рисунок 34 ілюструє принцип контролю глибини вигорання ЯП відпрацьованої тепловиділяючої збірки (випадок позитивного контролю

$\lambda_{(j)}^f$ - повна постійна розпаду (сума постійних всіх видів розпаду) материнського нукліду;

λ_j^f - повна постійна розпад j -го нукліду;

t - час витримки ВТВЗ (час, що минув від моменту вивантаження ВТВЗ у басейн витримки до моменту її вимірювання);

ν_j - питомий вихід нейтронів при розпаді j -го нукліду;

m_j - масовий вміст j -го нукліду в ВТВЗ;

M_j - атомна маса j -го нукліду у а.о.м. (атомна одиниця маси);

μ - маса а.о.м. ($\mu = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$)

Індекс 0 у формулі (4.3) вказує значення відповідного параметра в початковий момент часу ($t=0$).

Підсумовування ведеться по всіх нуклідах, що використовуються при контролі вигорання ядерного палива ВТВЗ, а за відсутності накопичення j -го нукліду відповідна маса $m_0(j)$ дорівнюється нулю.

Виконаємо аналіз похибки визначення глибини вигорання ЯП контрольованої ВТВЗ, для чого запишемо формулу (4.2) у наступному вигляді:

$$B_k = B_i + \frac{B_{i+1} - B_i}{R_{i+1} - R_i} (R_k - R_i) = \frac{1}{R_{i+1} - R_i} (B_i R_{i+1} + B_{i+1} R_k - B_i R_k - B_{i+1} R_i) \quad (4.4)$$

$$R_i \leq R_k \leq R_{i+1}, \quad \lim_{R_k \rightarrow R_i} B_k = B_i, \quad \lim_{R_k \rightarrow R_{i+1}} B_k = B_{i+1}$$

Формула для обчислення сумарної абсолютної стандартної невизначеності глибини вигорання контрольованої збірки (середнє квадратичне відхилення - СКВ) має вигляд:

$$\sigma_{B_k} = \sqrt{\left(\frac{\partial B_k}{\partial B_i} \sigma_{B_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_k}{\partial B_{i+1}} \sigma_{B_{i+1}} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_k}{\partial R_k} \sigma_{R_k} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_k}{\partial R_i} \sigma_{R_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_k}{\partial R_{i+1}} \sigma_{R_{i+1}} \right)^2} \quad (4.5)$$

де σ_{B_i} , $\sigma_{B_{i+1}}$, σ_{R_k} , σ_{R_i} , $\sigma_{R_{i+1}}$ - СКВ відповідних значень вигорань та швидкостей лічби нейтронів для градуювальних та контрольованої зборок.

З формули (4.4) знайдемо значення часткових похідних:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_k}{\partial B_i} &= \frac{R_{i+1} - R_k}{R_{i+1} - R_i}; \quad \frac{\partial B_k}{\partial B_{i+1}} = \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_i}; \quad \frac{\partial B_k}{\partial R_k} = \frac{B_{i+1} - B_i}{R_{i+1} - R_i}; \quad \frac{\partial B_k}{\partial R_i} = \frac{(B_i - B_{i+1}) \cdot (R_{i+1} - R_k)}{(R_{i+1} - R_i)^2}; \\ \frac{\partial B_k}{\partial R_{i+1}} &= \frac{(B_i - B_{i+1}) \cdot (R_k - R_i)}{(R_{i+1} - R_i)^2} \end{aligned}$$

Підставляючи вирази часткових похідних у формулу (4.5), отримаємо:

$$\sigma_{B_k} = \sqrt{\frac{(R_{i+1} - R_k)^2}{(R_{i+1} - R_i)^2} \sigma_{B_i}^2 + \frac{(R_k - R_i)^2}{(R_{i+1} - R_i)^2} \sigma_{B_{i+1}}^2 + \frac{(B_{i+1} - B_i)^2}{(R_{i+1} - R_i)^2} \sigma_{R_k}^2 + \left[\frac{(B_i - B_{i+1})(R_{i+1} - R_k)}{(R_{i+1} - R_i)^2} \right]^2 \sigma_{R_i}^2 + \left[\frac{(B_i - B_{i+1})(R_k - R_i)}{(R_{i+1} - R_i)^2} \right]^2 \sigma_{R_{i+1}}^2} \quad (4.6)$$

Визначимо сумарну відносну стандартну невизначеність глибини

вигоряння $\varepsilon_{B_k} = \frac{\sigma_{B_k}}{B_k}$, для чого розділимо вираз (4.6) на (4.4) та здійснимо необхідні алгебраїчні перетворення:

1)

$$\begin{aligned} \frac{\frac{(R_{i+1} - R_k)^2}{(R_{i+1} - R_i)^2} (R_{i+1} - R_i)^2}{(B_i R_{i+1} + B_{i+1} R_k - B_i R_k - B_{i+1} R_i)^2} \sigma_{B_i}^2 &= \frac{(R_{i+1} - R_k)^2}{[B_i (R_{i+1} - R_k) + B_{i+1} (R_k - R_i)]^2} \sigma_{B_i}^2 = \\ &= \frac{(R_{i+1} - R_k)^2}{\left[(R_{i+1} - R_k) + \frac{B_{i+1}}{B_i} (R_k - R_i) \right]^2} \frac{\sigma_{B_i}^2}{B_i^2} = \frac{\varepsilon_{B_i}^2}{\left(1 + \frac{B_{i+1}}{B_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right)^2}; \quad \varepsilon_{B_i} = \frac{\sigma_{B_i}}{B_i} \end{aligned}$$

2)

$$\begin{aligned}
& \frac{\frac{(R_k - R_i)^2}{(R_{i+1} - R_i)^2} (R_{i+1} - R_i)^2}{(B_i R_{i+1} + B_{i+1} R_k - B_i R_k - B_{i+1} R_i)^2} \sigma_{B_{i+1}}^2 = \frac{(R_k - R_i)^2}{\left[(R_k - R_i) + \frac{B_i}{B_{i+1}} (R_{i+1} - R_k) \right]^2} \frac{\sigma_{B_{i+1}}^2}{B_{i+1}^2} = \\
& = \frac{\varepsilon_{B_{i+1}}^2}{\left(1 + \frac{B_i}{B_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right)^2}; \quad \varepsilon_{B_{i+1}} = \frac{\sigma_{B_{i+1}}}{B_{i+1}}
\end{aligned}$$

3)

$$\begin{aligned}
& \frac{\frac{(B_{i+1} - B_i)^2}{(R_{i+1} - R_i)^2} (R_{i+1} - R_i)^2}{(B_i R_{i+1} + B_{i+1} R_k - B_i R_k - B_{i+1} R_i)^2} \sigma_{R_k}^2 = \frac{(B_{i+1} - B_i)^2}{\left[(B_{i+1} - B_i) + B_i \frac{R_{i+1}}{R_k} - B_{i+1} \frac{R_i}{R_k} \right]^2} \frac{\sigma_{R_k}^2}{R_k^2} = \\
& = \frac{\varepsilon_{R_k}^2}{\left(1 + \frac{B_i R_{i+1} - B_{i+1} R_i}{R_k (B_{i+1} - B_i)} \right)^2}; \quad \varepsilon_{R_k} = \frac{\sigma_{R_k}}{R_k}
\end{aligned}$$

4)

$$\begin{aligned}
& \frac{\left[(B_i - B_{i+1})(R_{i+1} - R_k) \right]^2}{(R_{i+1} - R_i)^4} (R_{i+1} - R_i)^2}{(B_i R_{i+1} + B_{i+1} R_k - B_i R_k - B_{i+1} R_i)^2} \sigma_{R_i}^2 = \frac{\left[(B_i - B_{i+1})(R_{i+1} - R_k) \right]^2}{\left[(R_{i+1} - R_i) \left(B_i \frac{R_{i+1}}{R_i} + B_{i+1} \frac{R_k}{R_i} - B_i \frac{R_k}{R_i} - B_{i+1} \right) \right]^2} \frac{\sigma_{R_i}^2}{R_i^2} = \\
& = \frac{\left[(B_i - B_{i+1})(R_{i+1} - R_k) \right]^2}{\left[(R_{i+1} - R_i) \left(B_i \frac{R_{i+1} - R_k}{R_i} + B_{i+1} \frac{R_k - R_i}{R_i} \right) \right]^2} \varepsilon_{R_i}^2 = \frac{\varepsilon_{R_i}^2}{\left[\frac{R_{i+1} - R_i}{B_i - B_{i+1}} \left(\frac{B_i}{R_i} + \frac{B_{i+1}}{R_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right) \right]^2}; \quad \varepsilon_{R_i} = \frac{\sigma_{R_i}}{R_i}
\end{aligned}$$

5)

$$\begin{aligned}
& \frac{\left[\frac{(B_i - B_{i+1})(R_k - R_i)}{(R_{i+1} - R_i)^4} \right]^2 (R_{i+1} - R_i)^2}{(B_i R_{i+1} + B_{i+1} R_k - B_i R_k - B_{i+1} R_i)^2} \sigma_{R_{i+1}}^2 = \frac{\left[(B_i - B_{i+1})(R_k - R_i) \right]^2}{\left[(R_{i+1} - R_i) \left(B_i + B_{i+1} \frac{R_k}{R_{i+1}} - B_i \frac{R_k}{R_{i+1}} - B_{i+1} \frac{R_i}{R_{i+1}} \right) \right]^2} \frac{\sigma_{R_{i+1}}^2}{R_{i+1}^2} = \\
& = \frac{\left[(B_i - B_{i+1})(R_k - R_i) \right]^2}{\left[(R_{i+1} - R_i) \left(B_i \frac{R_{i+1} - R_k}{R_{i+1}} + B_{i+1} \frac{R_k - R_i}{R_{i+1}} \right) \right]^2} \varepsilon_{R_{i+1}}^2 = \frac{\varepsilon_{R_{i+1}}^2}{\left[\frac{R_{i+1} - R_i}{B_i - B_{i+1}} \left(\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} + \frac{B_i}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right) \right]^2}; \quad \varepsilon_{R_{i+1}} = \frac{\sigma_{R_{i+1}}}{R_{i+1}}
\end{aligned}$$

Таким чином,

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{B_k} = & \sqrt{\frac{\varepsilon_{B_i}^2}{\left(1 + \frac{B_{i+1}}{B_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right)^2} + \frac{\varepsilon_{B_{i+1}}^2}{\left(1 + \frac{B_i}{B_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right)^2} + \frac{\varepsilon_{R_k}^2}{\left(1 + \frac{B_i R_{i+1} - B_{i+1} R_i}{R_k (B_{i+1} - B_i)} \right)^2} +} \\
& + \frac{\varepsilon_{R_i}^2}{\left[\frac{R_{i+1} - R_i}{B_i - B_{i+1}} \left(\frac{B_i}{R_i} + \frac{B_{i+1}}{R_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right) \right]^2} + \frac{\varepsilon_{R_{i+1}}^2}{\left[\frac{R_{i+1} - R_i}{B_i - B_{i+1}} \left(\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} + \frac{B_i}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right) \right]^2}}
\end{aligned}
\tag{4.7}$$

З'ясуємо, за яких умов виконується нерівність:

$$\varepsilon_{B_k} \leq \sqrt{\varepsilon_{B_i}^2 + \varepsilon_{B_{i+1}}^2 + \varepsilon_{R_k}^2 + \varepsilon_{R_i}^2 + \varepsilon_{R_{i+1}}^2} \tag{4.8},$$

іншими словами, за яких умов знаменники доданків під коренем у виразі (4.7) більші або рівні одиниці.

$$\boxed{\varepsilon_{B_i}} \quad 1 + \frac{B_{i+1}}{B_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \geq 1, \quad \text{оскільки при } R_{i+1} \geq R_k \geq R_i \quad \lim_{R_k \rightarrow R_i} \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} = 0, \quad \text{а} \\
\lim_{R_k \rightarrow R_{i+1}} \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} = \infty$$

$$\boxed{\varepsilon_{B_{i+1}}} 1 + \frac{B_i}{B_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \geq 1, \quad \text{оскільки при } R_{i+1} \geq R_k \geq R_i \quad \lim_{R_k \rightarrow R_{i+1}} \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} = 0, \quad \text{а}$$

$$\lim_{R_k \rightarrow R_i} \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} = \infty$$

$$\boxed{\varepsilon_{R_k}} 1 + \frac{B_i R_{i+1} - B_{i+1} R_i}{R_k (B_{i+1} - B_i)} \geq 1$$

B_{i+1} завжди більше B_i , тому нерівність справедлива, якщо $B_i R_{i+1} - B_{i+1} R_i \geq 0$
або

$$\boxed{\frac{R_{i+1}}{R_i} \geq \frac{B_{i+1}}{B_i}} \quad (4.9),$$

тобто відношення вимірних швидкостей лічби для двох послідовно нумерованих градуювальних ТВЗ (за порядком зростання вигорянь) повинно бути більше або дорівнювати відношенню їх вигорянь. Експериментальні дослідження щодо визначення залежності швидкості лічби нейтронів від глибини вигоряння ядерного палива показують, що умова (4.9), як правило, виконується [16], проте контролювати виконання нерівності (4.9) не зайве, оскільки додатково здійснюється перевірка правильності запису вигорянь ЯП в облікових картках градуювальних ТВЗ.

$$\boxed{\varepsilon_{R_i}} \left| \frac{R_{i+1} - R_i}{B_i - B_{i+1}} \left(\frac{B_i}{R_i} + \frac{B_{i+1}}{R_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right) \right| \geq 1$$

У цій нерівності всі елементи є позитивними величинами. Крім того, $B_{i+1} > B_i$, $R_{i+1} > R_i$, $R_i \leq R_k \leq R_{i+1}$, тому без знака модуля нерівність можна записати в наступному вигляді:

$$\frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \left(\frac{B_i}{R_i} + \frac{B_{i+1}}{R_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right) \geq 1$$

$$\lim_{R_k \rightarrow R_{i+1}} \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \left(\frac{B_i}{R_i} + \frac{B_{i+1}}{R_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right) = \infty$$

$$\lim_{R_k \rightarrow R_i} \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \left(\frac{B_i}{R_i} + \frac{B_{i+1}}{R_i} \cdot \frac{R_k - R_i}{R_{i+1} - R_k} \right) = \frac{B_i}{R_i} \cdot \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i}$$

Для забезпечення нерівності (4.8) потрібно, щоб при $R_k \rightarrow R_i$ відношення $\frac{B_i}{R_i} \cdot \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i}$ було більше або дорівнювало одиниці.

$$\frac{B_i}{R_i} \cdot \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \geq 1, \text{ звідси } B_i R_{i+1} - B_i R_i \geq B_{i+1} R_i - B_i R_i \text{ або}$$

$$\boxed{\frac{R_{i+1}}{R_i} \geq \frac{B_{i+1}}{B_i}}, \text{ тобто ми отримали ту ж нерівність, що й (4.9)}$$

$$\boxed{\varepsilon_{R_{i+1}}} \left| \frac{R_{i+1} - R_i}{B_i - B_{i+1}} \left(\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} + \frac{B_i}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right) \right| \geq 1$$

Запишемо цю нерівність, як і в попередньому випадку без знаку модуля:

$$\frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \left(\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} + \frac{B_i}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right) \geq 1$$

$$\lim_{R_k \rightarrow R_i} \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \left(\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} + \frac{B_i}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right) = \infty$$

$$\lim_{R_k \rightarrow R_{i+1}} \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \left(\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} + \frac{B_i}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_k}{R_k - R_i} \right) = \frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i}$$

Для виконання нерівності (4.8) потрібно, щоб при $R_k \rightarrow R_{i+1}$ відношення $\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i}$ було більше або дорівнювало одиниці.

$$\frac{B_{i+1}}{R_{i+1}} \cdot \frac{R_{i+1} - R_i}{B_{i+1} - B_i} \geq 1, \text{ звідси } B_{i+1} R_{i+1} - B_{i+1} R_i \geq B_{i+1} R_{i+1} - B_i R_{i+1} \text{ або}$$

$$\boxed{\frac{R_{i+1}}{R_i} \geq \frac{B_{i+1}}{B_i}}, \text{ тобто ми отримали таку ж нерівність, що й (4.9)}$$

При обчисленні сумарної відносної невизначеності глибини вигорання значення невизначеностей ε_{B_i} та $\varepsilon_{B_{i+1}}$ беруть із облікових карток ТВЗ. Вони зазвичай не перевищують 5 % для довірчої ймовірності $P = 0,68$.

Статистичні стандартні невизначеності швидкостей лічби обчислюють за формулою:

$$\varepsilon_R = \frac{1}{\sqrt{RT}}, \quad (4.10)$$

де RT - загальна кількість накопичених подій при вимірюванні тепловиділяючої збірки за час T .

Для обчислення розширеної невизначеності глибини вигорання ($P=0.95$) стандартну невизначеність ε_{B_k} множать на коефіцієнт охоплення, що дорівнює 2 [40].

Спектриметричний метод вимірювання поглиненої дози гамма-випромінювання

Спектриметричні методи, що застосовуються в дозиметрії іонізуючих випромінювань, окрім зниження основної похибки вимірювань, дозволяють мінімізувати додаткову похибку дозиметричних приладів, зумовлену залежністю їхньої чутливості від енергії випромінювання (хід із жорсткістю). Нижче докладно розглянуто один із спектриметричних методів вимірювання поглиненої дози гамма-випромінювання у повітрі на базі сцинтиляційного NaI(Tl) детектора. Він заснований на застосуванні до апаратного спектру енергій гамма-випромінювання зважувальної $G(E)$ -функції, яка враховує не тільки залежність ефективності реєстрації від енергії, а й властивості поглинаючого середовища [18].

Для розуміння принципу методу запишемо лічильний відгук сцинтиляційної системи, що припадає на одиницю керми у повітрі $r(E_0)$

$$r(E_0) = \frac{\int_0^{E_0} f(E, E_0) dE}{K(E_0) / S_{face}} = \frac{\varepsilon_{tot}(E_0)}{K(E_0) / S_{face}}, \quad (4.11)$$

де $f(E, E_0)$ - щільність амплітудного розподілу імпульсів сцинтиляційного детектора, перерахована на один гамма-квант з енергією E_0 , що падає на детектор перпендикулярно його торцевій частині (під нульовим кутом)¹². Інтеграл цього розподілу дорівнює власній повній ефективності детектора;

$\varepsilon_{tot}(E_0)$ - власна повна ефективність детектора, що дорівнює відношенню числа гамма-квантів, які зазнали будь-якої взаємодії з кристалом детектора, до числа гамма-квантів, що впали на детектор під нульовим кутом;

¹² Мається на увазі, що розподіл імпульсів обраховано на один гамма-квант, що припадає на всю площу торцевої частини детектора.

$K(E_0)$ - керма в повітрі, що припадає на одиничний флюєнс гамма-квантів з енергією E_0 ;

S_{face} - площа торцевої частини детектора.

Відношення $K(E_0)/S_{face}$ характеризує керму у повітрі, що створюється одним гамма-квантом, що припадає на площу торця детектора. Для зручності позначимо це відношення $K_s(E_0)$.

З рівняння (4.11) видно, що лічильний відгук сцинтиляційного детектора залежить від енергії гамма-квантів, а отже, і показання дозиметричного приладу, в якому застосований такий детектор, також залежатимуть від енергії.

Припустимо, існує деяка енергетично залежна функція $G(E)$, яка робить незалежним від енергії наступне відношення:

$$\frac{\int_0^{E_0} f(E, E_0) G(E) dE}{K_s(E_0)} = const \quad (4.12)$$

Обираючи значення константи рівним 1, запишемо вираз для поглиненої дози в повітрі¹³, що створюється моноенергетичним гамма-випромінюванням:

$$D_0 = \int_0^{E_0} f(E, E_0) G(E) dE \quad (4.13)$$

На практиці спектр $F(E)$, що вимірюється, має складну форму і відображає набір енергій падаючих гамма-квантів. Однак його можна описати як суперпозицію спектрів від моноенергетичних фотонів:

$$F(E) = \sum N_i \cdot f(E, E_i), \quad (4.14)$$

де N_i - кількість фотонів, що падають на детектор, з енергією E_i .

Повна поглинена доза випромінювання D , якій відповідає апаратурний спектр $F(E)$, дорівнює сумі окремих доз D_i , створюваних у повітрі гамма-квантами з енергією E_i . З урахуванням формул (4.13) та (4.14) вона може бути подана у вигляді:

¹³ Для повітря поглинена доза практично збігається з повітряною кермою [5].

$$\begin{aligned}
D &= \sum D_i = \sum N_i \int_0^{E_i} f(E, E_i) G(E) dE = \\
&= \int_0^{E_i} \sum [N_i \cdot f(E, E_i)] G(E) dE = \int_0^{E_{\max}} F(E) G(E) dE
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Формула (4.15) показує, що якщо для даного сцинтиляційного детектора визначена $G(E)$ -функція, то можна від спектру амплітуд імпульсів перейти до поглиненої дози випромінювання шляхом зважування розподілу амплітуд імпульсів цією функцією. Для NaI(Tl) сцинтиляційних детекторів факторами, що впливають на розподіл амплітуд і $G(E)$ -функцію, є розміри і форма кристала детектора, а також матеріал і товщина екрана детектора. Для однотипних детекторів зважуюча $G(E)$ функція одна і та сама. Формула (4.15) дійсна також і для *потужності поглиненої дози* (ППД) $\dot{D}$. У цьому випадку $F(E)$ має сенс *розподілу швидкостей лічби імпульсів*.

Спосіб визначення $G(E)$ – функції

Спектр амплітуд імпульсів $f(E, E_0)$ складається з двох частин, а саме, фоточастини $PF(E_0)$, що відповідає повному поглинанню енергії E_0 в кристалі детектора і комптонівського розподілу, т. зв. континууму, що простягається практично від нуля до краю комптонівської взаємодії E_c . Отже,

$$\varepsilon_{tot}(E_0) = \int_0^{E_0} f(E, E_0) dE = \int_0^{E_c} f(E, E_c) dE + \varepsilon_{tot}(E_0) \cdot PF(E_0) \tag{4.16}$$

або

$$\int_0^{E_c} f(E, E_c) dE = \varepsilon_{tot}(E_0) \cdot [1 - PF(E_0)] \tag{4.17}$$

За визначенням $G(E)$ -функція робить справедливим таке співвідношення:

$$\frac{\exp[-\mu_{shld}(E_0) \cdot d_{shld}] \int_0^{E_0} f(E, E_0) G(E) dE}{\dot{K}_S(E_0)} = 1, \tag{4.18}$$

де $\mu_{shld}(E_0)$ - лінійний коефіцієнт поглинання фотонів з енергією в матеріалі екрана детектора;

d_{shld} - товщина екрана детектора;

$\dot{K}_s(E_0)$ - потужність керми у повітрі, що створюється одиничним потоком фотонів, що падають на торець детектора.

Або

$$\int_0^{E_0} f(E, E_0) G(E) dE = \dot{K}_s(E_0) \cdot \exp[\mu_{shld}(E_0) \cdot d_{shld}] \quad (4.19)$$

Рівняння (4.16) можна записати у такому вигляді:

$$\int_0^{E_0} f(E, E_0) G(E) dE = \int_0^{E_c} f(E, E_c) G(E) dE + \varepsilon_{tot}(E_0) \cdot PF(E_0) \cdot G(E_0) \quad (4.20)$$

На підставі рівності лівих частин рівнянь (4.19) та (4.20) маємо:

$$\int_0^{E_c} f(E, E_c) G(E) dE + \varepsilon_{tot}(E_0) \cdot PF(E_0) \cdot G(E_0) = \dot{K}_s(E_0) \cdot \exp[\mu_{shld}(E_0) \cdot d_{shld}] \quad (4.21)$$

У тому випадку, коли фотони з енергією E_0 повністю поглинаються у кристалі детектора, $f(E, E_c) = 0$. Тоді з рівняння (4.21) можна отримати вираз для $G(E_0)$ -функції:

$$G(E_0) = \dot{K}_s(E_0) \frac{\exp[\mu_{shld}(E_0) \cdot d_{shld}]}{\varepsilon_{tot}(E_0) \cdot PF(E_0)} = \dot{K}'_s(E_0) \quad (4.22)$$

З рівняння (4.22) видно просте фізичне визначення -функції $G(E)$. Це скоригована на втрати подій в детекторі і на поглинання гамма-квантів з енергією E_0 в екрані детектора потужність керми у повітрі (потужність поглиненої дози в повітрі), що створюється одиничним гамма-квантом за одиницю часу, який падає на торцеву частину детектора під нульовим кутом.

$$\dim G(E) = \Gamma p \cdot c^{-1} / \text{импн.} \cdot c^{-1}$$

Для сцинтиляційних детекторів з кінцевими розмірами кристала при енергіях фотонів вище певних значень комптонівська частина спектра $f(E, E_c) > 0$. Тому для повного діапазону енергій, що реєструються $G(E)$ -функцію потрібно визначати з рівняння (4.21):

$$G(E_0) = \dot{K}'_s(E_0) - \frac{1}{\varepsilon_{tot}(E_0) \cdot PF(E_0)} \int_0^{E_c} f(E, E_c) G(E) dE \quad (4.23)$$

Для спрощення формули (4.23) представимо комптонівську частину спектра амплітуд імпульсів у вигляді прямокутника з розмірами $E_c \times \varepsilon_{tot}(E_0) \cdot [1 - PF(E_0)] / E_c$. В такому разі

$$f(E, E_c) = \frac{\varepsilon_{tot}(E_0)[1 - PF(E_0)]}{E_c} \quad 0 \leq E \leq E_c \quad (4.24)$$

Підставляючи вираз (4.24) до (4.23), отримаємо:

$$G(E_0) = \dot{K}'_S(E_0) - \frac{1 - PF(E_0)}{E_c \cdot PF(E_0)} \int_0^{E_c} G(E) dE = \dot{K}'_S(E_0) - \frac{1 - PF(E_0)}{E_c \cdot PF(E_0)} \int_{E_L}^{E_c} G(E) dE, \quad (4.25)$$

де E_L – енергетичний поріг реєстрації гамма-квантів.

За формулою (4.25) $G(E)$ -функцію обчислюють крок за кроком, починаючи з порогової енергії E_L . При $E_c \leq E_L$ значення $G(E)$ -функції без помітної втрати точності приймаються рівними нулю.

У практичних обчисленнях $G(E)$ -функції інтегрування у формулі (4.25) замінюють підсумовуванням, для чого весь енергетичний діапазон реєстрації гамма-квантів розбивають на енергетичні інтервали. Наприклад, якщо діапазон реєстрованих енергій становить 50...3000 кеВ, його можна розбити на 19 інтервалів (50 - 60, 60 - 70, 70 - 80, 80 - 90, 90 - 100, 100 - 150, 150 - 200, 200 - 300, 300 - 400, 400 - 500, 500 - 600, 600 - 700, 700 - 800, 800 - 900, 900 - 1000, 1000 - 1500, 1500 - 2000, 2000 - 2500, 2500 – 3000 кеВ) та проводити обчислення $G(E)$ -функції для граничних енергій всіх інтервалів.

Енергія E_c визначається за формулою:

$$E_c = \frac{E_0}{1 + m_0 c^2 / 2E_0}, \quad (4.26)$$

де $m_0 c^2 = 511$ кеВ

Фоточастина повної ефективності $PF(E_0)$ обчислюється за формулою:

$$PF(E_0) = \frac{\varepsilon_{FEP}^{abs}(E_0)}{\varepsilon_{tot}^{abs}(E_0)}, \quad (4.27)$$

де $\varepsilon_{tot}^{abs}(E_0)$ та $\varepsilon_{FEP}^{abs}(E_0)$ - абсолютні повна ефективність детектора та ефективність детектора в піку повного поглинання (Full Energy Peak) для гамма-квантів з енергією E_0 відповідно. Їх розрахунок можна виконати методом Монте-Карло, користуючись комп'ютерною програмою MCNP для обчислення ефективності детектуючої системи.

Обчислення власної повної ефективності детектора виконують за формулою:

$$\varepsilon_{tot}(E_0) = \varepsilon_{tot}^{abs}(E_0) \frac{N_f}{N_{hit}}, \quad (4.28)$$

де N_f та N_{hit} - повне число подій, що відбуваються, і число подій, що відповідають попаданню гамма-квантів у детектор, які зазнали взаємодії з кристалом детектора, відповідно.

На Рис. 35 показані функції, що отримані розрахунковим шляхом для 4-х сцинтиляційних детекторів з NaI(Tl) кристалами циліндричної форми з розмірами діаметр – висота в міліметрах 76,2х76,2, 63х63, 40х40 та 25,4х25,4. В якості матеріалу екрана детектора обрано алюміній товщиною 1 мм.

Розрахунок потужності поглиненої дози випромінювання за накопиченим спектром проводять підсумовуванням добутків швидкостей лічби в енергетичних інтервалах та значень $G(E)$ -функції, що відповідають середній енергії кожного інтервалу. Ці значення знаходять методом лінійної інтерполяції, використовуючи граничні значення $G(E)$ -функції.

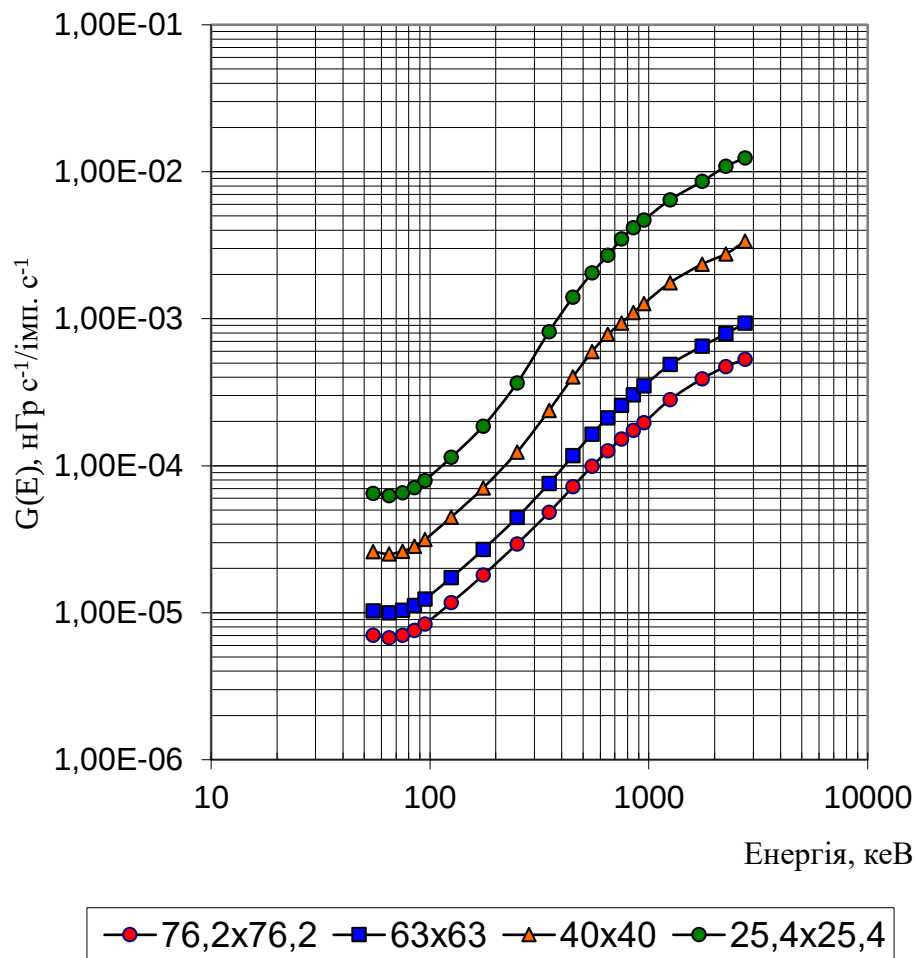


Рис. 35. Розрахункові $G(E)$ -функції залежно від енергії гамма-випромінювання для різних NaI(Tl) сцинтиляційних детекторів

Розглянутий метод вимірювання поглиненої дози гамма-випромінювання в повітрі має високу чутливість, теоретично виключає енергетичну залежність показань приладу та не вимагає виконання складного аналізу гамма-спектру.

Метод польової (in situ) гамма-спектрометрії

Польова спектрометрія виникла з потреби якісного та кількісного визначення радіоактивності на великих територіях, що зазнали радіоактивного забруднення. Термін "польова" несе подвійне смислове навантаження. Насамперед, мається на увазі, що йдеться про вимірювання на відкритій місцевості, тобто у польових умовах і, по-друге, що вимірювання виконуються у полі радіаційного випромінювання. Вираз "in situ" (у перекладі з латини "в місці знаходження") відноситься до гамма-спектрометричних вимірювань, коли детектор розташований близько до джерела випромінювання, як правило, на відстані 1 м від поверхні землі. За такої геометрії вимірювання відкритий детектор, тобто такий, що знаходиться поза захистом, "бачить" гамма-

випромінювання, що виходить від нескінченного напівпростору ґрунту. Реально незахищений детектор реєструє гамма-випромінювання середньої енергії 662 кеВ (^{137}Cs) з поверхні ґрунту радіусом приблизно 10 м. При цьому глибина залягання радіонуклідів, що виявляються у ґрунті, в залежності від енергії гамма-квантів, може досягати 30 см. Таким чином, фактично гамма-спектрометр вимірює пробу ґрунту масою кілька десятків тонн, усереднюючи локальні неоднорідності, що присутні у такій пробі. На Рис. 36 показана спрощена схема *in situ* гамма-спектрометричних вимірювань.

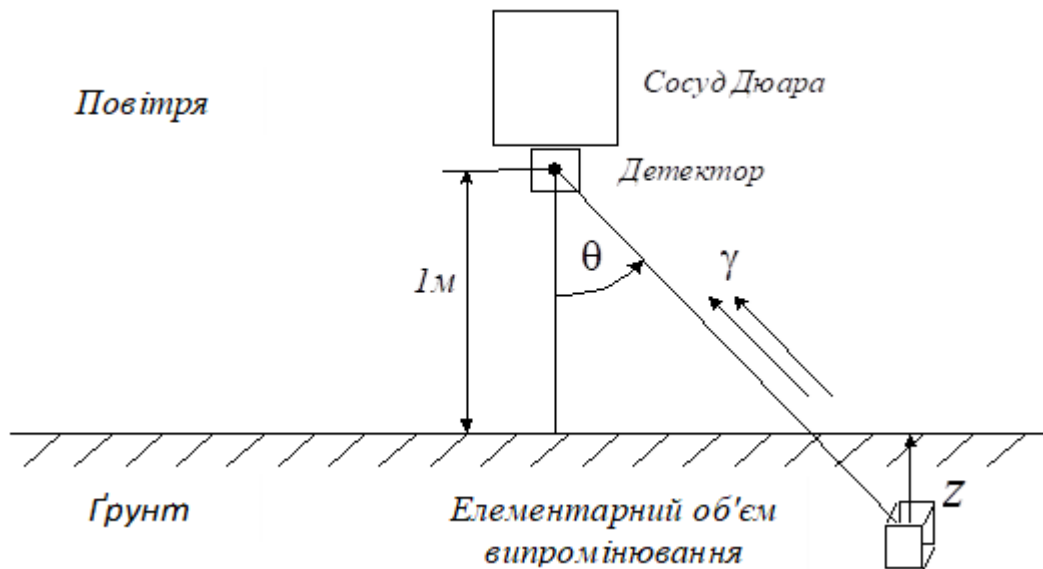


Рис. 36. Схематичне зображення геометрії гамма-спектрометричних вимірювань на місцевості [19]

На Рис. 37 зображено відносний вклад різних кілець земної поверхні в повний первинний (нерозсіяний) потік гамма-випромінювання у точці знаходження детектора для ^{137}Cs (662 кеВ) з експоненціальним законом розподілу радіонукліду за глибиною у ґрунті. Ефективне поле огляду може бути більшим або меншим залежно від енергії гамма-випромінювання та характеру розподілу радіонукліду в ґрунті.

Метою вимірювань *in situ* є визначення вмісту окремого радіонукліду в ґрунті або знаходження потужності експозиційної (або поглиненої) дози випромінювання в повітрі, що створюється цим радіонуклідом, на місці розміщення детектора. Ці величини знаходять шляхом аналізу накопиченого гамма-спектру та розв'язання для кожного виявленого радіонукліду простих рівнянь виду:

$$A = \frac{R_f}{k_A} \quad (4.29)$$

$$\dot{D} = \frac{R_f}{k_D} \quad (4.30)$$

де A – активність даного радіонукліду. Вона може бути представлена у вигляді *запасу активності*, тобто активності на одиницю поверхні ґрунту ($\text{Бк}/\text{м}^2$ чи $\text{Ки}/\text{км}^2$), активності на одиницю маси ґрунту, тобто *питомої активності* ($\text{Бк}/\text{кг}$) або активності на одиничний об'єм ґрунту, тобто *концентрації активності* ($\text{Бк}/\text{м}^3$);

$\dot{D}$ - потужність дози випромінювання, що створювана окремим радіонуклідом у повітрі в місці розміщення детектора;

R_f - швидкість лічби в піку повного поглинання для певного гамма-переходу, що виникає при розпаді радіонукліду. На гамма-спектрі ППП утворюється за повного поглинання кристалом детектора енергії первинних, тобто нерозсіяних гамма-квантів. Індекс вказує на те, що швидкість лічби в ППП обумовлена повним потоком гамма-квантів даного радіонукліду, що падають на детектор під усіма можливими кутами;

k_A та k_D - градувальні коефіцієнти польового гамма-спектрометра. Вони встановлюють зв'язок між швидкістю лічби в ППП та одиничною активністю радіонукліду у ґрунті (одиничною потужністю дози, що створюється цим радіонуклідом).

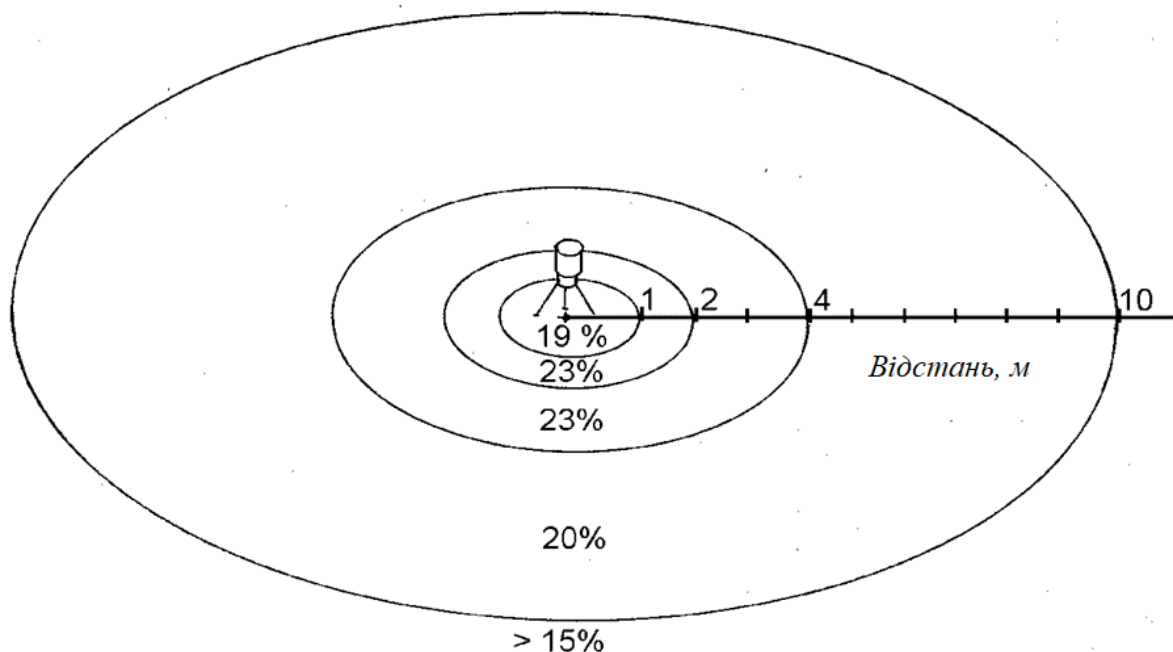


Рис. 37. Відносний вклад різних ділянок земної поверхні в повний первинний (нерозсіяний) потік гамма-квантів з енергією 662 кеВ на висоті 1 м для типового розподілу ^{137}Cs у ґрунті [20]

Для того, щоб знайти аналітичні вирази для градувальних коефіцієнтів, запишемо два явні співвідношення:

$$\frac{R_f}{A} = \frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0} \cdot \frac{\varphi}{A} \quad (4.31)$$

$$\frac{R_f}{\dot{D}} = \frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0} \cdot \frac{\varphi}{\dot{D}} \quad (4.32)$$

$\frac{R_0}{\varphi}$ - швидкість лічби в ППП, що припадає на одиницю густини потоку гамма-квантів з даною енергією, що падають на детектор вздовж його осі симетрії ($\theta=0$, див. Рис. 36). Це відношення характеризує ефективність реєстрації детектора.

$\frac{R_f}{R_0}$ - коефіцієнт кутової корекції, що враховує залежність функції відгуку детектора від кута падіння гамма-квантів даної енергії у вертикальній площині. З Рис. 37 видно, що близько 80 % гамма-випромінювання, що падає на детектор, припадає його бічну поверхню. Тому для кристалів, що мають форму довгого вузького циліндра або навпаки короткого широкого циліндра, така поправка може бути істотною. Легко дійти висновку, що коефіцієнт кутової корекції залежить від відношення довжини кристала детектора до його

діаметру. Для детектора сферичної форми $\frac{R_f}{R_0} = 1$. Зважаючи на складність виготовлення сферичних кристалів для польової спектрометрії застосовують детектори, у яких довжина кристала дорівнює його діаметру.

$\frac{\varphi}{A}$ - повна густина потоку гамма-квантів у місці розташування детектора, що викликана одиничною питомою активністю (поодиноким запасом активності) певного радіонукліда в ґрунті;

$\frac{\varphi}{\dot{D}}$ - повна густина потоку гамма-квантів, що припадає на одиницю потужності дози в місці знаходження детектора. Це поодинокі значення потужності дози зумовлено всіма первинними і розсіяними гамма-квантами даного радіонукліду, а також продуктами його розпаду, що перебувають у рівновазі з материнською речовиною.

Порівнюючи вирази (4.29) та (4.31), (4.30) та (4.32) між собою, видно, що

$$k_A = \frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0} \cdot \frac{\varphi}{A} \quad (4.33)$$

$$k_D = \frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0} \cdot \frac{\varphi}{\dot{D}} \quad (4.34)$$

Градувальні коефіцієнти в загальному випадку залежать від багатьох факторів, а саме: від форми і розмірів детектора, від енергії гамма-квантів, від глибинного профілю розподілу даного радіонукліду, елементного складу ґрунту, рельєфу місцевості та ін. Перші два відношення у формулах (4.33) і

(4.34) знаходять за допомогою еталонних точкових гамма-джерел, а треті відношення у цих формулах визначають розрахунковим шляхом. У роботах [19, 21] докладно викладено процедуру градуювання польових спектрометрів і наведена велика кількість розрахункових даних, які корисні для знаходження градуювальних коефіцієнтів.

Метод визначення ефективності детектуючої системи при реєстрації гамма-випромінювання від протяжних об'єктів

Вимірювання вмісту радіонуклідів у протяжних об'єктах складної форми пов'язане з труднощами виготовлення відповідних еталонних джерел для калібрування системи детектування за ефективністю. Наприклад, при вимірюванні об'ємної активності ^{16}N в гострій парі парогенератора АЕС практично неможливо виготовити калібрувальне джерело, оскільки паропровід, поблизу якого встановлюється детектор, являє собою довгу трубу великого діаметра з безліччю криволінійних ділянок. Обчислювальні методи у цих випадках дозволяють визначити ефективність реєстрації детектуючої системи набагато менш дорогим і трудомістким способом. При цьому розрахунок може бути виконаний для речовин з $Z=1\div 100$ і практично для будь-якої енергії гамма-випромінювання в діапазоні від 1 кеВ до 100 МеВ, а матеріал джерела, екранів і детектора може бути простим елементом або сумішню елементів з різними Z .

Фахівцями НВП “АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД” розроблено метод обчислення ефективності в піку повного поглинання для визначення об'ємної або питомої активності радіонуклідів, що ґрунтується на моделюванні реального протяжного об'єкта випромінювання, детектора та поглинаючих екранів. При моделюванні геометричних об'єктів враховуються їх форма, розміри та склад речовини. Метод заснований на обчисленні програмними засобами величин, що входять до т. зв. рівняння Бека [21], за допомогою яких визначається ефективність реєстрації системи детектування.

Принцип методу

Рівняння визначення об'ємної активності радіонукліда може бути складене наступним чином:

$$A_v = \frac{R_f}{\frac{R_0 \cdot R_f \cdot \varphi}{\varphi \cdot R_0 \cdot A_v \cdot Y}} \quad (4.35)$$

де A_v - об'ємна активність даного радіонукліду у протяжному об'єкті випромінювання;

Y - квантовий вихід, що дорівнює кількості фотонів з даною енергією, що виникають при кожному акті розпаду радіонукліду;

$\frac{\varphi}{A_v \cdot Y}$ - густина потоку первинних гамма-квантів з даною енергією, що створює протяжне джерело в точці детектора за умови, що в одиниці об'єму джерела при розпаді радіонукліду кожену секунду народжується один гамма-квант. Це відношення не залежить від застосовуваного детектора, а визначається енергією гамма-квантів, формою, розмірами, просторовим положенням об'ємного джерела випромінювання відносно детектора, а також послаблюючими властивостями матриці джерела та екранів.

Решта позначень ті самі, що у формулах (4.29) і (4.31).

Уведемо поняття об'ємної ефективності реєстрації в ППП, яка визначається наступним чином:

$$\varepsilon_v = \frac{R_f}{A_v \cdot Y} \quad (4.36)$$

$$\dim \varepsilon_v = c^{-1}/Bk \cdot M^{-3}$$

Порівнюючи рівняння (4.35) та (4.36), можна записати формулу для об'ємної ефективності у вигляді:

$$\varepsilon_v = \frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0} \cdot \frac{\varphi}{A_v \cdot Y} \quad (4.37)$$

Рівняння (4.37) є основним для обчислення об'ємної ефективності ППП. Добуток перших двох множників у правій частині рівняння розраховується за допомогою комп'ютерної програми TEFF¹⁴ [23], а третій множник визначається, використовуючи програмний засіб MicroShield v 5.01. Обидва програмні засоби використовують таблиці коефіцієнтів поглинання залежно від енергії гамма-квантів, які підтримує Національний Інститут стандартів і технології (США).

Для переходу від об'ємної ефективності до абсолютної можна скористатися таким співвідношенням:

$$\varepsilon_{abs} = \varepsilon_v \cdot \frac{1}{V} \quad (4.38)$$

де V - об'єм об'єкта випромінювання.

¹⁴ Добуток перших двох множників у рівнянні (4.37) можна визначити експериментально за допомогою точкових еталонних джерел. Процедура їх визначення докладно описана у роботі [19].

Схема обчислення об'ємної ефективності

1. Для даної енергії гамма-випромінювання за допомогою програми TEFF методом Монте-Карло розраховується абсолютна ефективність ППП ε_a для геометрії точкового джерела, розташованого на відстані r від центру кристала детектора на осі його симетрії. Відстань r задається такою, щоб імітувати вузький пучок гамма-квантів, що падають на детектор ($r \approx 100 \div 200$ см). Програма TEFF дозволяє змінювати орієнтацію детектора у просторі і, таким чином, задавати кут падіння гамма-квантів на детектор θ . Для більшості випадків діапазон зміни кута θ від 0 до 90° .

Середнє значення ε_a за кількістю кутових переміщень детектора обчислюється за такою формулою:

$$\varepsilon_a = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \varepsilon(\theta_i) \quad (4.39)$$

де $\varepsilon(\theta_i)$ - значення абсолютної ефективності, яке розраховане програмою TEFF для кута θ_i ;

n - кількість заданих кутів орієнтації детектора.

Прийнятна точність для об'ємної ефективності досягається при зміні кута θ з кроком 15° .

2. Для заданої енергії гамма-випромінювання обчислюється добуток $\frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0}$ за формулою:

$$\frac{R_0}{\varphi} \cdot \frac{R_f}{R_0} = 4\pi r^2 \cdot \varepsilon_a \quad (4.40)$$

3. За допомогою програмного засобу MicroShield розраховується відношення $\frac{\varphi}{A_v \cdot Y}$, яке визначає густину потоку первинних гамма-квантів від протяжного об'єкта випромінювання в центрі детектора. Цей програмний засіб дозволяє моделювати об'ємне джерело випромінювання та поглинаючі екрани у вигляді кулі, циліндра, паралелепіпеда, у тому числі випадки точкових та плоских фігур. Це надає користувачеві практично необмежений вибір геометричних ситуацій з їх відображенням на екрані монітора, а також дає широкий набір речовин для матриці джерела та поглинаючих екранів з довільним вибором густини цих речовин. При моделюванні важливо

дотримуватися головного принципу обчислювального методу, який полягає в максимальному наближенні моделі до реальної ситуації, включаючи геометрію об'єкта, що вимірюється, і склад речовини всіх поглинаючих середовищ.

Якщо протяжне джерело випромінювання являє собою об'єкт складної форми, наприклад, паропровід парогенератора АЕС, то в цьому випадку для знаходження повної густини потоку можна застосувати принцип суперпозиції, розбиваючи об'ємне джерело на окремі елементи простої форми та розраховуючи густину потоку від кожного елемента. Повна густина потоку дорівнює сумі густин потоку від усіх компонент об'ємного джерела.

Для розрахунку величини $\frac{\varphi}{A_v \cdot Y}$ MicroShield розбиває протяжний об'єкт на безліч диференціальних елементів випромінювання і розраховує густину потоку первинних фотонів, що створюється всіма диференціальними елементами в центрі детектора, причому послаблюючі властивості поглинаючих середовищ для гамма-квантів від кожного диференціального елемента враховуються індивідуально.

Основним джерелом похибки повної густини потоку є припущення рівномірного розподілу активності та густини речовини по об'єму об'єкта випромінювання. При моделюванні газоподібних і рідких джерел випромінювання, укладених у захисну оболонку, похибка густини потоку, обумовлена таким припущенням, невелика і становить близько 5 %, а похибка визначення об'ємної активності за рахунок невизначеності ефективності детектуючої системи може бути близько 10 % або менше. У разі моделювання таких об'єктів, як тверді радіоактивні відходи, з невідомим законом розподілу активності та густини по об'єму речовини, похибка об'ємної активності може сягати 20 % і більше. Використовувати розрахункове значення ефективності можна і в цьому випадку, проте для зниження зазначеної похибки потрібно в процесі вимірювання обертати об'єкт, що вимірюється, навколо вертикальної осі або сканувати по вертикалі з одночасним обертанням¹⁵.

4. За формулою (4.37) для даної енергії гамма-випромінювання розраховується значення об'ємної ефективності, яка дозволяє визначити об'ємну активність певного радіонукліда.

Розглянутий метод обчислення ефективності системи детектування придатний для напівпровідникових і сцинтиляційних спектрометрів, що

¹⁵ При обертанні об'єкта випромінювання виконується його вимірювання з протилежних сторін, і оскільки відхилення вимірюваної величини від значення при рівномірному розподілі активності і густини по об'єму для протилежних сторін мають різні знаки, відбувається часткова взаємна компенсація похибок вимірюваної величини. Це підтверджується обчислювальними експериментами з варіації параметрів геометрії вимірювання.

вимірюваних радіонуклідів, швидкість лічби в i -ому ЕІ, R_i^{bkg} - фонові швидкість лічби в i -ому ЕІ, яку визначають шляхом вимірювання протягом тривалого часу окремого *фонового* лічильного зразка, наповненого дистильованою водою);

ε_{ij} - ефективність реєстрації j -го радіонукліду в i -ому ЕІ.

Різницю між лівою та правою частинами рівнянь називають *нев'язкою*.

Для визначення величин активностей радіонуклідів у пробі вирішують завдання знаходження мінімуму функції, що є сумою квадратів невязок:

$$S = \sum_{i=1}^m (\varepsilon_{i1}X_1 + \varepsilon_{i2}X_2 + \dots + \varepsilon_{ij}X_j + \dots + \varepsilon_{in}X_n - R'_i)^2 \rightarrow \min \quad (4.42)$$

Такий математичний метод підбору невідомих величин для забезпечення рівності (4.42) відомий як метод найменших квадратів [26] (можна брати суму й інших парних ступенів або, наприклад, суму абсолютних величин невязок, але тоді обчислення будуть значно складнішими).

Кількість енергетичних інтервалів, їх положення та ширина обираються з урахуванням специфіки спектрів радіонуклідів, що досліджуються, та оптимізуються з метою стійкості розв'язання системи лінійних алгебраїчних рівнянь (4.41). Права частина системи рівнянь являє набір некорельованих між собою результатів вимірювання, що підпорядковуються розподілу Пуассона та містять статистичні похибки з нормальним розподілом. Стандартна невизначеність чистих швидкостей лічби σ_i розраховується формулою:

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{R_i}{T_s} + \frac{R_i^{bkg}}{T_{bkg}}} \quad (4.43)$$

де T_s та T_{bkg} - час вимірювання лічильного зразка і фону відповідно.

Різновидом методу вікон є метод очищення енергетичних інтервалів від "заважаючих" подій. Його зазвичай застосовують для аналізу спектрів, що виміряні за допомогою сцинтиляційних гамма-спектрометрів [27].

Метод очищення енергетичних інтервалів, як і попередній метод, базується на виділенні на шкалі енергії спектру вимірюваного об'єкта певної кількості інтервалів (вікон), що відповідають найбільш характерним ділянкам спектра кожного радіонукліда, який потрібно виявити, і відніманні із сумарних

відліків у вікнах внесків фону та "заважаючих" радіонуклідів, гамма-випромінювання яких відноситься до вищих за енергією інтервалів. Операція очищення ЕІ завжди починається з найвищого енергетичного інтервалу та виконується покроково у бік низьких енергій. В результаті такої операції визначається чиста швидкість лічби імпульсів ЕІ, яка відповідає повному поглинанню енергії гамма-квантів в кристалі детектора і використовується для обчислення активності радіонуклідів. Число вікон має бути не менше кількості вимірюваних радіонуклідів. При цьому зазвичай кожен інтервал відповідає певному радіонукліді. Розташування меж ЕІ обираються з точки зору забезпечення високої чутливості методу (ефективності реєстрації у вікнах), стабільності спектрометричного тракту і надійного обліку в інтервалі кожного радіонукліда, внеску "заважаючих" радіонуклідів.

Математичну основу методу викладемо на прикладі системи рівнянь для чистих швидкостей лічби в п'яти енергетичних інтервалах, які відповідають радіонуклідам: 1 - ^{137}Cs (620 - 700), 2 - ^{232}Th (840 - 1040), 3 - ^{40}K (1350 - 1520), 4 - ^{226}Ra (1700 - 1900) і 5 - ^{232}Th (2570 - 2810). У дужках в одиницях *keV* зазначені межі енергетичних інтервалів, які обрані для перерахованих радіонуклідів. Передбачається, що ^{232}Th і ^{226}Ra перебувають у рівновазі зі своїми дочірніми продуктами розпаду. Зауважимо, що для ^{232}Th виділено два енергетичні інтервали, оскільки продукти його розпаду створюють інтенсивне гамма-випромінювання з енергіями 911 кеВ (25,8 %), 969 кеВ (15,8 %) та 2615 кеВ (35,9 %).

$$\begin{aligned}
 R'_5 &= R_5 - R_5^{bkg} \\
 R'_4 &= R_4 - f_{45} \cdot R'_5 - R_4^{bkg} \\
 R'_3 &= R_3 - f_{34} \cdot R'_4 - f_{35} \cdot R'_5 - R_3^{bkg} \\
 R'_2 &= R_2 - f_{23} \cdot R'_3 - f_{24} \cdot R'_4 - R_2^{bkg}; \quad f_{25} = 0 \\
 R'_1 &= R_1 - f_{12} \cdot R'_2 - f_{13} \cdot R'_3 - f_{14} \cdot R'_4 - f_{15} \cdot R'_5 - R_1^{bkg}
 \end{aligned} \tag{4.44}$$

В узагальненому вигляді система рівнянь (4.37) виглядає так:

$$R'_i = R_i - \sum_{j=i+1}^5 f_{ij} \cdot R'_j - R_i^{bkg}; \quad f_{25} = 0 \tag{4.45}$$

де $i=1, 2, 3, 4, 5;$ $j=i+1=2, 3, 4, 5;$

i та j - номери енергетичних інтервалів, які на шкалі енергії послідовно нумеруються зліва направо у бік зростання енергії та відповідають наступним радіонуклідам: 1 - ^{137}Cs , 2 - ^{232}Th , 3 - ^{40}K , 4 - ^{226}Ra и 5 - ^{232}Th ;

R_i - сумарна швидкість лічби імпульсів, що вимірюється в i -му ЕІ;

R'_i та R'_j - чисті швидкості лічби в i -му та j -му енергетичних інтервалах відповідно;

f_{ij} - коефіцієнт, що відображає внесок розсіяних гамма-квантів у i -му ЕІ з початковими енергіями, що лежать у j -му, вищому, ЕІ.

Ці коефіцієнти визначаються в процесі градування спектрометра за допомогою об'ємних моноджерел радіонуклідів:

$$f_{ij} = \frac{R_i - R_i^{bkg}}{R_j - R_j^{bkg}} = \frac{R'_i}{R'_j} \quad (4.46)$$

де R_i^{bkg} та R_j^{bkg} - швидкість лічби імпульсів фону в i -му та j -му ЕІ відповідно.

У цьому прикладі для розрахунку активності ^{232}Th виділено два ЕІ (840 - 1040 кеВ і 2570 - 2810 кеВ), тому, щоб не втратити інформацію про швидкість лічби в інтервалі 840 - 1040 кеВ, коефіцієнт внеску f_{25} прийнято рівним нулю.

Питома активність окремого радіонукліду у лічильному зразку розраховується за формулою:

$$A_i = \frac{R'_i}{\varepsilon \cdot Y \cdot m} \quad (4.47)$$

де ε - абсолютна ефективність реєстрації гамма-квантів для даної геометрії вимірювання з енергіями в i -му ЕІ;

Y - квантовий вихід при розпаді радіонукліда, що відповідає i -му ЕІ. Якщо радіонуклід має кілька гамма-ліній, що лежать у даному ЕІ, то у якості квантового виходу беруть суму квантових виходів для цих гамма-ліній;

m - маса лічильного зразка.

Абсолютну ефективність ε обчислюють за формулою:

$$\varepsilon = \frac{R'_i}{A_i^{std} \cdot e^{-0.693 \frac{\Delta t}{T_{1/2}}} \cdot Y} \quad (4.48)$$

де A_i^{std} - значення активності калібрувального джерела на дату його повірки, основні гамма-лінії якого лежать у i -му ЕІ;

Δt - проміжок часу між датою повірки калібрувального джерела та датою вимірювань при виконанні калібрування за ефективністю;

$T_{1/2}$ - період напіврозпаду калібрувального джерела. Одиниці вимірювання періоду напіврозпаду та часового інтервалу Δt мають бути однаковими.

Важливою характеристикою будь-яких вимірювань є похибка вимірювання. Розглянемо це питання докладніше.

Сумарна відносна похибка вимірювань питомої активності δ_A містить в собі похибку чистої швидкості лічби та похибку ефективності реєстрації у відповідному ЕІ. Формула для обчислення відносної похибки вимірювань активності:

$$\delta_{A_i} = \sqrt{\delta_{R'_i}^2 + \delta_\varepsilon^2} \approx \sqrt{\delta_{R'_i}^2 + \delta_{A_i^{std}}^2} \quad (4.49)$$

де $\delta_{R'_i}$ - відносна похибка чистої швидкості лічби в i -му ЕІ;

δ_ε - відносна похибка ефективності реєстрації в i -му ЕІ, яка визначається в основному похибкою визначення активності калібрувального джерела $\delta_{A_i^{std}}$, що використовується для градуювання ефективності.

Похибками квантового виходу і маси лічильного зразка можна знехтувати.

Усі складові сумарної похибки повинні відповідати одному й тому ж довірчому інтервалу.

Наведемо формули для обчислення похибок чистих швидкостей лічби у вікнах (абсолютних *стандартних* похибок $\sigma_{R'_i}$ та відносних похибок $\delta_{R'_i}$ ($P=0,95$)). Вони отримані з рівнянь (4.44) шляхом знаходження повних диференціалів чистих швидкостей лічби за умови, що "живий"¹⁶ час вимірювання лічильного зразка та фону t_{liv} однакові, а похибка коефіцієнтів внеску дуже мала у порівнянні з іншими складовими похибки.

ЕІ ^{232}Th (2570 - 2810):

$$\sigma_{R'_5} = \sqrt{\frac{R_5 + R_5^{bkg}}{t_{liv}}}; \quad \delta_{R'_5} = \frac{2\sigma_{R'_5}}{R_5 - R_5^{bkg}} \quad (4.50)$$

ЕІ ^{226}Ra (1700 - 1900):

¹⁶ "Живий" час вимірювання є різниця між повним (астрономічним) часом вимірювання і часом, витраченим на обробку накопичених подій (мертвим часом).

$$\sigma_{R'_4} = \sqrt{\frac{R_4 + R_4^{bkg}}{t_{liv}} + f_{45}^2 \cdot \sigma_{R'_5}^2}; \quad \delta_{R'_4} = \frac{2\sigma_{R'_4}}{R_4 - f_{45} \cdot R'_5 - R_4^{bkg}} \quad (4.51)$$

EI ^{40}K (1350 - 1520):

$$\sigma_{R'_3} = \sqrt{\frac{R_3 + R_3^{bkg}}{t_{liv}} + f_{34}^2 \cdot \sigma_{R'_4}^2 + f_{35}^2 \cdot \sigma_{R'_5}^2}$$

$$\delta_{R'_3} = \frac{2\sigma_{R'_3}}{R_3 - f_{34} \cdot R'_4 - f_{35} \cdot R'_5 - R_3^{bkg}} \quad (4.52)$$

EI ^{232}Th (840 - 1040):

$$\sigma_{R'_2} = \sqrt{\frac{R_2 + R_2^{bkg}}{t_{liv}} + f_{23}^2 \cdot \sigma_{R'_3}^2 + f_{24}^2 \cdot \sigma_{R'_4}^2}$$

$$\delta_{R'_2} = \frac{2\sigma_{R'_2}}{R_2 - f_{23} \cdot R'_3 - f_{24} \cdot R'_4 - R_2^{bkg}}; \quad f_{25} = 0 \quad (4.53)$$

EI ^{137}Cs (620 - 700):

$$\sigma_{R'_1} = \sqrt{\frac{R_1 + R_1^{bkg}}{t_{liv}} + f_{12}^2 \cdot \sigma_{R'_2}^2 + f_{13}^2 \cdot \sigma_{R'_3}^2 + f_{14}^2 \cdot \sigma_{R'_4}^2 + f_{15}^2 \cdot \sigma_{R'_5}^2}$$

$$\delta_{R'_1} = \frac{2\sigma_{R'_1}}{R_1 - f_{12} \cdot R'_2 - f_{13} \cdot R'_3 - f_{14} \cdot R'_4 - f_{15} \cdot R'_5 - R_1^{bkg}} \quad (4.54)$$

В узагальненому вигляді формули для похибок чистих швидкостей лічби можна записати так:

$$\sigma_{R'_i} = \sqrt{\frac{R_i + R_i^{bkg}}{t_{liv}} + \sum_{j=i+1}^5 f_{ij}^2 \cdot \sigma_{R'_j}^2}$$

$$\delta_{R'_i} = \frac{2\sigma_{R'_i}}{R_i - \sum_{j=i+1}^5 f_{ij} \cdot R'_j - R_i^{bkg}}; \quad f_{25} = 0 \quad (4.55)$$

Основні поняття та визначення вимірювання малих рівнів активності

У цьому розділі надаються тільки основні поняття щодо розуміння вимірювання малих активностей. Офіційні визначення наведені у стандартах сімейства ДСТУ ISO 11929 «Визначення межі виявлення та порогу ухвалення рішення під час вимірювання йонізуючого випромінювання», які необхідно використовувати для розробки методичних та офіційних звітних матеріалів.

У спектрометрії іонізуючих випромінювань особливе місце займає проблема виявлення, ідентифікації та кількісної оцінки радіонуклідів, коли їх вміст у пробі малий. Цю проблему умовно можна розділити на дві частини: виявлення певних радіонуклідів в пробі з низькою сумарною активністю та визначення активності радіонуклідів на домішковому рівні в пробі з досить високою активністю. Перше завдання можна сформулювати як вимірювання малих кількостей радіоактивності на слабкому фоні, а друге завдання визначити як вимірювання слабких активностей на сильному фоні [1]. Як критерій оцінки чутливості радіометричної апаратури (меж виявлення і вимірювання малих активностей) використовують мінімальну детектовану активність (МДА)¹⁷.

З багатьох математичних визначень для мінімальної детектованої активності, що є метрологічною характеристикою вимірювального пристрою, можна виділити принаймні чотири різних типи МДА [29]. Для спрощення розглянемо ці типи МДА у термінах швидкостей лічби імпульсів детектора та назвемо їх:

- Критичний рівень чи поріг розпізнавання L_c
- Межа детектування L_d
- Рівень не більше L_{l-t}
- Межа кількісного визначення L_q

Критичний рівень L_c

Критичний рівень або поріг розпізнавання (Critical Level, Decision Threshold) [30] застосовують для аналізу енергетичного спектру проби в тих випадках, коли потрібно відповісти на запитання: чи є у пробі, що

¹⁷Тут вираз МДА використовується як узагальнене поняття і як метрологічна характеристика вимірювальної установки, величина якої обчислюється за встановленою формулою.

вимірюється, така кількість радіоактивної речовини, яка при реєстрації детектором створює чисту швидкість лічби (за вирахуванням внеску фону, тобто корисний сигнал), середнє значення якої перевищує заданий рівень флуктуації фону. Критичний рівень визначають як величину, кратну стандартній невизначеності фоновій швидкості лічби. Мабуть, такий підхід можна розглядати як найбільш загальний при визначенні поняття МДА.

На Рис. 38 показаний нормальний розподіл швидкості лічби нульової проби, для якої середнє значення чистої швидкості лічби дорівнює нулю ($R_s = 0$), у присутності фону зі швидкістю лічби R_b . Величина критичного рівня L_c визначається виразом:

$$L_c = k\sigma_0 \quad (4.56)$$

де k - односторонній коефіцієнт, який визначає рівень довірчої ймовірності для швидкості лічби, що вимірюється, та σ_0 - стандартна невизначеність (середнє квадратичне відхилення - СКВ) чистої швидкості лічби нульової проби. Якщо вибрати $k=1,65$, то при $R_s > L_c$ ймовірність помилки першого роду не буде перевищувати 0,05 (помилка першого роду - прийняття флуктуації фону як корисний сигнал з ймовірністю α ; помилка другого роду - пропускання корисного сигналу, який приймається за флуктуацію фону з ймовірністю, що дорівнює β). Якщо $R_s < L_c$, можна говорити лише про те, що загальна швидкість лічби вимірюваної проби R_t статистично не відрізняється від фоновій швидкості лічби на рівні 0,05. Нижче наведено висновок формули для рівня L_c через стандартну невизначеність фоновій швидкості лічби σ_b .

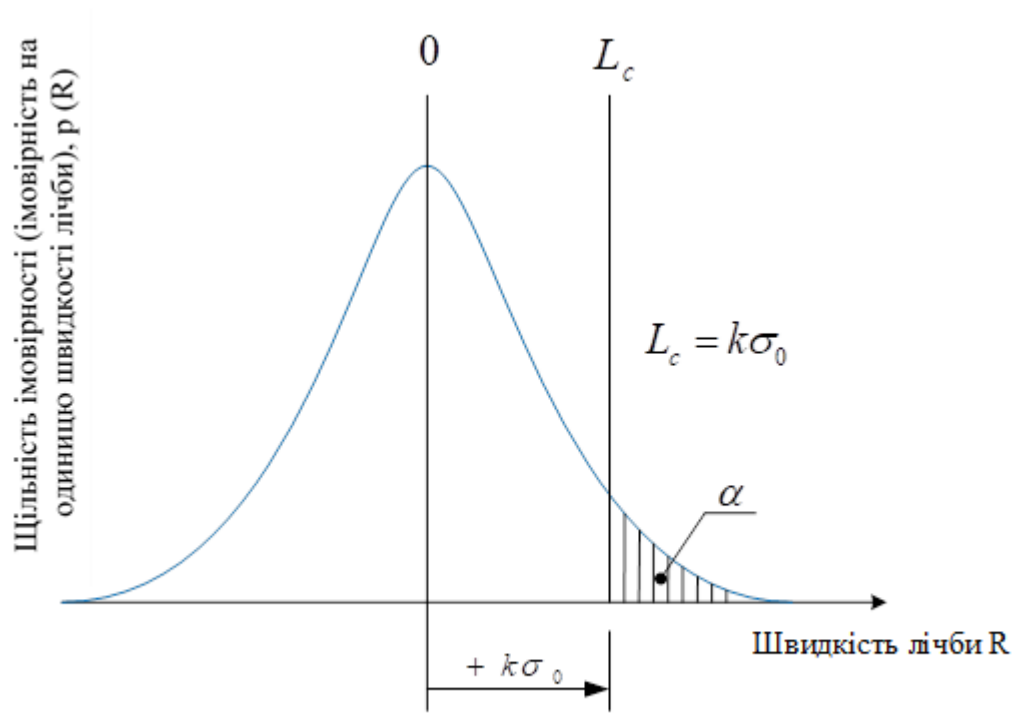


Рис. 38. Критичний рівень

Оскільки

$$R_s = R_0 = R_t - R_b = 0, \text{ то } \sigma_0^2 = \sigma_t^2 + \sigma_b^2$$

$$\sigma_t^2 = \frac{R_t}{T_t} = \frac{R_b}{T_t} \quad \sigma_b^2 = \frac{R_b}{T_b}$$

$$L_c^2 = k^2 \sigma_0^2 = k^2 \left(\frac{R_t}{T_t} + \frac{R_b}{T_b} \right) = k^2 R_b \frac{T_t + T_b}{T_t \cdot T_b} = k^2 \sigma_b^2 \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right)$$

$$L_c = k \sigma_b \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right)^{1/2} = k \left[\frac{R_b}{T_b} \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right) \right]^{1/2}$$

де T_t і T_b - час вимірювання проби та фону відповідно.

За умови $T_b = T_t = T$

$$L_c = k \left(\frac{2R_b}{T} \right)^{1/2} \quad (4.57)$$

За умови $k=1.65$

$$L_c = 2.33 \left(\frac{R_b}{T} \right)^{1/2} = 2.33 \sigma_b \quad (4.58)$$

За час вимірювання $T=3600$ с $L_c \approx 0.04\sqrt{R_b}$

Таким чином, критичний рівень застосовують для якісного аналізу, тобто для перевірки перевищення корисним сигналом заданого рівня флуктуації фону. При цьому активність певного радіонукліда може бути виявлена тільки в 50 % випадків, коли чиста швидкість лічби перевищує критичний рівень.

Межа детектування L_d

Межа детектування (Detection Limit) [30] використовується для того, щоб у разі його перевищення чистою швидкістю лічби гарантувати виявлення радіонукліду в пробі з довірчою ймовірністю не нижче 0,95. На Рис. 39 показано зв'язок межі детектування з критичним рівнем, який можна визначити формулою:

$$L_d = L_c + k\sigma_d \quad (4.59)$$

де k - знову односторонній коефіцієнт, що визначає рівень довірчої ймовірності для чистої швидкості лічби; σ_d - стандартна невизначеність чистої швидкості лічби L_d .

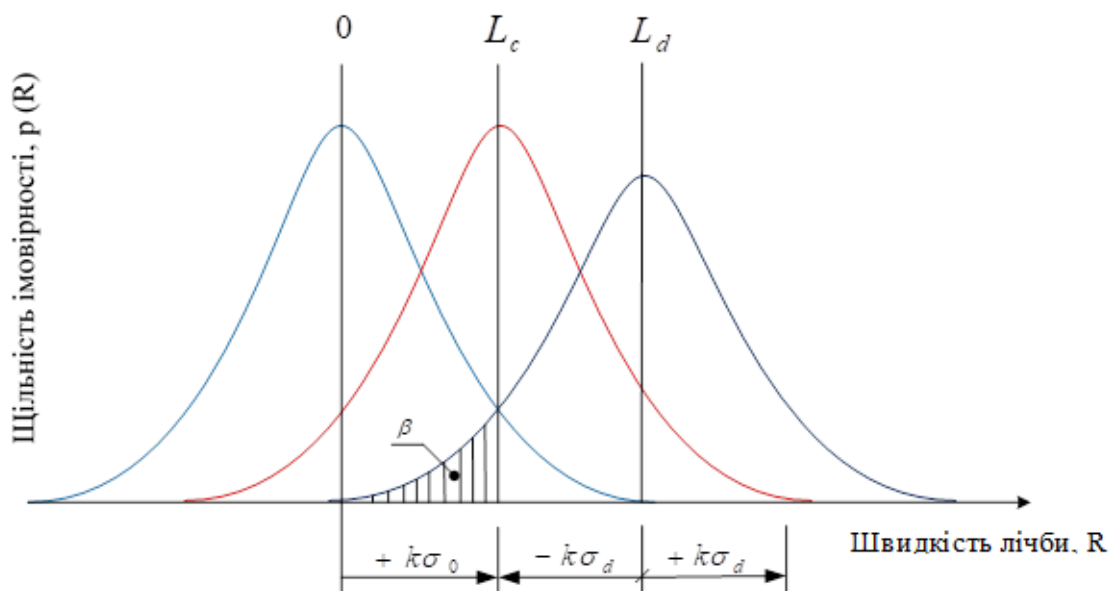


Рис. 39. Межа детектування

Оскільки

$$\begin{aligned}
 L_d &= R_d = R_t - R_b, \quad \text{то} \quad \sigma_d^2 = \sigma_t^2 + \sigma_b^2 \\
 \sigma_d^2 &= \frac{R_t}{T_t} + \frac{R_b}{T_b} = \frac{R_d + R_b}{T_t} + \frac{R_b}{T_b} = \frac{L_d}{T_t} + \frac{R_b(T_t + T_b)}{T_t \cdot T_b} \\
 L_d &= L_c + k \left[\frac{L_d}{T_t} + \sigma_b^2 \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right) \right]^{1/2} \quad (L_d - L_c)^2 = k^2 \left[\frac{L_d}{T_t} + \sigma_b^2 \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right) \right] \\
 L_d^2 - 2L_d \cdot L_c + L_c^2 &= k^2 \frac{L_d}{T_t} + k^2 \sigma_b^2 \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right) = k^2 \frac{L_d}{T_t} + L_c^2 \quad L_d - 2L_c = k^2 \frac{1}{T_t} \\
 L_d &= \frac{k^2}{T_t} + 2L_c \quad L_d = \frac{k^2}{T_t} + 2k\sigma_b \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right)^{1/2} \\
 L_d &= \frac{k^2}{T_t} + 2k \left[\frac{R_b}{T_b} \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right) \right]^{1/2} \quad (4.60)
 \end{aligned}$$

За умови $T_t = T_b = T$

$$L_d = \frac{k^2}{T} + 2k \left(2 \frac{R_b}{T} \right)^{1/2} \quad (4.61)$$

При $k=1.65$

$$L_d = \frac{2.72}{T} + 4.66 \left(\frac{R_b}{T} \right)^{1/2} \quad (4.62)$$

Зауважимо, навіть якщо $\sigma_b = 0$, тобто коли $R_b = 0$, межа детектування L_d має ненульове значення.

Зазвичай першим членом у правій частині формули (4.62) можна знехтувати і у спрощеному вигляді записати вираз для межі детектування, який у літературі відомий під назвою *нижня межа детектування* LLD (Lower Limit of Detection) [31].

$$L_d = 4.66 \left(\frac{R_b}{T} \right)^{1/2} = 4.66 \sigma_b \quad (4.63)$$

При $T=3600$ с $L_d \approx 0.08 \sqrt{R_b}$

Рівень не більше L_{l-t}

Ми розглянули *критичний рівень* для відповіді на питання, чи є статистична відмінність виміряної чистої швидкості лічби від фону, і визначили *межу детектування*, яка має бути перевищена, щоб гарантувати з ймовірністю 0,95 наявність радіонукліду в пробі. Однак не сказали про кількість радіоактивної речовини, яка може бути присутня в пробі, але в результаті вимірювань не виявлена. Іншими словами, виміряна швидкість лічби виявилася меншою за критичний рівень L_c . Рівень *не більше L_{l-t}* (Less-Than Level) [29] визначається як *максимальна* чиста швидкість лічби імпульсів детектора, яку міг би створити радіонуклід, що знаходиться в пробі, якщо виміряна швидкість лічби R_s виявилася меншою за критичний рівень.

Математична формула для L_{l-t} виглядає так:

$$L_{l-t} = R_s + k\sigma_s \quad (4.64)$$

В окремому випадку, коли ми вимірюємо нульову пробу, тобто коли чиста швидкість лічби дорівнює нулю, $L_{l-t} = k\sigma_0 = L_c$.

У загальному випадку L_{l-t} знаходиться десь між значеннями L_c та L_d . Зауважимо, що через статистичну природу подій, що реєструються, можливий варіант, коли $R_s < 0$. При цьому L_{l-t} буде менше L_c , а за досить великого негативного значення R_s може стати навіть менше нуля.

У формулі швидкостей лічби

$$L_{l-t} = R_s + k \left(\frac{R_t}{T_t} + \frac{R_b}{T_b} \right)^{1/2} \quad (4.65)$$

Якщо $T_t = T_b = T$, то можна записати практичну формулу для L_{l-t}

$$L_{l-t} = R_s + k \left(\frac{R_t + R_b}{T} \right)^{1/2} \quad (4.66)$$

Межа кількісного визначення L_q

Відповідно до прийнятої концепції в літературних джерелах [32 - 34] МДА визначається найменшою чистою швидкістю лічби, яка обумовлена присутністю радіонукліда у пробі, яка може бути виміряна зі встановленою

користувачем відносною статистичною невизначеністю (статистичною складовою похибки вимірювання). Такий підхід до МДА можна назвати межею кількісного визначення (Determination Limit), яка визначається, як:

$$L_q = f_q k \sigma_q \quad (4.67)$$

де k - двосторонній довірчий коефіцієнт, що приводить результат вимірювання до певної довірчої ймовірності;

f_q - величина, обернена до відносної статистичної невизначеності δ_{st} , яку користувач встановлює на власний розсуд. Наявність цього коефіцієнта дозволяє при аналізі спектра гамма-випромінювання регулювати чутливість до пошуку піків повного поглинання. ППП окремих радіонуклідів, для яких статистична невизначеність вище встановленої користувачем величини, у розрахунку активності не беруть участь, і для цих радіонуклідів розраховується МДА [35].

Нижче наведено виведення формули для межі кількісного визначення L_q .

$$L_q = f_q k \sigma_q = f_q k \left(\frac{R_q + R_b}{T_t} + \frac{R_b}{T_b} \right)^{1/2}$$

Оскільки $R_q = L_q$, то

$$L_q = f_q k \left[\frac{L_q}{T_t} + \frac{R_b(T_t + T_b)}{T_t \cdot T_b} \right]^{1/2}$$

$$L_q = f_q k \left[\frac{L_q}{T_t} + \sigma_b^2 \left(1 + \frac{T_b}{T_t} \right) \right]^{1/2} \quad (4.68)$$

Розв'язуючи рівняння (4.68) щодо L_q , отримаємо

$$L_q = \frac{k^2 f_q^2}{2T_t} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{4T_t \sigma_b^2 (T_t + T_b)}{k^2 f_q^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (4.69)$$

або у виразі швидкості лічби

$$L_q = \frac{k^2 f_q^2}{2T_t} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{4T_t R_b (T_t + T_b)}{k^2 f_q^2 T_b} \right]^{1/2} \right\} \quad (4.70)$$

На практиці $T_t = T_b = T$, тому формула (4.70) набуває вигляду:

$$L_q = \frac{k^2 f_q^2}{2T} \left[1 + \left(1 + \frac{8R_b T}{k^2 f_q^2} \right)^{1/2} \right] \quad (4.71)$$

Якщо вибрати $k=2$, що відповідає довірчій ймовірності 0,95, задати $f_q=2$ (відносна статистична невизначеність дорівнює 0,5) і знехтувати одиницями у правій частині формули (4.71), отримаємо спрощений вираз для межі кількісного визначення:

$$L_q = 4 \left(\frac{2R_b}{T} \right)^{1/2} \approx 5.66 \left(\frac{R_b}{T} \right)^{1/2} = 5.66 \sigma_b$$

При $T=3600$ с $L_q \approx 0.1 \sqrt{R_b}$

Визначення МДА

У практичній спектрометрії іонізуючих випромінювань для оцінки нижньої межі вимірюваної активності використовують такі величини:

Мінімальна вимірювана активність (МВА) [28] – це найменша активність радіонукліда у пробі (об'єкті), що вимірюється, яку на даному пристрої за допомогою даного методу аналізу апаратного спектра енергій випромінювання можна визначити за встановлений час так, щоб статистична невизначеність чистої швидкості лічби в установленому довірчому інтервалі (зазвичай 95 %) не перевищувала заданого значення. Систематичну похибку МВА, як правило, не враховує. Залежно від умов і параметрів вимірювання МВА являє собою, по суті, нижню динамічну межу діапазону вимірювання активності, для якої повинні виконуватись вимоги до допустимої похибки вимірювання.

Значення МВА на пробу для даного радіонукліда в умовах постійного фону при довірчій ймовірності $P=0,95$ розраховується за такою формулою:

$$\text{МВА(Бк)} = \frac{3 \left(\frac{R_b}{T} \right)^{1/2}}{\varepsilon \cdot Y \cdot \delta_{st}} \quad (4.72)$$

де ε - абсолютна ефективність реєстрації для даного радіонукліду у вибраній геометрії вимірювання;

Y - вихід даного виду випромінювання при кожному акті розпаду даного радіонукліда;

$\delta_{st} = \frac{1}{f_q}$ - задана користувачем відносна статистична невизначеність чистої швидкості лічби для даного радіонукліда.

Розрахунок МВА зазвичай виконують з фонового спектру для оцінки чутливості спектрометричного пристрою, тому таку характеристику можна віднести до завдання визначення низьких активностей на слабкому фоні.

Нижня межа детектування LLD (Lower Limit of Detection) - це найменша активність *одного* радіонукліда в пробі [31, 36], що створює в детекторі таку чисту швидкість лічби, яка дозволяє визначити активність радіонукліда з довірчою ймовірністю 0,95. Формула для обчислення LLD:

$$LLD (Bк) = \frac{4.66 \sqrt{\frac{R_b}{T}}}{\varepsilon \cdot Y} \quad (4.73)$$

Величина LLD повинна вказуватися для тих радіометричних пристроїв, за допомогою яких виконується контроль не перевищення допустимих рівнів вмісту радіонуклідів в об'єктах довкілля та продуктах харчування.

Значення нижньої межі детектування знаходять шляхом статистичного аналізу енергетичного спектру фонові проби, тому визначення *LLD* так само, як і *МВА*, відноситься до задачі визначення низьких активностей на слабкому фоні.

Мінімальна детектована активність MDA (Minimum Detectable Activity) - це *максимальна* активність даного радіонукліда, який може бути присутнім у пробі, але в результаті аналізу спектра цієї проби при заданих параметрах аналізу залишився не виявленим. Значення MDA визначається "заважаючим" фоновим п'єдесталом (враховуючи комптонівський фон) в енергетичному інтервалі або зоні піку даного радіонукліда, і коефіцієнтами, що встановлюють довірчу ймовірність і статистичну невизначеність корисного сигналу. Розрахунок MDA можна виконати зі спектру проби з будь-якою сумарною активністю, тому така характеристика корисна при визначенні низьких активностей на слабкому і сильному фоні. У звітах MDA завжди супроводжується позначкою < (менше). Формула для розрахунку MDA [31, 35] наступна:

$$MDA (Bк) = \frac{k \cdot f_q}{\varepsilon \cdot Y \cdot T} \left[\left(2R_b \cdot T + \frac{f_q^2}{4} \right)^{1/2} + \frac{f_q}{2} \right] \quad (4.74)$$

де k - коефіцієнт, що встановлює довірчу ймовірність ($k=2$ для $P=0,95$).

Якщо знехтувати членами у квадратних дужках, що містять f_q , що допустимо в практиці вимірювань, і вибрати $k=2$ та $f_q=2$ ($\delta_{st}=0,5$), формула (4.74) для фонового спектру перетворюється на таку:

$$MDA \approx \frac{4\sqrt{2}}{\varepsilon \cdot Y} \sqrt{\frac{R_b}{T}} \quad (4.75)$$

Всі розглянуті характеристики чутливості радіометричних пристроїв, що дозволяють оцінити їхню придатність до вимірювання малих активностей, корисні для застосування в практиці радіометрії, оскільки кожна з них виконує свою певну роль.

Мінімальна вимірювана активність *MBA* означає найменшу активність радіонукліду в пробі, яка може бути виміряна на даному спектрометричному пристрої за встановлений час із заданою статистичною похибкою при довірчій ймовірності 0,95. Значення випадкової похибки, що вводиться, повинно бути менше за межу допустимої похибки вимірювання на даному пристрої, оскільки остання додатково включає в себе похибку градування та інші джерела похибки.

Нижня межа детектування *LLD* визначається мінімальною активністю, яка може бути виявлена з довірчою ймовірністю 0,95 при додаванні в пробу тільки одного радіонукліда. Користувач, який виконує вимірювання на радіометричному пристрої, повинен бути впевнений, що отримані в результаті аналізу значення *LLD* будуть нижчими за допустимі рівні, зазначені в регулюючих документах.

Мінімальна детектована активність *MDA* залежить від фоновієї підставки на спектрі в зоні даного радіонукліда і від введеної користувачем відносної статистичної похибки для розрахунку максимальної активності радіонукліда, який може бути присутнім в пробі, але залишився не виявленим.

Для одного і того ж радіометричного пристрою та однакової геометрії вимірювання при аналізі спектрів, що наближаються до фонового, *MDA*, *LLD* та *MBA* будуть мати різні значення, оскільки підходи та формули для їхнього розрахунку відрізняються.

Якщо для визначення змісту якого-небудь радіонукліда в пробі використовують кілька належних йому ППП (активність визначається як середньозважена величина), то розрахунок *МДА* для даного РН виконують лише для однієї гамма-лінії з найкращими показниками, як-от найбільший квантовий вихід, висока ефективність реєстрації, найменший вклад фону, надійна ізольованість від ліній, що заважають, і тому подібне.

Розділ 5. ВИМІРЮВАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРІЇ ІВ

Сучасні спектрометри та радіометри іонізуючих випромінювань є складними пристроями, побудованими на основі досягнень у галузі мікроелектроніки, обчислювальної техніки та програмного забезпечення. Вони виготовляються в стаціонарному та переносному виконанні та можуть живитись від електричної мережі, від вбудованих батарейок або мати комбіноване живлення. Зазвичай, спектрометрична апаратура призначена для реєстрації певного виду випромінювання. Проте випускаються і універсальні прилади, такі як бета-гамма, альфа-бета спектрометри, радіометри та ін., які реєструють кілька видів випромінювання. Універсальність приладів досягається об'єднанням різних вимірювальних каналів, відповідними особливостями електричних схем та використанням змінних детекторів. При цьому для керування режимами роботи приладів та для аналізу і обробки накопичених спектрів використовується відповідне програмне забезпечення.

У цьому розділі представлено спектрометричне обладнання, яке виробляється в Україні Науково-виробничим підприємством "АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД" та постачається вітчизняним та закордонним організаціям і підприємствам.

Програмне забезпечення "AkWin"

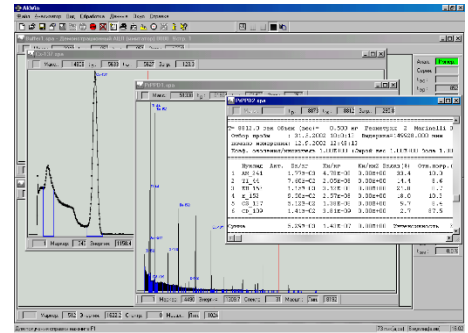
Програма управління аналізатором та обробки спектрометричної інформації "AkWin" (ПЗ "AkWin") дозволяє виконувати рутинні вимірювання операторам з мінімальною підготовкою і в той же час є універсальним засобом для професіоналів, які проводять ядерно-фізичні дослідження.

ПЗ "AkWin" дозволяє вирішити більшість завдань у галузі спектрометрії ядерних випромінювань та відрізняється оптимальними алгоритмами, гарною математикою, коректним розрахунком похибок вимірювання, можливістю автоматичного пересилання результатів вимірювань до баз даних.

Призначення програмного забезпечення "AkWin":

- управління вимірюваннями;

- обробка накопичених спектрів (альфа, бета, гамма) для ідентифікації радіонуклідів, що містяться у пробі, та визначення їх питомої/абсолютної активності;
- документування результатів обробки;
- забезпечення проведення різних калібрувань спектрометра;
- збереження спектрів.



Наявність стислих інструкцій оператору для різних завдань контролю та вимірювань на додаток до повної документації дозволяє швидко опанувати вимірювання новим операторам.

Управління вимірюваннями:

- Режими "старт", "стоп", "очищення", "зчитування", "спостереження";
- Контроль експозиції за "живим" або реальним часом, без обмеження експозиції;
- Налаштування супутніх режимів. Наприклад: очищення буфера та включення спостереження під час запуску вимірювання, автоматична обробка спектра при зчитуванні спектра тощо;
- Налаштування параметрів АЦП;
- Можливість групового керування для багатодетекторних систем;
- Програмування вимірювань, циклічні вимірювання.

Обробка спектрів:

- Автоматичний пошук піків;
- Наявність різних алгоритмів пошуку піків (первинної обробки спектра);
- Декомпозиція мультиплетів;
- Автоматичне віднімання фону;
- Пошук піків та обробка спектру в інтерактивному режимі;
- Різні види обробки спектра;
- Ідентифікація радіонуклідів та розрахунок їх активності;
- Розрахунок питомої активності вихідного зразка з урахуванням пробовідбору та пробопідготовки (сушіння, озолення, радіохімічне відділення радіонукліду тощо);
- Розрахунок активності на будь-який час (облік витримки проби);
- Облік розпаду короткоживучих радіонуклідів за час вимірювання;
- Врахування залежності ефективності реєстрації від густини проби;
- Автоматичний розрахунок активності "однією кнопкою";
- Режим експрес-контролю не перевищення активності радіонуклідів контрольних (допустимих) рівнів.

The screenshot shows the 'Buffer0.spa' window with several tabs: 'Проба', 'Анализатор', 'Управление', 'Измерение', 'Обработка', and 'Протокол'. The 'Измерение' tab is active, showing fields for 'Вес' (0.1), 'Сырой вес' (1.000), 'Вес после концентрирования' (1.000), 'Выход радионуклида' (1.000), 'Коеф. концентрирования' (1.000), 'Геометрия' (1), and 'Вид пробы' (Фрукты). There are also fields for 'Время' (10.05.2005), 'Начало измерения' (10.05.2005), and 'Выдержка, мин.' (0.000). At the bottom, there are fields for 'Оператор' (Черезов В.Ю.) and buttons for 'OK', 'Отмена', and 'Применить'.

Документування результатів обробки:

- Велика кількість стандартних протоколів;
- Можливість створювати будь-яку форму протоколу видачі даних (майстер протоколів);
- Видача результатів обробки на принтер;
- Запис результатів обробки на диск;
- Можливість передачі результатів обробки до баз даних;
- Можливість передачі протоколу Word, Excel тощо для внесення у звіти.

Забезпечення проведення калібрування спектрометра:

- Режими калібрування за енергію;
- Автопідкалібрування за відомим джерелом;
- Режим калібрування за енергетичною роздільною здатністю;
- 4 способи калібрувань за ефективністю;
- Створення будь-якої кількості ліній вимірювань (різні калібрування та налаштування);
- Вибір лінії вимірювання.

Можливості роботи з бібліотекою радіонуклідів:

- Створювати на диску будь-яку кількість бібліотек користувача;
- Вносити, редагувати, додавати та видаляти записи з бібліотеки;
- Переносити їх із бібліотеки до бібліотеки;
- Друкувати вміст бібліотеки на дисплеї чи принтері.

Забезпечення якості вимірювань:

- Коректний розрахунок та облік похибок;
- Автоматичний та інтерактивний контроль фону;
- Перевірка працездатності за контрольним зразком;
- Перевірка якості розкладання спектру за функціями відгуку;
- Автопідкалібрування за енергію;
- Автокалібрування за ефективністю;
- Надсилання текстових інформаційних повідомлень оператору.

ПЗ “AkWin” забезпечує можливість реалізації безперервної інформаційної технології: вимірювання – обробка спектра – передача результатів у базу даних.

Апаратно-програмний комплекс СТПК-01

На Рис. 40 показаний апаратно-програмний комплекс СТПК-01, призначений для технологічного дискретно-безперервного контролю питомої активності радіонуклідів в теплоносії першого контуру ядерних реакторів ВВЕР-1000 в діапазоні $3,7 \cdot 10^3 \div 3,7 \cdot 10^8$ Бк/кг. СТПК-01 дозволяє здійснювати

контроль герметичності оболонок тепловидільних елементів, а також проводити аналіз радіаційних параметрів активної зони та основного контуру реактора. Комплекс побудований на базі гамма-спектрометра високої роздільної здатності і орієнтований на обов'язковий оперативний контроль радіонуклідів йоду (^{131}I – ^{135}I) та радіоактивних благородних газів (^{133}Xe , ^{135}Xe , $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{87}Kr , ^{88}Kr), значення питомих активностей яких у відповідності з чинними нормативними документами визначають межі безпечної експлуатації енергоблоків АЕС [37].



Рис. 40. Апаратно-програмний комплекс СТПК-01 для технологічного контролю активності реперних радіонуклідів (^{131}I – ^{135}I , ^{133}Xe , ^{135}Xe , $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{87}Kr , ^{88}Kr) у теплоносії першого контуру ядерних реакторів ВВЕР-1000 за допомогою гамма-спектрометрії високої роздільної здатності.

Програмно-технічний комплекс "Азот-16-ПГ"

У процесі експлуатації парогенераторів АЕС з реакторами типу ВВЕР через порушення герметичності парогенератора (ПГ) теплоносії першого контуру потрапляє в котлову воду ПГ і далі разом з парою виноситься в технологічні середовища другого контуру. При цьому реакторну установку бажано зупинити до моменту стрімкого розвитку ушкодження, не допустивши перевищення меж безпечної експлуатації енергоблоку. Найбільш сучасним, оперативним і чутливим методом раннього виявлення теч з першого контуру в другий є метод, заснований на вимірюванні активності ^{16}N в паропроводах колекторів ПГ. Це завдання вирішує комплекс "Азот-16-ПГ", представлений на Рис. 41. Він призначений для контролю та визначення величини протікання теплоносія першого контуру у воду парогенератора за допомогою реєстрації радіонукліду ^{16}N на виході ПГ. До складу комплексу входять сцинтиляційний блок детектування із захистом від зовнішнього випромінювання та модулем термостабілізації, амплітудний аналізатор імпульсів та персональний комп'ютер для аналізу, накопичення спектрів та виконання необхідних

розрахунків щодо визначення протікання ПГ. Діапазон вимірюваних значень протікання від 0.05 до 5000 кг/год при відносній основній похибці вимірювання не більше 30% у 95% довірчому інтервалі. Нижня межа вимірювання протікань відповідає ранньому виявленню негерметичних ПГ та задовольняє діючим на даний час на АЕС із ВВЕР нормам безпечної експлуатації енергоблоків.



Рис. 41. Програмно-технічний комплекс "Азот-16-ПГ" для визначення протікання в парогенераторах енергоблоків ВВЕР-1000 за питомою активністю ^{16}N в гострій парі ПГ

На Рис. 42 показаний спектр енергій гамма-випромінювання, виміряний за допомогою програмно-технічного комплексу «Азот-16-ПГ». Поява на спектрі піків радіонукліду ^{16}N свідчить про наявність течі в парогенераторе.

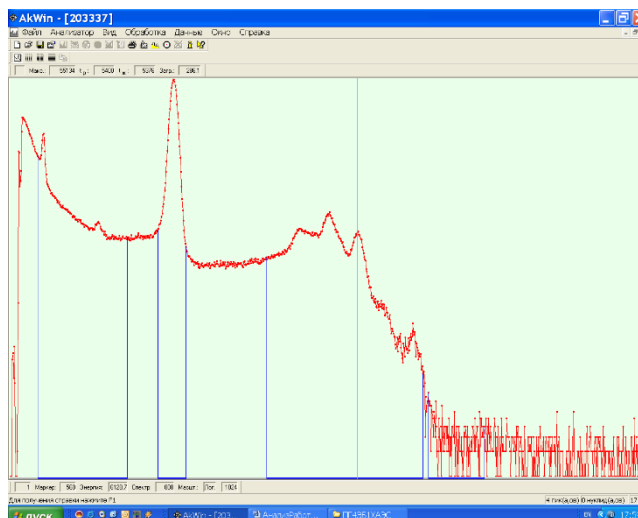


Рис. 42. Спектр енергій гамма-випромінювання, що виміряний за допомогою програмно-технічного комплексу "Азот-16-ПГ", за наявності радіонукліду ^{16}N в гострій парі ПГ (маркер встановлений на пік повного поглинання основної гамма-лінії ^{16}N 6129 кеВ). Ліворуч від основного піку азоту-16 видно піки одноразового та подвійного вильоту гамма-квантів, зсунуті від основної лінії на 511 кеВ та 1022 кеВ відповідно. Найбільш інтенсивний пік належить реперному радіонукліді ^{241}Am , який вбудований у кристал скінтіляційного детектора і за яким здійснюється контроль стабільності основних характеристик спектрометра, ліворуч від піку америція – пік ^{40}K (1461 кеВ). Масштаб по вертикалі логарифмічний

Спектрометр випромінювання людини

Спектрометри випромінювання людини (СВЛ/СИЧ) призначені для визначення вмісту радіонуклідів у тілі людини та застосовуються як засоби індивідуального контролю населення та персоналу, що працює у радіаційно-небезпечних умовах. Залежно від потреб замовника, спектрометри випускають у різних модифікаціях, включаючи транспортний варіант. Базовий комплект СВЛ зазвичай має крісло із захисним екраном, сцинтиляційні або напівпровідникові блоки детектування із захистом від зовнішнього випромінювання, спектрометричні вимірювальні канали, блок живлення та персональний комп'ютер з програмами управління вимірювальними каналами та обробки спектрометричної інформації. Також комплект постачання часто додатково містить інформаційну систему управління базами даних, що дозволяє розраховувати річне надходження радіонуклідів та дозові навантаження за декількома моделями внутрішнього опромінення людини.



Рис. 43. Спектрометр випромінювання людини СВЛ-АКП-3

На Рис. 43 представлений один з варіантів спектрометра випромінювання людини СВЛ-АКП-3, який дозволяє ідентифікувати радіонукліди ^{131}I , ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{60}Co , ^{54}Mn та інші, а також визначати їх вміст як у всьому тілі людини, так і в окремих органах. Мінімальна детектована активність (МДА) для ^{137}Cs на тіло людини при часі вимірювання 300 с та довірчої ймовірності $P=0,95$ становить 90 Бк, МДА для ^{131}I на щитовидну залозу за тих же умов – 20 Бк.

Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»

Сцинтиляційний спектрометр енергій гамма-випромінювання СЕГ-001 «АКП-С» розроблений для вимірювання спектрів енергій гамма-випромінювання, ідентифікації радіонуклідів, визначення їх питомої активності та відносного вмісту у вимірюваному зразку. Спектрометри застосовують для контролю вмісту радіонуклідів у продукції сільського господарства, продуктах харчування, будматеріалах, ґрунті, воді та інших зразках. Спектрометри СЕГ-001 «АКП-С» (Рис. 44) застосовуються як для експрес-контролю на не перевищення допустимих рівнів вмісту радіонуклідів у зразках, так і для швидких та точних експертних вимірювань для сертифікації продукції. Вони також можуть використовуватися для спектрометричних досліджень та вимірювань у різних галузях науки і техніки: ядерної фізики, ядерної хімії, атомної енергетики та інш.



Рис. 44. Сцинтиляційний спектрометр гамма-випромінювання СЕГ-001 "АКП-С" різних модифікацій (1- СЕГ-01-«АКП»-40; 2 - СЕГ-01-«АКП»-63; 3- СЕГ-01-«АКП»-150)

Сцинтиляційний спектрометр СЕБ-01

Сцинтиляційний спектрометр енергій бета-випромінювання СЕБ-01 призначений для вимірювання активності бета-випромінюючих нуклідів (набір узгоджується із замовником) у пробах об'єктів навколишнього середовища, продуктах харчування, поверхневих, ґрунтових та стічних водах, радіоактивних розчинах, в аерозольних фільтрах, у зразкових джерелах бета-випромінювання.

Спектрометри енергій бета-випромінювання СЕБ-01 виготовляється в двох модифікаціях (Рис. 45) і дозволяють проводити експрес-контроль лічильних зразків на не перевищення допустимих рівнів. Також забезпечують можливість роздільного визначення ^{90}Sr і ^{90}Y , що дозволяє проводити вимірювання лічильних зразків відразу після радіохімічного відділення ^{90}Sr ,

не чекаючи двох тижнів для досягнення рівноваги. Спектрометр модифікації СЕБ-01-150 є єдиним приладом, що дозволяє одночасно контролювати концентрацію ^{90}Sr , ^{137}Cs , ^{40}K у вимірюваному зразку без використання методів радіохімічного або фізичного концентрування.

Спектрометри СЕБ-01 широко застосовуються в лабораторіях радіологічного контролю різних відомств (СЕС, ветеринарна медицина), а також на АЕС, медичних закладах, геології та інших областях.

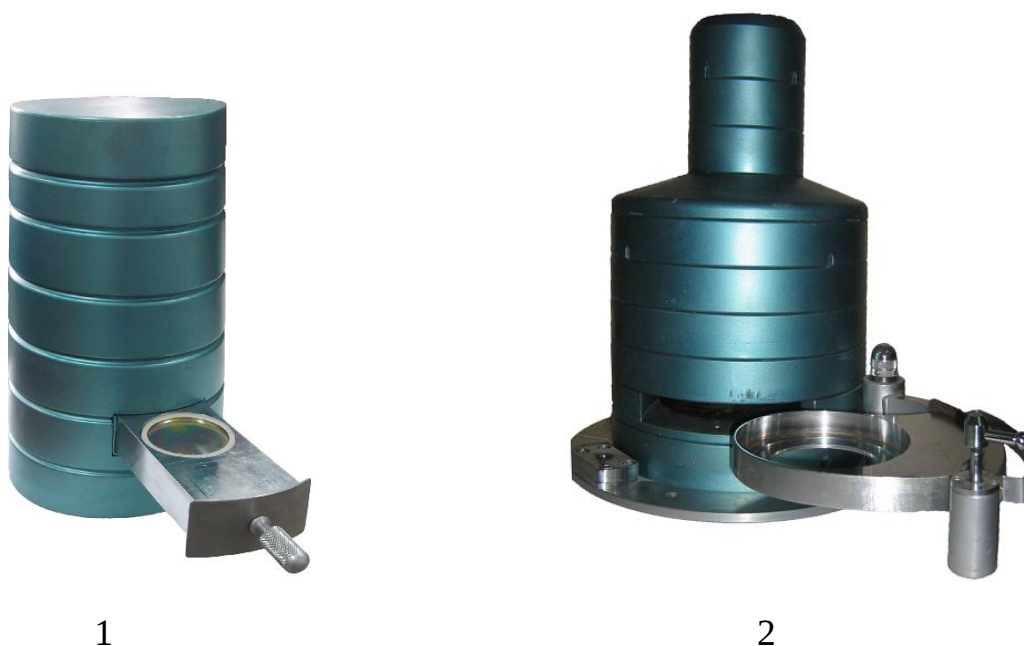


Рис. 45. Сцинтиляційний спектрометр енергій бета-випромінювання СЕБ-01 (1 - СЕБ-01-70; 2 – СЕБ-01-150)

Комбінований спектрометр енергій бета-гамма випромінювань

При проведенні радіаційного експрес-контролю питної води, будівельних матеріалів, продуктів харчування виникає потреба одночасного аналізу проб на вміст бета- та гамма-випромінюючих радіонуклідів. Для вирішення цього завдання було розроблено серію комбінованих спектрометрів енергій бета-, гамма-випромінювань, один з яких показаний на Рис. 46. Даний спектрометр має два вимірювальні канали, які об'єднані загальним персональним комп'ютером та загальним програмним забезпеченням. Спектрометр дозволяє визначати в *нативних* пробах питоми активності радіонуклідів ^{40}K , ^{90}Sr , ^{137}Cs , ^{222}Rn , ^{226}Ra , ^{232}Th та ін. При цьому висока чутливість вимірювальних каналів (ефективність реєстрації) дозволяє уникати процедур радіохімічного відділення радіонуклідів та їх концентрування.

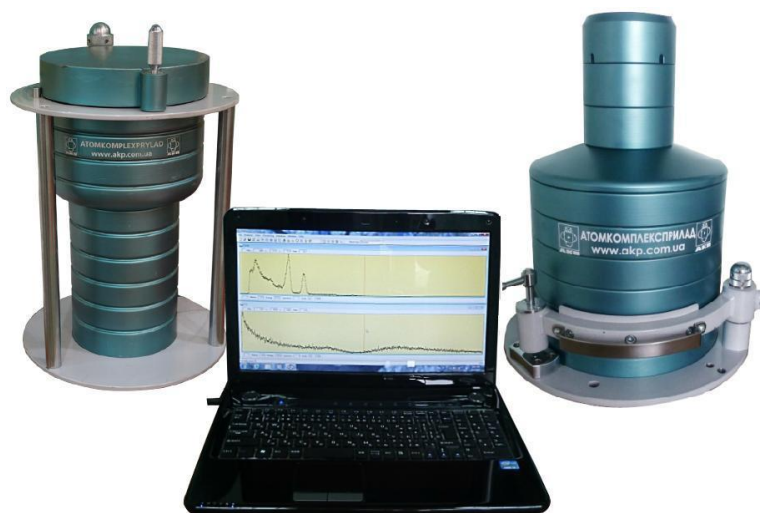


Рис. 46. Комбінований варіант сцинтиляційних спектрометрів енергій бета-випромінювання СЕБ-01-150 та гамма-випромінювань СЕГ-01-«АКП»-63 (ліворуч – блок для гамма-вимірювань, праворуч – бета-вимірювальний блок)

Програмне забезпечення комбінованого спектрометра дозволяє реалізувати безперервну інформаційну технологію: вимірювання – обробка спектру – передача результатів з можливістю автоматичної передачі результатів вимірювань до баз даних та видачі текстових інформаційних повідомлень оператору.

Сцинтиляційний переносний спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»-ПРС-01

Сцинтиляційний портативний спектрометр гамма-випромінювання СЕГ-001 «АКП-С»-ПРС-01 розроблений з урахуванням рекомендацій МАГАТЕ щодо виявлення радіоактивних матеріалів. Він може застосовуватися для радіаційного контролю людей, транспортних засобів, багажу, металобрухту, проведення радіаційного моніторингу на місцевості. При встановленні у стаціонарний захист від зовнішнього випромінювання його можна використовувати як лабораторний гамма-спектрометр. Загальний вигляд переносного спектрометра показано на Рис. 47. Прилад має високу чутливість і швидко реагує на зміну інтенсивності випромінювання.



Рис. 47. Сцинтиляційний переносний спектрометр гамма-випромінювання СЕГ-001 «АКП-С»-ПРС-01

Спектрометр може працювати в різних режимах: запис фону та автоматичне встановлення порога виявлення джерел випромінювання; пошук джерел гамма-випромінювання; набір та запис спектрів виявлених гамма-випромінювачів для їх подальшої ідентифікації та кількісної оцінки радіонуклідів. При виконанні необхідного калібрування прилад з успіхом можна використовувати для спектрометрії *in situ* при визначенні запасу радіонуклідів в ґрунті на місцевості.

*Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001пс «АКП-С» для проведення
гамма-каротажу ґрунтів*

Внаслідок масштабної аварії на Чорнобильській АЕС значного радіоактивного забруднення зазнали ґрунти, що складають геологічний розріз локальної зони об'єкту “Укриття”. Для оцінки екологічної небезпеки та визначення просторового розташування радіоактивних матеріалів, локалізованих у ґрунтах об'єкта “Укриття” та за його межами, необхідно проводити регулярні дослідження геологічних розрізів, які дозволять зрозуміти структуру радіоактивного забруднення ґрунтів та оцінити міграцію радіонуклідів в глиб ґрунту [38]. На Рис. 48 наведено сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001пс «АКП-С», який призначений для виявлення та ідентифікації радіонуклідів у сухих та заповнених водою свердловинах. Він комплектується детектором на основі кристала NaI(Tl) Ø16×20 мм, багатоканальним аналізатором імпульсів на 1024 канали та лебідкою зі спеціальним кабелем довжиною 50 м. Прилад може комплектуватися кількома блоками детектування, які зберігають спектрометричні характеристики в радіаційних полях аж до 1 Р/год.



Рис. 48. Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001пс «АКП-С»

Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001 "АКП-С"-ТРВ

Пересувний спектрометр сцинтиляційний гамма-випромінювання СЕГ-001 «АКП-С»-ТРВ, зображений на Рис. 49 призначений для характеристики твердих несорттованих радіоактивних відходів у первинній

упаковці в місцях їх утворення, а також характеристикації відходів, поміщених у металеві ємності різної форми та розмірів.



Рис. 49. Сцинтиляційний спектрометр енергій гамма-випромінювання СЕГ-001 «АКП-С»-ТРВ

До складу спектрометра входять сцинтиляційний блок детектування, багатоканальний амплітудний аналізатор імпульсів та набір коліматорів. Всі елементи спектрометра розміщені на візку, що дозволяє оптимізувати геометрію вимірювання об'єкта, що досліджується. Спектрометрична установка придатна для вимірювання об'єктів практично будь-якої форми без проведення пробовідбору.

Сцинтиляційний спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»-«КЕРН»

Сцинтиляційний спектрометр енергій гамма-випромінювання СЕГ-001 «АКП-С»-«КЕРН» призначений для експрес аналізу повнорозмірних зразків керна. Дозволяє визначати вміст природних гамма-випромінюючих радіонуклідів ^{226}Ra , ^{232}Th , ^{40}K , а також техногенних ^{137}Cs та інш. в пробах гірських порід, проводити аналіз розподілу природних радіонуклідів по довжині керна для прив'язки керна до даних каротажу по глибині. Представлений на Рис. 50 спектрометр СЕГ-001 «АКП-С»-«КЕРН» забезпечує проведення вимірювання бурильних труб та довгомірів, класифікацію ділянок керна за співвідношенням вимірних значень вмісту природних радіонуклідів для побудови петрофізичних моделей.

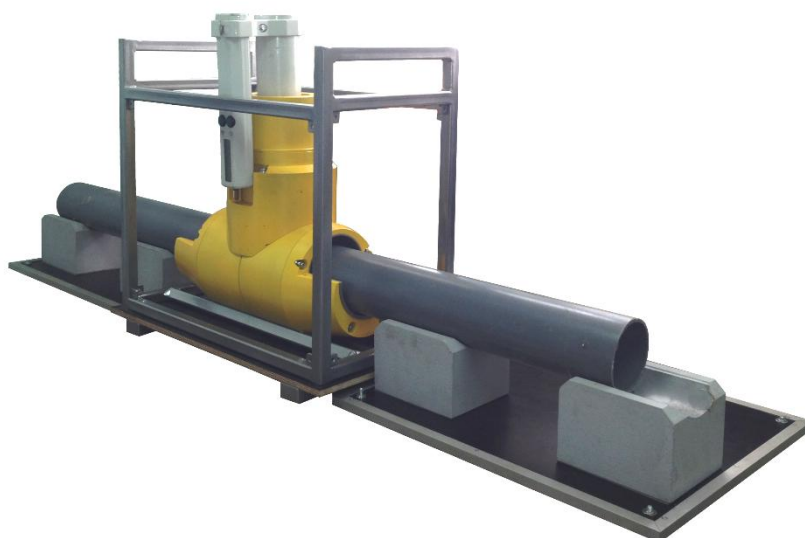


Рис. 50. Сцинтиляційний спектрометр енергій гамма-випромінювання SEG-001 «АКП-С»-«КЕРН»

До складу спектрометра входять переносний спектрометр гамма-випромінювання SEG-001 «АКП-С»-ПРС-01, захисний екран (спеціально для геологічних кернів). Спектрометричний прилад може експлуатуватися в трьох конфігураціях: польовий гамма-спектрометр керна з полегшеним захистом; пошуковий ручний радіометр-спектрометр для радіаційного контролю та моніторингу; у лабораторних умовах як стаціонарний спектрометр, у тому числі у петрофізичних та інших лабораторіях.

Напівпровідниковий спектрометр SEG-002 «АКП-П»

Спектрометр енергій гамма-випромінювання напівпровідниковий SEG-002 «АКП-П», представлений на Рис. 51 виготовляється на основі напівпровідникового детектора з особливо чистого германію (ОЧГ).



Рис. 51. Спектрометр енергій гамма-випромінювання напівпровідниковий СЕГ-002-«АКП-П»

Спектрометр призначений для ідентифікації радіонуклідів у складній суміші ізотопів у лічильному зразку, визначення їх питомої активності або відносного вмісту за спектром зовнішнього гамма-випромінювання. Спектрометри можуть постачатися з детекторами різної ефективності та на різний енергетичний діапазон (у тому числі рентгенівський).

До складу спектрометра входять блок детектування гамма-випромінювання на основі кристала ОЧГ, пасивний низькофоновий композиційний захист детектора, спектрометричний тракт, електроохолоджувач для ОЧГ, персональний комп'ютер із програмним забезпеченням «AkWin». Детектор встановлений у кріостаті зі зміщеним холодопроводом, що покращує енергетичну роздільну здатність завдяки розв'язці від «мікрофонного ефекту». Пристрій подачі рідкого азоту забезпечує заливання холодоагенту у посудину Дьюара блоку детектування.

Список літератури

1. Брегадзе Ю. И., Степанов Э. К., Ярына В. П. Прикладная метрология ионизирующих излучений; под ред. Ю. И. Брегадзе. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 264 с. ISBN 5-283-02998-0.
2. Интернет-ресурс: nuclab1.phys.spbu.ru/common/71.pdf.
3. Черняев А. П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. – М.: Физматлит, 2004. – 152 с. – ISBN 5-9221-0432-2.
4. Беспалов В. И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. 4-е изд. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 369 с. – ISBN 5-98298-130-3.
5. Козлов В. Ф. Справочник по радиационной безопасности. 5-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1999. – 520 с. – ISBN 5-283-03063-6.
6. Машкович В. П., Кудрявцева А. В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1995. – 496 с. ISBN 5-283-03059-8.
7. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. 2-е изд. М.: Наука, 1964.
8. Интернет-ресурс: nuclab1.phys.spbu.ru/common/3.pdf.
9. Кадилин В. В., Рябева Е. В., Самосадный В. Т. Прикладная нейтронная физика. Учебн. пособие. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ». М., 2011.
10. Барсуков О. А. Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии. – М.: Физматлит, 2011. – 560 с. – ISBN 978-5-9221-1306-9.
11. NUREG /CR 5550 Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. D.Reily, N.Ensslin, H. Smith Jr., S. Kreiner
12. Клайнкнехт К. Детекторы корпускулярных излучений. Перевод с нем. – М.: Мир, 1990. – 224 с. – ISBN 5-03-001873-5.
13. Кэбин Э. Ядерная электроника для пользователей. Интернет-ресурс: nuclphys.sinp.msu.ru.
14. Germanium detectors, User's Manual. Интернет-ресурс: <https://www.aps.anl.gov/>
15. Розробка та випробування прототипу установки для контролю глибини вигорання ВТВЗ РБМК-1000 у СВЯП-1 (підсумковий)// Звіт Інституту проблем безпеки атомних електростанцій НАНУ, Київ-2010.
16. Кучмагра А. О., Молчанов О. С., Одинокін Г. І. та ін. Облік глибини вигорання відпрацьованого ядерного палива при експлуатації сухого сховища на Запорізькій АЕС// Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля, вип. 10, Київ-2008, с. 20 - 31.

17. Бабенко В. В., Ісаєв А. Г., Казимиров О. С. Спектрометричний метод вимірювання поглиненої дози гамма-випромінювання за допомогою NaI(Tl) детектора. //Ядерні та радіаційні технології, т. 4, №3, Київ-2004.
18. Shigeru Moriuchi and Ichiro Miyanaga. A spectrometric method for measurement of low-level gamma exposure dose. Health Physics Pergamon Press 1966. Vol. 12, pp. 541-551.
19. Ісаєв А. Г., Лібман В. О., Столяревський І. П. Польова (in situ) гамма-спектрометрія. Методичний посібник із застосування та градування польових гамма-спектрометрів. Державний науково-технічний центр міжнародних досліджень Чорнобиль-1998.
20. EML Procedures Manual, 27th Edition, v.1, Radiation Measurements, Field Gamma-ray Spectrometry. HASL-300 Nov 1990 (revised 1992).
21. Beck H., DeCampo J., Gogolak C. In situ Ge(Li) and NaI(Tl) Gamma-ray Spectrometry. Health and Safety Laboratory, HASL-258 (1972) 75pp.
22. Бабенко В. В., Ісаєв А. Г., Казимиров О. С. Метод визначення ефективності детектуючих системи при реєстрації гамма-випромінювання від протяжних об'єктів. //Ядерні та радіаційні технології, т. 5, №1, Київ-2005.
23. Третьак В. І. Програмне забезпечення для обчислення ефективності детектуючих системи при реєстрації гамма-випромінювання об'ємних зразків "TEFF". Науково-виробниче підприємство "АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД", Київ-1994.
24. Активність бета-випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках водних об'єктів. Методика виконання вимірювань з використанням бета-спектрометрів і програмного забезпечення AkWin. Науково-виробниче підприємство "АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД", Київ-2003.
25. Тверді радіоактивні відходи. Визначення активності та ізотопного складу. Загальні положення. Стандарт підприємства СТП 003.051-2004. Науково-виробниче підприємство "АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД", Київ-2004.
26. Мышкис А. Д. Лекции по высшей математике. 3-е изд. М.: Наука, 1969 – 640 с.
27. Визначення активності гамма-випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках об'єктів технологічних та природних середовищ. Методика виконання вимірювань із використанням сцинтиляційних спектрометрів енергій гамма-випромінювання з програмним забезпеченням AkWin. Науково-виробниче підприємство "АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД", Київ-2010.
28. Ісаєв А. Г., Бабенко В. В., Казимиров О. С., Грішін С. М., Ієвлєв С. М. Мінімальна детектована активність. Основні поняття та визначення. АНПІ №2 (61), 2010, с. 15-20.
29. Lochamy J., CHP. The Minimum Detectable Activity Concept. EG&G ORTEC Systems Application Studies, PSD No. 17, September 1981.

30. International Standard ISO 11929-3. Determination of the Detection Limit and Decision Threshold for Ionizing Radiation Measurement – Part 3.
31. Zimmer W. LLD versus MDA. EG&G ORTEC Systems Application Studies, PSD No. 14, March 1980.
32. Hartwell J. Detection Limits for Radioisotopic Counting Techniques. ARH-2537, June 22, 1972.
33. Currie L. Limits for Qualitative Detection and Quantitative Determination. Anal. Chem. 40, No. 3, 586-693 (1968).
34. Altshuler B., Pasternak B. Statistical Measurements of the Lower Limit of Detection of a Radioactivity Counter. Health Physics 9, 293-298 (1963).
35. Zimmer W. Analytical Software – Minimum Detectable Activity and Peaked Background Correction. EG&G ORTEC Systems Application Studies, PSD No. 4, December 1977.
36. Spectrum Analysis - Интернет-ресурс:
<http://www.canberra.com/literature/935.asp>.
37. Бабенко В. В., Казимиров О. С., Рудик О. Т. Приладове забезпечення систем радіаційного контролю. НВП “АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД”, тези доповіді. IX Міжнародна нарада: Проблеми прикладної спектрометрії та радіометрії ППСР-2005. Росія, м. Зарєчний, 2005.
38. Каліновський О. К., Батій В. Г., Правдивий О. А. Розробка методу визначення структури забруднення ґрунтів промайданчика об'єкта "Укриття" ^{137}Cs за результатами гамма-спектрометричних досліджень. ПІБ АЕС НАН України, Чорнобиль. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. №1 (14), 2005, с. 151-158.
39. Интернет-ресурс: profbeckman.narod.ru/radiometr.files/L3_1.pdf
40. Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement. First edition 1993. ISBN 92-67-10188-9. International Organization for Standardization 1993.
41. Интернет-ресурс: rad-stop.ru/25-tverdotelnyie-poluprovodnikovyye-detektoryi.
42. Кучмагра О. А., Молчанов О. С., Одинокін Г. І. Патент України на корисну модель №72892, МПК G21C 17/06. Спосіб контролю глибини вигорання, заснований на пасивній нейтронній радіометрії/; власник – Ін-т проблем безпеки атомних електростанцій Нац. Академії наук України. – Дата подання заявки 30.03.2012, номер заявки u2012 03889, дата публікації 27.08.2012.

Перелік методик, розроблених НВП “АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД”

№	Назва
ДЛЯ БЕТА-СПЕКТРОМЕТРІВ	
1.	Активність бета-випромінюючих радіонуклідів у тонких зразках. Методика виконання вимірювань з використанням бета-спектрометрів та програмного забезпечення Ak1. Узгоджено із МОЗ України.
2.	Активність радіонуклідів ^{90}Sr та ^{90}Y у лічильних зразках, отриманих методом селекції нуклідів. Методика вимірювань МВ 12-08-99. Затверджено Держстандартом України.
3.	Активність бета- випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках. Методика виконання вимірювань з використанням сцинтиляційних спектрометрів та програмного забезпечення «Ak1». Затверджено Держстандартом та МОЗ України.
4.	Активність бета-випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках водних об'єктів. Методика виконання вимірювань одночасного визначення ^{90}Sr та ^{137}Cs у поверхневих, ґрунтових та стічних водах з використанням бета-спектрометра СЕБ-01 та програмного забезпечення AkWin. Погоджено з Харківським державним НДІ метрології.
5.	Активність, питома активність та об'ємна активність бета-випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках об'єктів технологічних та природних середовищ. Методика виконання вимірювань із використанням спектрометра енергій бета-випромінювання сцинтиляційного типу СЕБ-01. МВ 12-05-99. Узгоджено з Мінекобезпеки України, МОЗ України, НДІ екологічних проблем, Науковим центром радіаційної медицини Академії медичних наук України. Затверджено Держстандартом та УкрДО «Радон».
6.	Підготовка лічильних зразків для вимірювання на спектрометрі енергій бета-випромінювань серії СЕБ-XX. Методичний посібник.
7.	Підготовка лічильних зразків зернопродуктів для вимірювань на спектрометрі енергій бета-випромінювання серії СЕБ-XX. Методичні рекомендації.
ДЛЯ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІВ	
8.	Визначення природних радіонуклідів в об'єктах довкілля. Методичний посібник. Затверджено МОЗ України
9.	Активність, питома активність та об'ємна активність гамма-випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках об'єктів технологічних та природних середовищ. Методика виконання вимірювань із використанням спектрометра енергій гамма-випромінювання напівпровідникового типу СЕГ-002 «АКП-П» МВ 12 04 99. Затверджено УкрДО «Радон» та ДНВО «Метрологія».
10.	Питома (об'ємна) активність гамма-випромінюючих радіонуклідів у лічильних зразках об'єктів технологічних та природних середовищ. Методика виконання вимірювань із використанням сцинтиляційних спектрометрів енергій гамма-випромінювання з програмним забезпеченням AkWin. (Свідоцтво про атестацію МВВ № 07-119:2011) Затверджено ННЦ «Інститут метрології».
ДЛЯ АТОМНИХ СТАНЦІЙ	

11.	<i>Контроль вмісту бета-випромінювальних радіонуклідів у технологічних водах АЕС.</i> Методика виконання оперативного контролю вмісту стронцію-90 у технологічних водах АЕС за допомогою бета-спектрометра СЕБ-01 та програмного забезпечення AkWin. Затверджено ННЦ "Інститут метрології"
	<i>Питома активність гамма-випромінюючих радіонуклідів у теплоносії першого контуру ядерних реакторів типу ВВЕР-1000.</i> Методика виконання вимірювань із використанням спектрометричного комплексу СТПК-01. (Свідоцтво про атестацію МВВ № 7-30-05). Затверджено ННЦ "Інститут метрології"
12.	<i>Визначення об'ємної активності Азоту-16 у паропроводах парогенераторів АЕС.</i> Методика виконання вимірів. (Свідоцтво про атестацію МВВ № 07-34-06). Затверджено ННЦ „Інститут метрології”
13.	<i>"Тверді радіоактивні відходи. Активність та ізотопний склад."</i> Типова методика виконання вимірювань з використанням сцинтиляційних спектрометрів НВП "АКП" та програмного забезпечення AkWin/Ak1-П. (Свідоцтво про атестацію № 7-27-05). Затверджено ННЦ „Інститут метрології”. Затверджено НАЕК «Енергоатом» (розпорядженням № 939-р від 14.12.2004)
14.	<i>Визначення сумарної об'ємної активності аерозолів та газоподібних сполук йодів у повітрі.</i> Методика виконання вимірів (свідоцтво про атестацію МВВ №7-18-05). Атестовано ННЦ "Інститут Метрології".
15.	<i>Визначення вмісту тритію та радіовуглецю в пробах об'єктів навколишнього середовища.</i> Методика виконання вимірювань на рідинному сцинтиляційному альфа-, бета-спектрометрі TriCarb 3170TR. (Свідоцтво про атестацію № 7-92-08). Затверджено ННЦ „Інститут метрології”
16.	<i>Визначення забруднення поверхонь альфа-, бета-випромінюючими радіонуклідами, що знімається.</i> Методика виконання вимірів (свідоцтво про атестацію МВВ № 7-17-05). Атестовано ННЦ "Інститут Метрології".
17.	<i>Методика калібрування вимірювальних каналів (ІЧ) автоматизованої системи радіаційного контролю протікання теплоносія першого контуру у воду парогенератора (АСРК) на Запорізькій АЕС.</i> Атестована Федеральним державним унітарним підприємством «Всеросійський науково-дослідний інститут фізико-технічних та радіотехнічних вимірювань» ФГУП «ВНДІФТРВ» (свідоцтво про атестацію МВВ № 45090.5E007)
18.	<i>Методика виконання розрахунку протікання теплоносія першого контуру у воду парогенераторів ПГВ-1000 АЕС з ВВЕР-1000.</i> Атестована Федеральним державним унітарним підприємством "Всеросійський науково-дослідний інститут фізико-технічних та радіотехнічних вимірювань" ФГУП "ВНДІФТРВ" (свідоцтво про атестацію МВР № 45090.5E008).
ДОЗИМЕТРИЧНІ МЕТОДИКИ	
19.	<i>Контроль внутрішнього опромінення персоналу атомних станцій.</i> Методика виконання вимірювань активності радіонуклідів у тілі людини на спектрометрі СВЛ-АКП-3. (Свідоцтво про атестацію № 07-77-07). Затверджено ННЦ „Інститут метрології”

20.	<i>Контроль зовнішнього опромінення персоналу категорії «А» ВП «ХАЕС».</i> Методика виконання вимірювань визначення дози зовнішнього опромінення з допомогою системи ТЛД HARSHAW – 6600 PLUS. Узгоджено з ННЦ „Інститут метрології”
21.	<i>Контроль за радіаційною безпекою на об'єктах атомних станцій.</i> Методика виконання вимірювань вмісту бета-випромінюючих радіонуклідів у повітряному середовищі за допомогою бета-монітора AMS-4
	<i>ІНШІ МЕТОДИКИ</i>
22.	<i>Питома активність радіонуклідів плутонію у пробах об'єктів довкілля зони відчуження Чорнобильської АЕС.</i> Методика виконання непрямих вимірювань із використанням сцинтиляційних спектрометрів енергій гамма-, бета-випромінювань із програмним забезпеченням AkWin. MBV 06-03/11. (Свідоцтво про атестацію MBV №07-131:2011). Затверджено ННЦ „Інститут метрології”
23.	<i>Оперативний неруйнівний контроль вигорання тепловидільних збірок енергетичних реакторів АЕС.</i> Методика виконання контролю глибини вигорання ядерного палива у відпрацьованих ТВЗ.
24.	<i>Переробка рідких радіоактивних відходів.</i> Методика виконання вимірів активності кінцевого продукту. MBV-12-007-11 (свідоцтво про атестацію № 07-XXX-2011 від 30.11.2011р. Затверджено ННЦ „Інститут метрології”)



Прилади для контролю радіаційної безпеки на АЕС

Спектриметричний комплекс «СТПК-01»

- Вимірювально-обчислювальні системи нового покоління на базі сучасних технологій, синтезу принципів радіометрії, спектрометрії та математичного моделювання.

- Технічні засоби вимірювання та автоматизації, задоволення вимог діючих нормативних документів.

- Суттєве покращення стану радіаційної безпеки на АЕС.

- Додаткові можливості автоматичного контролю радіаційної безпеки в системі АСРК АЕС.

- дискретно-безперервний оперативний контроль питомої активності радіонуклідів йоду (^{131}I - ^{135}I) в широкому діапазоні значень у теплоносії першого контуру ВВЭР-1000



- періодичний контроль питомої активності ряду реперних радіонуклідів, важливих для оцінки стану теплоносія першого контуру

Спектриметр енергії гамма-випромінювання СЕГ-001м «АКП-С»-ТРО

- визначення активності радіонуклідів у несортованих твердих радіоактивних відходах (ТРВ) 1 та 2 груп у різноманітному пакуванні (мішки, контейнери, металеві ємності різних форм та розмірів) у місцях утворення та збору перед відправкою у сховища;

- придатний для вимірювання об'єктів



- **Зменшення чи практично будь-якої форми без проведення пробовідбору;**
- **обмеження радіаційного впливу на персонал АЕС.**
- дозволяє оптимізувати процес поводження з ТРВ.

СЕГ-002-«АКП-П» Спектрометр енергії гамма-випромінювання напівпровідниковий

- Комплексне вирішення завдань замовника
- Вибір HpGe детекторів у широкому спектрі ефективностей та з різними енергетичними діапазонами
- Сучасні різноманітні вирішення з охолодження детектора
- Зручний у користуванні низькофоновий пасивний захист детектора
- Ідентифікація ізотопів та визначення їх активності у складній суміші
- Декомпозиція мультиплетов
- Різні форми протоколів та звітів
- Сертифікат оцінки відповідності



Спектрометр випромінювання людини «СИЧ-АКП-3»



- реєстрація ^{131}I , ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{60}Co , ^{54}Mn та інших гамма-випромінюючих радіонуклідів, як в усьому тілі людини, так і в окремих його органах;
- може використовуватися як засіб індивідуального контролю персоналу в наукових установах, на АЕС, у службах радіо-екологічного контролю та радіаційної безпеки, а також індивідуального контролю населення у санаторно-курортних закладах;
- випускається у різних модифікаціях, в залежності від завдань замовника.

Програмно-технічний комплекс визначення протікань в парогенераторі за активністю ^{16}N в гострій парі «Азот-16-ПГ»

- безперервний контроль активності азоту ^{16}N в гострій парі;
- визначення величини протікань в парогенераторі (кг/год);
- ідентифікація парогенератора, що протікає;
- відображення інформації на щитах керування (БЩУ, ЦЩРК);
- сигналізація при відхиленнях контрольованих параметрів від допустимих рівнів.



Понад 30 років на сторожі радіаційної безпеки

Науково-виробниче підприємство «АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД»

вул. Якова Гніздовського, 1, м. Київ, Україна, 02094, тел.: +38 (044) 501-49-07, 501-49-08;

Факс: +38 (044) 502-89-18

akp@akp.kiev.ua; <http://www.akp.com.ua/ua/>



Сімейство сцинтиляційних спектрометрів бета-гамма-випромінювання СЕ-БГ-01-«АКП»

- Комплексне вирішення основних завдань контролю та моніторингу продуктів харчування та інших зразків по бета та гамма випромінюванню
- Унікальна технологія дозволяє одночасно визначати якісний та кількісний склад широкого спектру бета та гамма-випромінюючих радіонуклідів
- Відбраковування продукції: дозволяють проводити експрес-контроль на неперевищення допустимих рівнів
- Сертифікація продукції: швидкі та точні експертні вимірювання
- Конструкція захисту зручна для транспортування та використання
- Можливі вимірювання в різних вимірювальних ємностях та в різноманітній пакувальній тарі при контролі гамма випромінювання
- Декілька вимірювальних геометрій по бета-випромінюванню
- Вимірювання нативної проби, як за гамма так і за бета-каналом
- Не вимагають концентрування або радіохімічного виділення радіонуклідів
- Пройшли оцінку на відповідність Технічного регламенту законодавчо регульованих засобів вимірювальної техніки та отримали Сертифікати перевірки



Експертний та експрес радіаційний контроль продуктів харчування, води, молока, м'яса, рису, зернових культур, лікарських рослин, морепродуктів, будівельних матеріалів та інших проб навколишнього середовища.

МОДИФІКАЦІЇ

СЕ-БГ-01 «АКП»-70-63 - «класичний» прилад для лабораторій ветеринарної медицини, СЕС, радіологічних лабораторій контролю навколишнього середовища.

СЕ-БГ-01 «АКП»-150-63 - удосконалена модель спектрометра, що дозволяє контролювати нативні

типу, забезпечені методиками пробопідготовки та вимірювання

проби за гамма- та бета-випромінюванням.

СЕ-БГ-01 «АКП»-150-150 - досконале поєднання для сертифікації різних видів продукції.

ТЕХНІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Спектрометри бета-гамма випромінювання застосовуються для комплексного вирішення завдань радіаційного контролю та радіаційного моніторингу продуктів харчування, води, молока, м'яса, рису, зернових культур, лікарських рослин, морепродуктів, будівельних матеріалів та інших проб навколишнього середовища згідно національним нормам.

Вони використовуються в лабораторіях державних закладів, продовольчих складів та ринків, АЕС, митниці, приватних компаній, тваринницьких комплексів, ветеринарних інституцій, сертифікаційних центрів, експертних закладів, хлібних інспекцій, молокозаводів, госпіталів тощо.

СКЛАД

- Сцинтиляційні інтелектуальні блоки детектування бета та гамма випромінювання
- Стабілізований блок живлення
- Програмне забезпечення «AkWin»
- Пасивний низькофононий захист детекторів
- Набір вимірювальних ємностей

Опис	СЕГ-001 «АКП-С»-150	СЕГ-001 «АКП-С»-63	СЕГ-001 «АКП-С»-40
Діапазон енергій, що реєструється, MeV	0.1-3.5	0.1-3.5	0.1-3.5
Енергетична роздільна здатність по лінії 0.661 MeV (^{137}Cs), %	<9	<9	<9
Інтегральна нелінійність, %	<1.5	<1	<1
МДА при зовнішньому фоні 15 мкР/год при експозиції 1 год, Бк	0.9 (1л Марінеллі)	1.2 (1л Марінеллі)	10 (0,5л Марінеллі)
Число каналів аналізатора, не менше	1024; 2048	1024; 2048	1024; 2048
Живлення	220В, 50Гц (110В, 50Гц)	220В, 50Гц (110В, 50Гц)	220В, 50Гц (110В, 50Гц)
Вага, кг	800	200	52
Споживана потужність, Вт	250	250	250

ЧАС ЕКСПРЕС-КОНТРОЛЮ НАТИВНОЇ ПРОБИ РІЗНИМИ ПРИЛАДАМИ НА НЕПЕРЕВИЩЕННЯ ДР

Спектрометр			СЕГ-001-“АКП-С”		СЕБ-01-70		СЕБ-01-150
Детектор			63*63		70		150
Об'єм проби (л)			1.00	0.14	0.030	0.010	0.160
Допустимі рівні (Бк/л, Бк/кг)			Час вимірювання (сек)				
^{137}Cs	М'ясо	200	10	90		2600	55
	Риба	150	15	140		4500	100
	Молоко	100	25	230		9800	180

	Фрукти	70	35	370		19500	240
	Картопля	60	45	460		26200	450
	Овочі	40	80	790			600
⁹⁰ Sr	Риба	35				11200	1050
	Молоко, М'ясо, Овочі	20					3000

ПРОГРАМНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ

Програмне забезпечення «AkWin» дозволяє виконувати рутинні вимірювання операторам з мінімальною підготовкою і в той же час є універсальним засобом для професіоналів, які проводять ядерно-фізичні дослідження.

- Керування вимірюваннями
- Обробка спектрів
- Документування результатів обробки
- Забезпечення якості вимірювань
- Можливість роботи з бібліотекою радіонуклідів
- Забезпечення проведення калібрування спектрометра
- Можливість передачі результатів в бази даних
- Достовірний експрес-контроль на неперевищення ДР

Понад 30 років на сторожі радіаційної безпеки

Науково-виробниче підприємство «АТОМКОМПЛЕКСПРИЛАД»

вул. Якова Гніздовського, 1, м. Київ, Україна, 02094, тел.: (380 44)- 501-4907, 501-49-08;

Факс: +38 (044) 502-89-18

akp@akp.kiev.ua <http://www.akp.com.ua>