

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

В.В.Курятников

**СПЕКТРОСКОПІЯ
ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

Конспект лекцій

Одеса 2008

ББК 22.3

К 93

УДК 539.16

Друкується за рішенням методичної ради Одеського державного екологічного університету (протокол № від)

Курятников В.В. «Спектроскопія іонізуючого випромінювання»

Конспект лекцій спрямований на поліпшення засвоєння студентами матеріалів спеціальної дисципліни “Спектроскопія іонізуючого випромінювання”.

В конспекті розглядаються питання статистичних флуктуацій в ядерних явищах та при їхній реєстрації, методів визначення спектрів іонізуючого випромінювання, спектрометри іонізуючого випромінювання.

Вміння проводити спектральні дослідження, здійснювати обробку спектрів іонізуючого випромінювання необхідні студентам- радіоекологам для адекватного аналізу радіоекологічних ситуацій та побудування достовірного прогнозу. Конспект лекцій з дисципліни “Спектроскопія іонізуючого випромінювання ” призначений для студентів 5-го курсу денної форми навчання за спеціальністю «Екологія та охорона навколишнього середовища», спеціалізації «Радіоекологія».

© Курятников В.В., 2008

© Одеський державний екологічний університет, 2008

Зміст

Вступ.	4
1. Статистичні флюктуації в ядерних явищах та при їхній реєстрації . . .	7
2. Спектроскопія γ - випромінювання.	12
3. Сцинтиляційні γ - спектрометри.	14
4. Спектрометрія заряджених частинок	16
5. Нейтронна спектроскопія.	20
6. Сцинтиляційні спектрометри нейтронів	23
7. Напівпровідникові спектрометри	24
8. Метод резонансних індикаторів.	26
9. Метод граничних індикаторів.	26
10. Комп'ютерна обробка спектрів	27
11. Вимірювання невідомого радіоізотопу.	30
Перелік навчальної літератури.	36

Вступ

Основна мета дисципліни “Спектроскопія іонізуючого випромінювання” - дати студентам глибоке розуміння експериментальних методів проведення деяких ядерно-фізичних вимірів та теоретичних методів щодо інтерпретації експериментальних даних, і, зокрема, інтерпретації спектрів іонізуючого випромінювання. Програма дисципліни переслідує мету підготовки фахівців, що уміють грамотно і чітко вирішувати практичні і теоретичні важливі задачі. Студент повинен оволодіти відповідним математичним апаратом, придбати навички його практичних застосувань і на цій основі отримати чіткі знання про фізичну природу явищ, що легли в основу експериментальних та теоретичних методів вивчення іонізуючого випромінювання.

Після вивчення матеріалу дисципліни студент студент забов'язаний: знати – основи спектрометричних методів дослідження іонізуючого випромінювання та відповідних методів щодо інтерпретації отриманих спектрів; основні фізичні величини і характеристики, зв'язки між ними, області використання кількісних співвідношень, що їх пов'язують; фізичні теорії, що дозволяють пояснити відомі наукові результати; вміти – проводити спектральні дослідження, які необхідні для адекватного аналізу радіоекологічних ситуацій та побудування достовірного прогнозу, вміти формулювати відповідні фізичні задачі на математичній мові й вирішувати їх.

Структурні блоки курсу:

1. Статистичні флуктуації в ядерних явищах і при їхній реєстрації.
2. Статистичні характеристики експериментальних даних.
3. Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною.
4. Джерела випромінювань.
5. Основні характеристики детекторів іонізуючого випромінювання.
6. Спектроскопія заряджених частинок. Визначення енергії заряджених частинок по довжині пробігу.
7. Спектроскопія гамма-випромінювання
8. Нейтронна спектроскопія.
9. Вимір нейтронних перерізів.
10. Методи комп'ютерної обробки спектрів. Спеціалізовані комп'ютерні пакети

Перелік базових знань та вмінь:

За визначенням базовими є знання і вміння, які лежать в основі тих чи інших дисциплін за спеціальністю навчання і без яких неможливе вивчення цих дисциплін.

Для отримання задовільної оцінки при проведенні контрольних заходів студенту чи студентці достатньо показати своє володіння базовими знаннями і вміннями. Згідно з положенням про модульну систему питання базового компонента в контрольній роботі відповідають 60% від об'єму завдання. Наприклад, з п'яти питань контрольного завдання три питання відносяться до базових знань і вмінь, а два питання - до додаткових.

Таблиця 1.1

Базові знання	Вміння
<p>Статистичні флюктуації в ядерних явищах та при їхній реєстрації. Спектрометри іонізуючого випромінювання. Функція відгуку детектора. Апаратний спектр. Іонізаційні спектрометри. Різновиди і застосування іонізаційних спектрометрів. Сцинтиляційні γ-спектрометри. Нейтронна спектрометрія. Метод часу прольоту; кореляційний метод вимірювання спектрів; інтегральний метод визначення спектрів; метод ядер віддачі. Обробка спектрів.</p>	<p>Вміння проводити спектральні дослідження, які необхідні для адекватного аналізу радіоекологічних ситуацій та побудування достовірного прогнозу.</p> <p>Вміння розрахувати енергію заряджених частинок по довжині пробігу. Вимір енергії частинок за допомогою іонізаційних камер, сцинтиляційних і напівпровідникових детекторів. Ідентифікація частинок за їхнім поглинанням в речовині. Вміння обробки спектрів іонізуючого випромінювання.</p>

Контрольні заходи з дисципліни “Спектроскопія іонізуючого випромінювання”:

При вивченні дисципліни “Спектроскопія іонізуючого випромінювання” використовуються різні форми контролю, серед яких під час лекційних занять викладачем застосовуються: письмові контрольні роботи, тестування, усне опитування у ході заняття, колоквиум.

Під час семінарських занять (розв’язок задач) застосовуються такі форми контролю, як виконання завдання біля дошки, контроль виконання домашнього завдання, перевірка самостійної роботи студента, захист реферату і т.д..

Конспект лекцій, що читається для студентів за спеціальністю навчання, є основним допоміжним матеріалом для самостійної роботи студентів при вивченні дисципліни

Крім конспекта лекцій студент при підготовці до занять використовує методичні матеріали кафедри загальної і теоретичної фізики та літературу, що запропонована цими методичними вказівками.

Перелік завдань на самостійну роботу студентів містить кількість годин, що відводяться на вивчення тих чи інших тем з програми курсу, перелік контрольних заходів, та також терміни виконання завдань.

Починаючи вивчати “Спектроскопію іонізуючого випромінювання”, студентам потрібно згадати основні поняття фізики іонізуючого випромінювання і фізичні принципи взаємодії його з речовиною. Під іонізуючим випромінюванням розуміють потоки частинок, таких, як електрони, протони, α -частинки, мезони, нейтрони, фотони, осколки поділу ядер і т.д. Вони випромінюються атомними ядрами в процесах їх розпаду, в ядерних реакціях, що проводяться в прискорювачах та в ядерних реакторах, або попадають в атмосферу Землі з космосу. Такі частинки мають достатню енергію для іонізації атомів та молекул речовини. Взаємодії частинок з електронами, атомами, ядрами середовища відбуваються в результаті дії різних сил: кулонівських, електромагнітних, ядерних. Якщо врахувати, що взаємодії можуть бути пружними і непружними, то кількість різних процесів буде великою.

Тут розглядаються тільки взаємодії, істотні для реєстрації випромінювання в даній області енергій. У ядерній фізиці низьких і середніх енергій мають справу з зарядженими частинками і γ -квантами від десятків тисяч електрон-вольт і до десятків мегаелектрон-вольт. Енергетичний діапазон нейтронів з цих позицій значно ширше — від сотих електрон-вольта до десятків мегаелектрон-вольт. З обліком зазначених вище енергетичних діапазонів основні види взаємодії зручно розглядати окремо для наступних видів випромінювань:

- важкі заряджені частинки, маса яких багато більше маси електрона;
- легкі заряджені частинки (електрони, позитрони),
- γ -кванти і нейтрони.

Заряджені частинки при проходженні у речовині витрачають частину своєї енергії на іонізацію і збудження атомів середовища (іонізаційні втрати енергії). Іонізація і збудження атомів приводить до макроскопічних ефектів, що дозволяють реєструвати заряджені частинки. Основне розходження між важкими і легкими зарядженими частинками у тім, що для останніх виявляються істотними втрати енергії в результаті електромагнітного випромінювання (радіаційні втрати енергії).. γ -кванти і нейтрони не мають електричного заряду, і тому не дають скільки-небудь помітних іонізаційних ефектів.

1. Статистичні флюктуації в ядерних явищах та при їхній реєстрації

Вивчення курсу “Спектроскопія іонізуючого випромінювання” згідно з програмою дисципліни рекомендується починати з питань про статистичні закони в ядерних процесах, статистичні закони розподілу, статистичні характеристики дослідних чисел, статичні флюктуації в ядерних явищах і при їхній реєстрації.

1. Ядерна фізика і статистика.

Будь-яку статистичну величину (m, l, g ін.) можна визначити в експерименті приблизно вказавши деякий інтервал можливих значень - старанність експерименту; досконалість методики, прилад визначають невизначеність вимірюваної величини. Існує розкид, що визначає необхідність використання статистичної обробки даних експерименту, що дозволяє коректно визначати дисперсію даних, імовірність появи тих чи інших значень і т.д.

Статистика базується на теорії імовірностей, для якої характерна індуктивна структура: експеримент → гіпотеза.

Розходження:

Теорія імовірностей

↔

Статистична обробка

При підкиданні монети існує відома імовірність p , що випадає «орел» і $(1-p)$ що випадає «решка». Яка імовірність того що при N киданнях, випаде n раз «орел»?	Монета підкидається N раз, при цьому «орел» випадає n раз. Чому дорівнює p ? Статистика дозволяє вказати найбільш правдоподібне значення p . Принципова присутність невизначеності.
---	---

Флюктуації в мікро- і макро- світу мають принципово різну природу:

Макро-

Мікро-

детермінізм, розкид за рахунок недосконалості умов експерименту	Статистичність, розкид за рахунок флюктуації самих вимірюваних величин
---	--

У ядерній спектроскопії – є присутніми мікро- і макроефекти.

Наприклад - вимірювання амплітуд імпульсів пропорційного лічильника, що опромінюється моноенергетичними зарядженими частинками. Розкид амплітуд обумовлений: - 1) коливаннями живлення напруги (макроефект); - 2) флуктуаціями в числі пар іонів, утворених у чуттєвому об'ємі детектора (мікроефект).

2. Статистичні закони розподілу.

Похибка – різниця між обмірюваним і істинним значеннями. Є два види похибок: 1) систематична похибка; 2) статистична похибка.

Неперервна випадкова величина (енергія β частинок). Дискретна випадкова величина (число відліків лічильника β частинок).

Випадкові величини можуть бути – незалежними, функціонально залежними, кореляційно залежними.

Частота появи випадкових величин визначається законом розподілу імовірностей випадкових величин $x_i \rightarrow p(x_i)$ - дискретна ,

$x \rightarrow p(x)$ - неперервна.

Тут $p(x)$ – густина імовірностей x .

Умова нормування:

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1, \text{ або для дискретної величини } \sum_{i=0}^{\infty} p(x_i) = 1.$$

Середнє значення

$$\mu \equiv M(x) = \int_{-\infty}^{\infty} x p(x) dx, \quad \mu \equiv M(x_i) = \sum_{i=1}^{\infty} x_i p(x_i)$$

Міра розкиду випадкових величин – дисперсія $D(x)$, $(\sigma^2(x))$

$$D(x_i) = (x_i - \mu)^2 = \bar{x}_i^2 - \mu^2$$

$$D(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu)^2 p(x) dx = \bar{x}^2 - \mu^2$$

$\sigma(x)$ - стандартне (середнєквадратичне) значення

$$P(\mu - g\sigma \leq x \leq \mu + g\sigma) = \int_{\mu - g\sigma}^{\mu + g\sigma} p(x) dx$$

Гаусс знайшов імовірність P :
 1) $g=1$ $P=0,68$
 2) $g=2$ $P=0,95$

Асиметрія розподілу характеризується безрозмірним параметром γ :

$$\gamma = \frac{(x - \mu)^3}{\sigma^3}$$

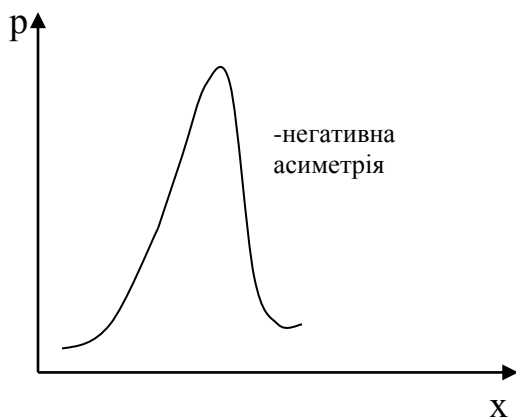


Рис.1

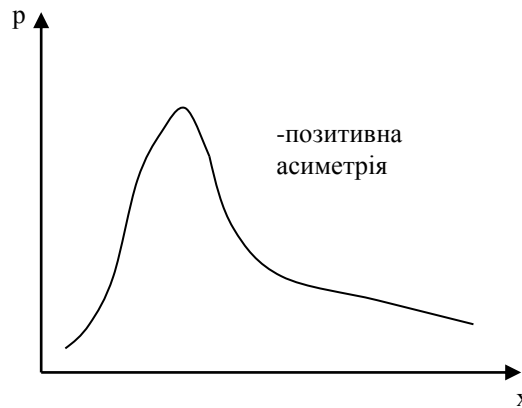


Рис.2

Розподіл дискретної величини описують: - 1)біномінальний розподіл,
- 2) розподіл Пуассона.

1. Біномінальний розподіл

Подія має два результати: 0 ^{небл.} і 1 ^{благ}.

$P(\text{благ.})=0$; $P(\text{небл.})=1-0$.

Подія відбувається N разів, $p(x)$ - імовірність того, що подія - сприятлива, а несприятлива подія – (N-x) разів.

Повна імовірність x

$$p(x) = \frac{N!}{x!(N-x)!} \theta^x (1-\theta)^{N-x}$$

N - обмежено.

Приклад: розпад; взаємодія з ядрами.

1) Середнє значення

$$\mu = \frac{b-a}{2}$$

2) Дисперсія

$$D = \frac{(b-a)^2}{12}$$

Біномінальний розподіл використовується:

- при аналізі форми ліній у деяких спектрометрах,
- описує розподіл ядер віддачі при пружному розсіюванні n^0 .

2.Розподіл Гаусса

Це розподіл неперервної величини.

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

$p(x)$ залежить від двох параметрів: μ і σ .

Можна показати: 1. $\bar{x} = \mu$; 2. $D = \sigma^2$

Якщо покласти

$$t = \frac{x - \mu}{\sigma}, \text{ то } p(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right)$$

Використовується:

- при описі розподілу кутів пружного розсіяння при проходженні заряджених частинок через речовину;
- розподіл пробігів важких заряджених частинок у речовині.

3. Розподіл Пуассона:

За цим розподілом імовірність описується законом:

$$p_k(\mu) = \frac{\mu^k}{k!} \exp(-\mu)$$

де $\mu = nt$, $p_k(\mu)$ - імовірність, що в інтервалі $(0, t)$ відбудеться k подій.

Приклади $\exp(-nt)$:

- радіоактивний розпад: $e^{-\lambda t}$;
- проходження нейтронів n^0 через речовину: $e^{-\Sigma t}$

$p_k(\mu)$ - характеризується одним параметром - μ

$$\mu - \forall, > 0, k \in \mathbb{N}$$

$$\frac{p_{k+1}(\mu)}{p_k(\mu)} = \frac{\mu}{k+1}$$

Розподіл Пуассона завжди асиметричний $\gamma \neq 0$.

Приклади: 1) реєстрація газорозрядним лічильником фонового космічного випромінювання - випадкова подія.

Властивості:

$$1. \bar{k} = \mu$$

$$2. D(k) = \mu; \sigma = \sqrt{\mu}$$

$$3. \gamma = \frac{1}{\mu} \text{ завжди } > 0; \gamma \rightarrow 0 \text{ при } \mu \rightarrow \infty.$$

2) розподіл тривалості інтервалів

Робота сцинтиляційного лічильника, що опромінюється джерелом з малою інтенсивністю. Нехай середня швидкість рахунка – n в одиницю часу. Тоді

$$p(t) = n \exp(-nt) .$$

Чим менше інтервал між подіями, тим більше імовірність спостерігати такий інтервал.

3) Розподіл δ -електронів. Властивості:

$$1) \mu = \frac{1}{n}$$

$$2) D = \frac{1}{n^2}$$

4. Розподіл Колмогорова

А.Н. Колмогоровим знайдений асимптотичний розподіл величини $u = S\sqrt{n} = \sqrt{n} \max |F(x) - F(x)|$, при різних значеннях числа атомів n . Тут $F(x)$ – експериментально обумовлене значення функції розподілу. Колмогоровим було знайдено, що при будь-якому $u = 1\sqrt{n}$

$$K(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} K_n(u) = 1 - 2 \sum_{v=1}^{\infty} (-1)^{v+1} e^{-2v^2 u^2} .$$

тут $s = \frac{k}{n}, k = 1, \dots, n-1$.

Довірча область для будь-якої неперервної функції розподілу $F(x)$, що відповідає коефіцієнту довіри α , визначається наступною формулою

$$|F(x) - \hat{F}(x)| < u_{\alpha} \sqrt{n} \quad \text{для всіх } x,$$

де u_{α} знаходиться з рівняння $K(u_{\alpha}) = \alpha$ по таблиці функції Колмогорова.

Ця нерівність визначає смугу, обмежену знизу і зверху лініями, між якими з імовірністю α цілком міститься графік невідомої функції розподілу $F(x)$.

Нехай, наприклад, $n=1000$. Задаючи коефіцієнт надійності $\alpha=0,95$, по табл. функцій Колмогорова визначаємо $u_{\alpha}=1,362$., довірчий інтервал Δa

при $n=1000$ дорівнює $\Delta a = \frac{u_{\alpha}}{\sqrt{n}} = \frac{1,362}{\sqrt{1000}} = 4,3 * 10^{-2}$.

2.Спектроскопія γ - випромінювання

При проходженні γ - квантів крізь речовину їх енергія не змінюється, але в результаті зіткнень поступово зменшується інтенсивність пучка I. Закон ослаблення інтенсивності пучка зумовлений характерними для γ - випромінювання механізмами взаємодії з речовиною. До цих механізмів належать 1) фотоефект, 2) ефект Комптона, 3) народження електрон-позитронних пар. Для першого і третього механізмів взаємодії характерним є експоненціальний закон ослаблення інтенсивності пучка

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x},$$

де I - початкова інтенсивність, x - товщина шару речовини, μ - коефіцієнт поглинання.

Масовий коефіцієнт поглинання дорівнює $\mu = \mu / \rho$, де ρ - густина речовини.

Кожному механізму поглинання γ - квантів відповідає свій μ_1 коефіцієнт поглинання

$$\mu_{1=} = n \cdot \sigma$$

де n - кількість центрів поглинання в одиниці об'єму; σ - повний переріз даного процесу.

Товщина шару половинного ослаблення $X_{0.5}$ інтенсивності випромінювання дорівнює

$$X = \ln 2 / \mu = 0,693 / \mu$$

Товщина шару десятикратного ослаблення I_{10}

$$L_{10} = \ln 10 / \mu = 2,3 / \mu$$

Застосування γ -спектроскопії:

Визначення: 1. положення енергетичних рівнів збуджених ядер; 2. енергії зв'язку нуклонів; 3. середньої щільності збуджених станів.

Ядерна техніка: 1. тепловиділення в екранах реакторів; 2. розрахунки дози проникаючої радіації.

Геологічна розвідка; радіаційна медицина; γ -астрономія; дефектоскопія й ін.

Принципи визначення γ - спектрів:

По енергії електронів e^- , що утворюються в результаті взаємодії електромагнітного випромінювання з атомом.

По енергії частинок виникаючих у результаті фотоядерних реакцій;

По величині кута бреггівського відхилення;

По нахилу функцій пропущення пучка γ - квантів.

Оцінка енергетичного складу γ - квантів по функціях пропущення.

Для багатоенергетичного пучка γ - квантів: $N(z) = N_0 \exp(-\mu z)$

$T(z) = N(z)/N_0$ - функція пропущення.

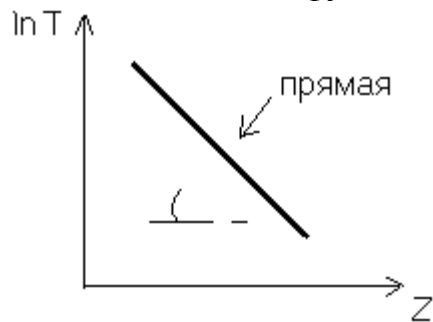


Рис.3

$\tan \alpha = \mu$ - коефіцієнт ослаблення (поглинання) γ - квантів.

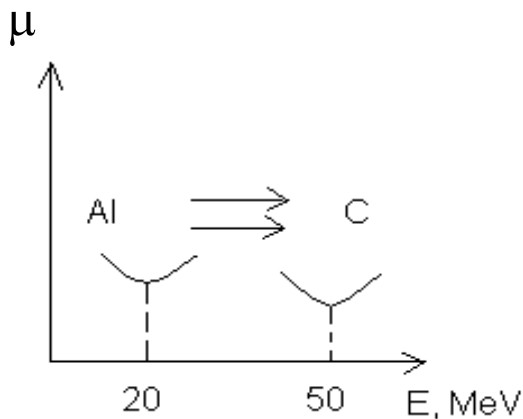


Рис.4

В області $\min \mu(E)$ велика погрішність методу.

Для коректного виміру треба, щоб $\alpha < 1^\circ$.

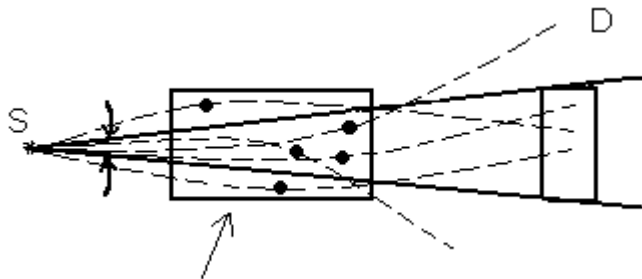
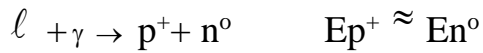


Рис.5

Можливі багаторазові розсіювання, після якого γ - квант усе ж таки попадає в детектор.

Вимір енергетичного спектра γ - квантів по продуктах фотоядерних реакцій.

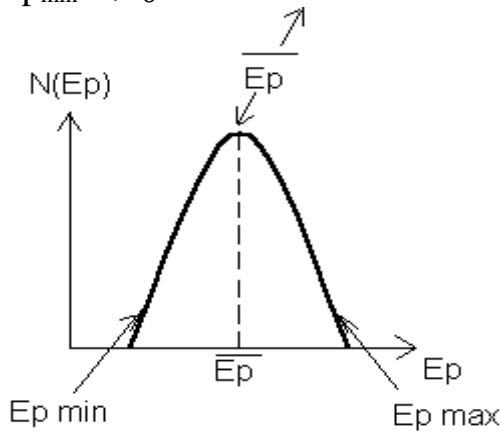
Найбільш зручна для практичного використання фоторозщеплення дейтрона (ендотермічна реакція з $Q = - 2,23$ Ме).



При $E_{\gamma} \ll E^{\circ}p$

$$E_p(\theta) = \left(\frac{E_{\gamma} - |Q|}{2} + \sqrt{\frac{E_{\gamma} - |Q|}{4m_p c^2}} \right) E_{\gamma} \cos \theta.$$

$$E_{p_{\min}} \rightarrow \theta = \pi$$



$$E_{p_{\max}} \rightarrow \theta = 0$$

Рис.6

$$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} = \frac{2\sqrt{E_{\gamma}} \sqrt{1 - |Q|/E_{\gamma}}}{\sqrt{m_p c^2}}$$

Енергія протонів вимірюється в іонізаційних камерах, камерах Вільсона, за допомогою ядерних емульсій на дейтерії.

σ розсіяння $d \sim 2 \cdot 10^{-3}$ барн ($E_{\gamma} = 4$ МэВ)

σ комплексного розсіювання γ - кванта на $e^{-} \sim 200$ мбарн

3. Сцинтиляційні γ - спектрометри.

Для енергій фотонів $E_{\gamma} \sim 100$ кэВ – 10 МэВ $\eta \sim 14 - 4\%$.

У багатокристалльних сцинтиляційних γ - спектрометрах кореляційна апаратна функція $G(E, V)$ – має складний вид. Тому використовують однокристалльні сцинтиляційні γ - спектрометри.

Однокристалльні сцинтиляційні γ - спектрометри.

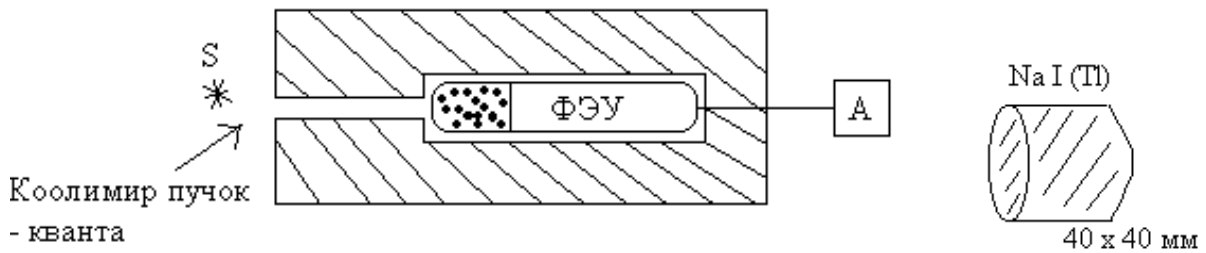


Рис.7

Спектри, що отримуються на γ -спектрометрі представлені на рисунку 8. Основними особливостями γ -спектрів, індивідуальними для різних ізотопів, що безпосередньо можуть бути використані для кількісних розрахунків, є піки повного поглинання гамма-квантів.

Інтенсивність ("площа") піка повного поглинання S (імп/с), що відповідає γ -квантам з енергією E (і), однозначно зв'язана з активністю A (расп/с), даного ізотопу співвідношенням:

$$S = K_{\gamma} \cdot K_{\text{еф}} \cdot A ,$$

де S - площа фотопіка, K_{γ} - коефіцієнт гамма виходу ізотопу зразкового джерела, A - активність зразкового джерела на день виміру.

Площа фотопіка активності визначається зі спектра як відношення суми імпульсів у кожному каналі фотопіка, за винятком фону, до часу експозиції.

Розрахувавши площу фотопіка, можна визначити ефективність реєстрації спектрометра:

$$K_{\text{еф}} = \frac{S}{K_{\gamma} A}$$

Ефективність реєстрації спектрометра це відношення кількості зареєстрованих частинок до числа частинок, випущених контрольним джерелом. Ця характеристика залежить від енергії γ - квантів.

Піки повного поглинання:



Рис.8

При $E_\gamma > 7$ мэВ – усі максимуми зливаються в один широкий.

При вивченні цього розділу студентам потрібно ознайомитися також з багатокристальними сцинтиляційними γ -спектрометрами, комптоновськими спектрометрами. Для останніх енергія електронів визначається за формулою

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos(\theta))} \right)$$

4.Спектрометрія заряджених частинок

При проходженні зарядженої частинки через речовину вона утрачає свою енергію в актах пружних і непружних взаємодій. У результаті частина енергії частки витрачається на іонізацію і збудження атомів середовища, а частина — па гальмове випромінювання. В актах іонізації передається енергія, достатня для того, щоб один або кілька орбітальних електронів в атомі залишили його, здобувши деяку кінетичну енергію. Корисно виділити дві різні ситуації: а) звільнені в результаті іонізації електрони мають настільки малу кінетичну енергію, що нездатні самі зробити іонізацію; б) звільнені електрони мають енергію, достатню для подальшої іонізації середовища; деякі з цих електронів можуть отримати

настільки велику початкову кінетичну енергію, що здатні утворити самостійні треки; такі електрони називаються δ -частинками. Електрони групи б) можуть, однак, мати таку енергію, що достатня лише для створення лише декількох пар іонів; у цьому випадку важко говорити про самостійний трек і вірніше говорити про згустки невеликого числа іонів, так званих кластерах. Різниця між кластерами і чітко вираженими самостійними треками δ -частинок у значній мірі умовно.

Граничну енергію Δ , що входить у формулу (8.1), відносять до енергії δ -електронів. Якщо в акті зіткнення первинна заряджена частинка утворить δ -електрон з енергією більше Δ , то цю енергію не включають у значення dE , а δ -електрони з енергією більше Δ розглядають як самостійні первинні частинки. Значення Δ як вільного параметра залежить від конкретних умов. Максимальна енергія δ -частинок складає частину енергії первинної частинки, що приблизно дорівнює $4m_0M_0/(m_0 + M_0)^2$, де M_0 — маса первинної зарядженої частинки, m_0 — маса електрона. Така оцінка справедлива для важких заряджених частинок. Якщо первинною частинкою виступає електрон, максимальна енергія δ -частинок може складати лише половину його кінетичної енергії в момент зіткнення.

Поняття ЛПЕ відрізняється від поняття гальмової здатності речовини. Пояснимо цю різницю при більш детальному розгляді формування середнього значення енергетичних втрат dE .

Нехай паралельний пучок моноенергетичних заряджених частинок одного виду з енергією E падає перпендикулярно на плоский поглинач. Виділимо в цьому поглиначі шар Δl , досить тонкий, щоб можна було зневажити багаторазовим розсіюванням. Довільно обрана частинка, взаємодіючи з речовиною поглинача в деякій точці A , втрачає енергію ΔE і, відхилившись на кут θ , виходить із шару з енергією $E' = E - \Delta E$.

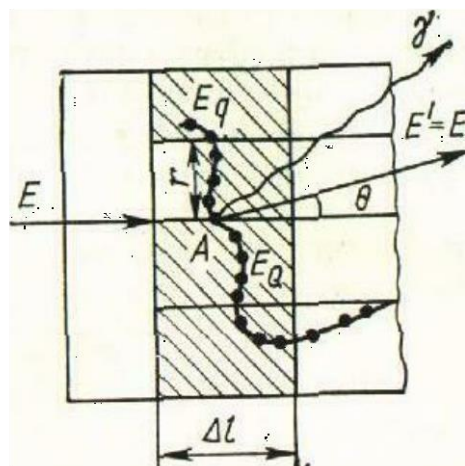
Втрачена енергія ΔE у залежності від виду процесу взаємодії може бути перетворена різними шляхами. Класифікуємо можливі компоненти загубленої енергії: ΔE_A — енергія, що локалізована безпосередньо в місці взаємодії біля точки A ;

ΔE_q - енергія, що перетворена в кінетичну енергію вторинних заряджених часток, причому $\Delta E_q \leq \Delta$, де Δ - задана гранична енергія;

ΔE_Q - енергія, що перетворена в кінетичну енергію вторинних заряджених частинок, причому $\Delta E_Q > \Delta$

ΔE_γ — енергія, що перетворена в енергію фотонів.

У силу випадкового характеру процесів взаємодії випромінювання з речовиною втрачена енергія ΔE і її розподіл по цим



складовим виявляються різними для кожної первинної частинки, що входить до складу розглянутого моноенергетичного пучка.

ЛПЕ не включає енергію, що перетворена в енергію фотонів (радіаційні втрати), і при заданому значенні граничної енергії Δ не включає кінетичну енергію таких вторинних часток, для яких ця енергія більше Δ .

Якщо гранична енергія не обмежена, то ЛПЕ включає енергію всіх δ -електронів. В окремому випадку, коли радіаційними втратами можна знехтувати, ЛПЕ збігається з гальмовою здатністю.

Лінійна передача енергії залежить від кінетичної енергії зарядженої частинки. Енергія частинки змінюється в міру проникнення її в глиб речовини; змінюється і значення ЛПЕ. Довжина треку частинки однозначно зв'язана з її енергією, тому ЛПЕ можна зіставити як з кінетичною енергією, так і з довжиною треку іонізуючих частинок. Якщо виділити деякий об'єм середовища, що знаходиться в полі іонізуючого випромінювання, то в цей об'єм будуть входити частинки з різними значеннями ЛПЕ в залежності від того, яка частина треку частинки укладається в цьому об'ємі. Отже, можна говорити про розподіл довжини треків по ЛПЕ.

Прилади, у яких енергетичний розподіл заряджених частинок реєструється на фотопластинці називаються *магнітними спектрографами*. Детектором у них є фотоемульсія.

Прилади з іншими типами детекторів називаються *магнітними спектрометрами*.

Основні співвідношення β -спектроскопії

Електрон в однорідному магнітному полі \vec{B} в площині перпендикулярній лініям магнітної індукції \vec{B} описує кругову траєкторію з радіусом ρ

$$Bev = \frac{mv^2}{\rho}, \quad \text{де } m = m_0 / \sqrt{1-\beta^2}$$

Імпульс

$$p = mv = eB\rho.$$

В β -спектрометрії імпульс електрона p виражають через значення $B\rho$, тому що це вказує, які розміри приладу і значення індукції \vec{B} необхідні, щоб досліджувати електрон у даному експерименті.

Використання в β -спектроскопії імпульсного представлення замість енергетичного обумовлено тим, що величині магнітного поля \vec{B} пропорційна не енергія, а імпульс.

У магнітному спектрометрі з незмінною геометрією і полем та із змінним \vec{B} , залишається постійною величина $R = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}$, де $\Delta(B\rho)$ - міра

використовуваного інтервалу імпульсів. Значить для одержання правильної форми спектра необхідно при побудові кривої розподілу по імпульсах ділити число відліків P для кожного значення магнітного поля на відповідну величину поля.

Істинний і апаратний спектри

Розподіл по енергіях випромінювань від радіонуклідів називається істинним спектром, а розподіл сигналів від детекторів по амплітудах – апаратним.

Зв'язок між апаратним і істинним спектрами описується інтегральним рівнянням Фредгольма першого роду:

$$N(V) = \int \Phi(E) \cdot G(E, V) dV,$$

де E – енергія випромінювання, що реєструється, $\Phi(E)$ – функція істинного розподілу випромінювання, $G(E, V)$ – імовірність того, що випромінювання E при влученні частинки в детектор створює сигнал V (функція відгуку).

Задача виміру – отримати $N(V)$ і знайти істинний спектр при відомій функції відгуку $G(E, V)$.

Якість спектрометра визначається наступними параметрами:

- а) енергетичний розподіл ΔE - це ширина піка повного поглинання на його напіввисоті (ΔE виражається в eВ, а $\frac{\Delta E}{E}$ - у %);
- б) абсолютна ефективність ε - це відношення числа імпульсів, зареєстрованих у піку повного поглинання, до повного числа частинок (квантів) моноенергетичного випромінювання, що випускається джерелом;
- в) вибірковість спектрометра – відношення імовірностей реєстрації досліджуваного і супровідного випромінювань.

Основна технічна термінологія

1. Питома активність – число електронів в одиницю часу, що залишають джерело, віднесене до маси джерела (А/г).

2. Тілесний кут Ω спектрометра виражається в % від повного тілесного кута, у якому випромінює джерело. Як правило - порядку 20% і більше.

3. Коефіцієнт пропускання (світлосила) – T – частина повного числа зареєстрованих моноенергетичних електронів (не усі моноенергетичні електрони, що пройшли через вхідну щілину приладу, реєструються детектором).

4. Міра розділення $R = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \approx 0,01\%$ (B – індукція, ρ – радіус, $p = eB\rho$ – імпульс).

5. Параметр $\frac{\Omega\sigma}{R}$, де σ – площа джерела.

6. Дисперсія $\gamma = \frac{d\chi}{d(B\rho)}$, де χ – координата.

5. Нейтронна спектроскопія

Нейтрони є сильно взаємодіючими ядерними частинками, що не мають електричного заряду. Між нейтроном, що налітає, і ядром-мішенню не існує кулонівського відштовхування, тому їх ефективна ядерна взаємодія можлива вже при дуже малих нейтронних енергіях.

Як повний переріз σ_t , так і парціальні перерізи σ_c різних типів взаємодії нейтронів з ядрами виявляють сильну енергетичну залежність.

Залежності повного перерізу мають загальний хід: вони містять ділянки, на яких переріз плавно зменшується з енергією, і ділянки, де переріз має гострі максимуми і мінімуми, тобто виявляє добре виражену резонансну структуру. Нейтрони з такими енергіями, для яких перерізи мають резонансний характер, називають резонансними нейтронами.

Повна класифікація нейтронів по енергіях включає повільні і швидкі, холодні і ультрахолодні нейтрони.

Для отримання спектроскопічних даних про рівні різних ядер можна використовувати як повільні, так і швидкі нейтрони. Менш перспективні в цьому плані тільки ультра-холодні і холодні нейтрони.

Ультра-холодні нейтрони важливі для дослідження властивостей нейтронів як фундаментальної частинки, а холодні нейтрони – для досліджень в області фізики твердого тіла.

Найбільш очевидне спектроскопічне застосування дослідження взаємодії нейтронів з ядрами – отримання даних про квантові характеристики і структуру рівнів складеного ядра при вивченні енергетичного ходу і кутових розподілів перерізу реакцій з резонансними нейтронами.

Інша можливість спектроскопічного використання реакцій з нейтронами – це вивчення енергетичних, просторових і т.д. розподілів вторинних продуктів викликаних ними реакцій. Найбільш типовий приклад – реакції типу (n, λ) . Вивчаючи енергетичний спектр γ - квантів, з такої реакції отримують велику кількість даних про схему рівнів енергії залишкового ядра.

Класифікація нейтронів по енергіях

У спектроскопії з повільними нейтронами важливо, що вони електрично нейтральні. Тому при малих енергіях нейтронів перерізи досліджуваних нейтронних реакцій великі.

Реакції зі швидкими нейтронами вже не настільки сильно відрізняються від таких же реакцій, але з протонами. Протони з енергією приблизно 10 МеВ легко проникають через кулонівські бар'єри легких і середніх ядер і перерізи реакцій досить великі.

Нейтронна спектроскопія - це розділ нейтронної фізики, у якому вивчаються енергетична залежність ефективних перерізів σ різних процесів взаємодії нейтронів з ядрами і властивості збуджених станів ядер, що утворюються.

Характер взаємодії залежить від енергії E нейтрона. При $E < E_B$, де E_B - енергія нижчого збудженого ядра мішені, можливе тільки пружне розсіювання нейтронів на ядрах і деякі ядерні реакції, у першу чергу, радіаційне захоплення $n^0(n,\gamma)$. На деяких легких ядрах великий переріз мають реакції з вильотом заряджених частинок: $He(n,p)^3H$; ${}^6Li(n,\alpha)H$, ${}^{10}B(n,\alpha){}^7Li$.

В найважчих ядрах (U і трансуранові елементи) захоплення нейтронів може викликати поділ ядра.

Характерна риса залежності $\sigma(E)$ - наявність резонансів. Кожному резонансу відповідає збуджений стан складеного ядра з масовим числом $A+1$ (A - масове число вихідного яру) і енергією збудження, рівній сумі енергій зв'язку $E_{св}$ нейтронів в ядрі і величини $E_0A/A+1$, де E_0 - кінетична енергія нейтрона, що відповідає максимальному перерізу.

Залежність перерізів σ_c утворення складеного ядра поблизу резонансу описується формулою Брейта-Вігнера

$$\sigma_c = \pi \lambda_B^2 \frac{d\Gamma_n \cdot \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} .$$

Тут λ_B - довжина хвилі де Бройля n^0 ; d - статистичний фактор, що залежить від спінів складеного і вихідного ядер; Γ - ширина резонансу (ширина піка на напіввисоті). Час життя збуджених станів, що утворюються при $\Gamma = \hbar/\Gamma$, дорівнює $\tau \approx 10^{-14} \div 10^{-18} \text{с}$.

Імовірність розпаду складеного ядра по тому чи іншому каналу (і) визначається так називаними парціальними ширинами: нейтронною шириною Γ_n (розпад з вильотом нейтрона), радіаційною шириною Γ_γ

(розпад з вильотом γ -кванта) і т.д. Повна ширина дорівнює сумі парціальних ширин

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha + \dots ,$$

а переріз процесу розпаду складеного ядра по каналу i

$$\sigma_i = \sigma_c \cdot \Gamma_i / \Gamma$$

Експеримент дослідження залежностей $\sigma(E)$ і $\sigma_i(E)$ дозволяє визначити характеристики збуджених рівнів складеного ядра, повні і парціальні ширини, спини, парність.

Для виміру енергетичної залежності $\sigma(E)$ застосовують нейтронні спектрометри, головним чином **спектрометри за часом прольоту**. Імпульсне джерело U генерує нейтрони по суцільних енергетичних спектрах у **виді** короткого спалаху тривалістю Δt . Нейтрони, що пройшли через мішень M , реєструються детектором нейтронів D , а часовий аналізатор ВА фіксує час t між імпульсом нейтронів і моментом реєстрації детектором. Час прольоту t зв'язаний енергією нейтронів співвідношенням

$$E = (72,3L)^2 / t^2 ,$$

де L – відстань від джерела до детектора (м); $\Delta t \approx 1 \div 100$ нс, t – мкс; E – еВ.

Повний ефективний переріз σ_t визначають по так званому пропущенню T нейтронів:

$$T = \frac{N}{N_0} = \exp(-n\sigma_t) ,$$

де N і N_0 - показання детектора з мішенню в пучку і поза пучком; n – товщина мішені (у числі ядер на 1см^2). Для виміру парціальних перерізів детектор D розташовують поза пучком, поруч з мішенню.

Нейтронні ширини Γ_n резонансів при S – хвильовій взаємодії ($l=0$) зі збільшенням E збільшуються у середньому пропорційно $E^{1/2}$, тому користуються приведеними нейтронними ширинами $\Gamma_n^0 = \Gamma_n / E^{1/2}$. Останні сильно флюктують від резонансу до резонансу за розподілом

Портер-Томаса: $P(x) = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x/2)$,

де

$$x = \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n \rangle .$$

Енергетичні інтервали Δ між сусідніми резонансами також широко розподілені навколо середнього значення $\langle \Delta \rangle$, що зменшується з підвищенням значення A від 10^4 для $A=30$ до 1 еВ для $A=240$.

Середні значення $\langle \Gamma n^0 \rangle$ і $\langle D \rangle$ корелюють між собою. Їх відношення називається нейтронною силовою флукацією.

$$S_0 = \langle \Gamma n^0 \rangle / D .$$

S_0 змінюється в залежності від A не дуже сильно. Вона зв'язана з перерізом утворення стану ядра σ_c

$$\langle \sigma_c \rangle = 2\pi^2 \lambda_B^2 \sqrt{E} \cdot S_0' ,$$

S_0' - усереднена по багатьох резонансам.

6.Сцинтиляційні спектрометри нейтронів

Нейтрони в сцинтиляторі реєструються за допомогою вторинних іонізуючих частинок, що виникають при взаємодії їх з речовиною сцинтилятора **чи** спеціального конвертора-радіатора.

Процесами, що обумовлюють утворення заряджених частинок під дією нейтронів, є різні ядерні реакції: пружне розсіювання нейтронів на протонах, що веде до утворення протонів віддачі, реакції $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ з $Q = 2,9 \text{ MeV}$, $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ з $Q = 4,8 \text{ MeV}$, $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ з $Q = 0,76 \text{ MeV}$ і **інші**.

Спектрометрія нейтронів методом ядер віддачі за допомогою однокристалевого сцинтиляційного спектрометра **з** органічним кристалом (стильбен чи антрацен).

Блок схема:

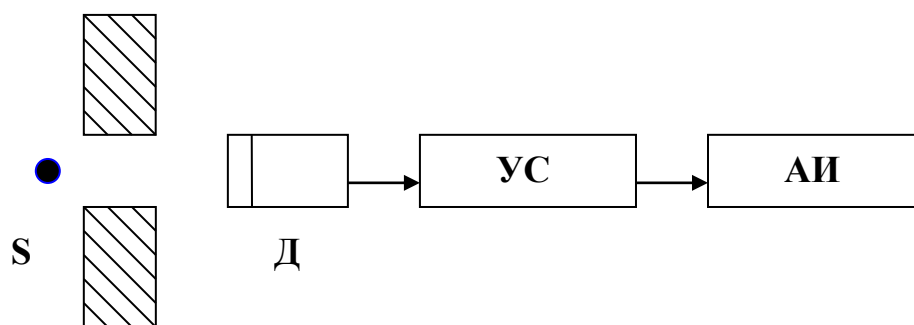


Рис.9

Сцинтиляційні лічильники впевнено реєструють протони з $E > 50$ кеВ, тому метод протонів віддачі застосовується тільки для швидких нейтронів. Органічні сцинтилятори зручні завдяки великому проценту водню, для якого велика імовірність нейтрон-протонного розсіювання.

При пружному розсіюванні нейтронів з енергією E_n на протоні енергетичний розподіл протонів віддачі описується формулою:

$$E_p = E_n \sin^2 \theta,$$

де E_p – енергія протона зареєстрованого під кутом θ до напрямку руху первинного нейтрона. Отже, при опроміненні сцинтилятора потоком моноенергетичних нейтронів відбувається безупинний енергетичний розподіл протонів з краєм, який різко обривається при $E_n = E_p$, що відповідає лобовому розсіянню на кут $\theta = \theta_0$.

Якщо потік нейтронів n^0 складається з декількох груп моноенергетичних нейтронів, то спектр протонів віддачі являє собою східчасту функцію, причому край кожної сходинки відповідає енергії однієї з груп нейтронів.

Істотним недоліком однокристалевого спектрометра є його чутливість до γ - фона, що завжди супроводжує нейтронне випромінювання. Однак, тому що реєстрація γ - квантів у сцинтиляторі відбувається по вторинних електронах (фотоэффект), а тривалість сцинтиляції неоднакова для протонів і електронів, то, використовуючи електронні методи дискримінації можна відрізнити імпульси від нейтронів і γ - квантів.

Двокристалеві спектрометри – це спектрометри, у яких колімований потік нейтронів падає на кристал основного детектора-аналізатора. Потік нейтронів, що падає, випробувавши зіткнення з протоном у сцинтиляторі, вилітає з нього під кутом θ і реєструється додатковим детектором-дискримінатором. Імпульси від протонів віддачі в основному детекторі через лінію затримки подаються на вхід схеми збігів. Такий спектрометр реєструє тільки нейтрони, що розсіяні на кут θ , тому результуючий спектр є амплітудним спектром нейтронів без фона γ - квантів.

Недолік сцинтиляційних детекторів – низьке енергетичне розділення.

7. Напівпровідникові спектрометри

У цих спектрометрах нейтрони реєструються не безпосередньо, а по утвореному ними вторинному іонізуючому випромінюванню. Напівпровідникові детектори реєструють частинки іонізуючого випромінювання, що вибиті з матеріалу радіатора (наприклад, протони чи продукти віддачі реакції α -частинки й ін.). Нейтрони викликають ядерні

реакції в матеріалі детектора незалежно від того, застосовується радіатор чи ні. В останньому випадку виникає фон, що викликаний реакціями в матеріалі детектора. Для цього проводять виміри з радіатором і без нього. При їх вирахуванні отримується неспотворений спектр протонів віддачі. (А.И.Абрамов и др.. Основы экспериментальных методов ядерной физики. р.Нейтронная спектрометрия. Метод фильтров).

Позначимо:

$\Phi(E)$ – густина нейтронного потоку, яка у всіх його точках вважається однаковою (детектор розміщують у потік).

$E(E)$ – ефективність реєстрації нейтронів, яка вважається відомою функцією їх енергії.

σ_a - переріз поглинання нейтронів. $\sigma_a(E)$ – вважається відомою.

При оточенні детектора шаром речовини число відліків детектора зменшується і стає рівним

$$a = S \int_0^{\infty} E(E) \Phi(E) \exp[-n_0 \sigma_a(E) x] dE \quad (1)$$

n_0 - число ядер поглиначів в 1 см^3 .

У випадку довільного виду функцій $E(E)$ і $\sigma_a(E)$ інтерпретувати результати такого дослідження було б важко. Однак спеціальним вибором речовини поглиначів і типу детектора можна отримати корисні результати.

Нехай, наприклад:

$$\sigma_a \rightarrow \infty \quad \text{при} \quad E < E_0$$

$$\sigma_a = 0 \quad \text{при} \quad E > E_0$$

Речовин з такими властивостями в природі, звичайно, немає. Однак у Cd при $E < 0,4 \text{ eV}$ переріз поглинання дуже великий, тоді як при великих E він на кілька порядків менше. Тому при товщині фільтра 1-2 мм теплові нейтрони цілком поглинаються, а нейтрони високих енергій проходять через фільтр. Тим самим можна прийняти:

$$\exp(-n_0 \sigma_a(x)) = 0 \quad \text{при} \quad E < E_0 ,$$

$$\exp(-n_0 \sigma_a(x)) = 1 \quad \text{при} \quad E > E_0$$

і формула (1) матиме вид:

$$a = S' \int_{E_0}^{\infty} E(E) \Phi(E) dE ,$$

а кадмієве відношення R

$$R \equiv \frac{a_0}{a} = \frac{\int_0^{E_0} E(E)\Phi(E)dE}{\int_{E_0}^{\infty} E(E)\Phi(E)dE + 1}$$

8. Метод резонансних індикаторів

Поглинання нейтронів речовинами приводить до появи радіоактивних ядер. Характерним прикладом є поглинання їх індієм In, у результаті якого з'являється β - активність з $T_{1/2}=54$ хв і 13 сек.

Активність тонкої індієвої фольги, що досягається при опроміненні її протягом часу $t \gg T_{1/2}$ потоком нейтронів з суцільним енергетичним спектром, у якому нейтрони з $E < 0,4$ еВ відфільтровані Cd, визначається формулою:

$$A = n \int_{0,4}^{\infty} \sigma(E)\Phi(E)dE,$$

де n – число ядер у всій фользі, що опромінюється. Однак активність фольги A зв'язана насамперед з поглинанням нейтронів в області резонансу. Отже, число імпульсів бета-рахунка приблизно відповідає потоку нейтронів з $E=E_{рез}$. Середній потік нейтронів дорівнює:

$$\Phi(E_{рез}) = K \cdot a / \sigma_0 \Gamma,$$

де Γ – повна ширина рівня. У коефіцієнт σ_0 входять параметри фольги, ефективність лічильника й інші фактори. Маючи набір фольги різних речовин, у яких резонанси лежать при різних енергіях, можна отримати значення потоку нейтронів у відповідних точках і визначити розподіл нейтронів по енергіях E .

9. Метод граничних індикаторів

Цей метод нагадує попередній. Його суть: $\sigma_0 = 0$ при $E < E_{пор}$ і $E = E_{рез}$, а потім у деякому інтервалі залишається постійним.

Після досягнення насичення початкова швидкість лічення a дорівнює

$$a = \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad / \quad K$$

Ідеальна пара індикаторів має

$$\begin{aligned} \sigma &= 0, & E < E_{\text{пар}} \\ \sigma &= \text{const}, & E > E_{\text{пар}} \end{aligned}$$

Виміри з двома індикаторами, що мають різні $E_{\text{пар}}(1)$ і $E_{\text{пар}}(2)$ дозволяють знайти середній потік нейтронів в інтервалі $E_{\text{пар}}(1) \div E_{\text{пар}}(2)$, відкля

$$\bar{\Phi}(E_{\text{пар}}^{(1)}, E_{\text{пар}}^{(2)}) = \frac{1}{E_{\text{пар}}^{(2)} - E_{\text{пар}}^{(1)}} \left(\frac{a_1 K_1}{\sigma_0^{(1)}} - \frac{a_2 K_2}{\sigma_0^{(2)}} \right)$$

10. Комп'ютерна обробка спектрів

Студенти повинні знати методи комп'ютерної обробки спектрів, а також спеціалізовані комп'ютерні пакети для обробки спектрів. Вивчення цього розділу програми доцільно починати з розгляду роботи багатоканального амплітудного аналізатора. Прилад уявляє собою набір зібраних в одному блоці одноканальних аналізаторів, кожний з яких настроюється на свій канал. Один канал, наприклад, реєструє імпульси від 0 до 10 В, другий - від 10 до 20 В і т.д. Сучасні аналізатори мають сотні і тисячі каналів. Кожний з зареєстрованих імпульсів знаходиться в пристрійі, що їх запам'ятає. Блок детектування, до якого входить детектор іонізуючого випромінювання і фотоелектронний помножувач, розміщується у свинцевому будиночку.

Аналоговий цифровий перетворювач (АЦП), що призначений для перетворення аналогових сигналів у цифрові коди, розміщується в одному блоці з аналізатором імпульсів. Інтерфейс забезпечує зв'язок і узгодження АЦП з оперативною пам'яттю комп'ютера, на який виводяться дані вимірювань.

У комп'ютері на програмному рівні здійснюється обробка інформації, яка надходить з АЦП, побудова спектра і його аналіз, здійснюється виведення інформації на екран і принтер, забезпечується збереження інформації.

Алгоритм роботи спектрометра полягає в тому, що він сортує імпульси за інтенсивністю і пропорційно інтенсивності записує їх у відповідний канал аналізатора. У міру надходження інформації на екрані спектрометра з'являється спектр. У більшості випадків апаратурний спектр є перевернутим відображенням дійсного обумовленого схемою розпаду

ізоотопу спектра випромінювання. Мірою відповідності апаратного спектра дійсному є форма апаратної лінії спектра, що отримується при реєстрації моноенергетичного випромінювання. Ідеальним може вважатися такий спектрометр, у якого апаратна лінія наближається до "нормованої" δ -функції, а детектор разом з електронною апаратурою забезпечує однозначний зв'язок енергії частинки або кванта E з утвореним електричним сигналом (наприклад, амплітудою імпульсу напруги), тобто $U = k \cdot E$, де k - коефіцієнт пропорційності при ефективності реєстрації, близької до 1.

На практиці виявляється, що крім невідповідності апаратної лінії ідеальній, її форма також перетерплює істотні зміни у залежності від основних характеристик спектрометра: лінійності перетворення, енергетичного і часового розділення, ефективності реєстрації й ін.

Перед початком роботи прилад потрібно відкалібрувати.

Калібрування складається з двох етапів:

- енергетичне калібрування,
- визначення ефективності реєстрації спектрометра.

Енергетичне калібрування γ -спектрометра необхідне для того, щоб визначити ціну поділки шкали спектрометра, що дозволяє визначити склад проби за її спектром. Для енергетичного калібрування потрібно кілька зразкових джерел радіоактивного випромінювання. З отриманого від цих джерел спектру визначають ціну поділки шкали приладу, як відношення енергії центра ваги фотопіка (ЦВП) до номера каналу, у якому він знаходиться.

Знаючи спектральний склад і апаратний спектр, будують калібровану пряму, де на осі абсцис відкладаються номери каналів, а на осі ординат - відповідні їм енергії спектральних ліній. Пряма описується вираженням типу:

$$U = KX + B,$$

де U - енергія γ -квантів зразкового джерела;

X - номер каналу, в якому знаходиться ЦВП відповідного фотопіка,

B - поправочний коефіцієнт.

Після проведення енергетичного калібрування вимірюють фон приладу, що складається з власних шумів апаратури і з природного радіаційного фону.

Вимірюють спектр враховуючи, що мінімальна кількість імпульсів в ЦТП повинно бути не менш за 2000. Одночасно з цим в текстовому редакторі готують файл бібліотеки радіонуклідів, що використовуються при калібруванні, розширення файлу `.lib`. Цей файл містить назву радіонуклідів, період напіврозпаду, енергію γ -квантів, абсолютну інтенсивність і її похибку. На базі отриманого спектра програма буде калібрувальну пряму. При цьому калібруванні оператор може скоректувати отриманий графік, добиваючись його максимальної

лінеаризації. Ці дані автоматично запам'ятовуються програмою і зберігаються в пам'яті до наступного енергетичного калібрування.

Отриманий спектр можна зберігати в файлі з розширенням .spe.

Наступним етапом підготовки спектрометра є вимірювання спектра. Вимірювання фону здійснюють при відсутності в детекторі джерел іонізуючого випромінювання і при зачиненому свинцевому будиночку. Тривалість вимірювання фону повинна як мінімум в 5 разів перевищувати час вимірювання спектра. Після вимірювання фону відповідний файл зберігається для подальшого використання з розширенням .fon. Дані, що записані в цьому файлі, потім віднімаються з даних спектрів при обробці. При цьому враховується час вимірювання спектра і час вимірювання фону.

Програмний пакет "ЛСРМ93(С)", який використовується на кафедрі загальної і теоретичної фізики ОДЕКУ, призначений для програмної підтримки гамма-спектрометричного аналізу за допомогою сцинтиляційних детекторів на базі многоканальних аналізаторів, що сполучені з ЕОМ типу IBM PC і їх вітчизняних аналогів (ЕС1840, Іскра-1030М).

Програмні модулі, що входять до складу пакета, виконують наступні функції:

- 1) обмін даними між аналізатором і ЕОМ;
- 2) первинна обробка спектральної інформації - пошук піків і розрахунки їхніх параметрів;
- 3) ідентифікація радіонуклідів і розрахунок їх активності;
- 4) градування спектрометра по ефективності реєстрації.

Пакет може бути доповнений програмними модулями, що дозволяють організувати банк даних результатів вимірів.

Пакет організований на основі "меню" різних рівнів. Головне "меню" включає три основних режими: 1) Вимірювання і обробка спектра. 2) Архів результатів вимірів. 3) Побудова кривої ефективності.

Перший режим поділяється на три додаткових режими:

Вимір. Обробка спектрів. Налаштування.

У режимі "Вимір" виконуються наступні функції: запуск і зупинка вимірів, аналіз стану аналізатора, очищення аналізатора, передача інформації з аналізатора в ЕОМ, збереження (при необхідності) спектра у виді файлу на зовнішньому носії.

У режимі "Обробка спектрів" можуть бути обробленими обмірювані раніше і збережені у виді файлів спектри. Оператором може бути встановлений режим, коли обробка спектра починається автоматично після закінчення виміру.

Обробка спектра виконується незалежно від аналізатора, що може знаходитися в режимі набору спектра.

У режимі "Налаштування" оператором можуть бути змінені значення так званого "настроювального" файлу. У цьому файлі зберігаються

параметри, що необхідні для функціонування системи: імена допоміжних файлів, до яких відбувається звертання (наприклад, бібліотека радіонуклідів), файл з кривою ефективності, а також ряд параметрів, що дозволяють оптимізувати обробку результатів вимірів, виходячи з конкретно розв'язуваної задачі.

Використання "настроювального" файлу рятує оператора при проведенні масових вимірів від необхідності вводити якісь параметри при кожному вимірі і, з іншого боку, дає можливість варіювання великого кола параметрів.

Режим "Побудова кривої ефективності" дозволяє провести градування спектрометра за ефективністю реєстрації з утворенням відповідного файлу.

У режимі "Архів результатів вимірів" можуть бути переглянуті і роздруковані збережені раніше результати вимірів.

При побудові кривої ефективності реєстрації використовуються файли:

- файл результатів RESULT, який автоматично створюється і зберігається програмою при обробці спектра, він містить час вимірювання спектра, активність ідентифікованих джерел, похибку розрахунку активності, енергетичне розділення спектрометра в ЦТП;
- файл бібліотеки радіонуклідів (*.lib) і файл паспортів джерел випромінювання (*.psp). Цей файл створюється завчасно, містить значення активності джерел випромінювання та їх похибки, дату їх вироблення.

11. Вимірювання невідомого радіоізоотопу

Для вимірювання невідомої проби вертаються в програмний модуль вимірювань. Для цього використовується файл бібліотеки і починається набір спектра. Для надійної ідентифікації потрібно в ЦТП проби набрати не менш 900 імпульсів. При досягненні цього значення можна зупинити процес вимірювання і обробити отриманий спектр.

Згідно вимогам НРБУ-97 робляться висновки відносно можливості використання матеріалу (продукту), з якого зроблена проба, в конкретних цілях

Для моделювання в реальному часі апаратурних гамма-спектрів напівпровідникових та сцинтиляційних детекторів під час вимірювань широкого кола джерел, довільної просторової конфігурації та радіонуклідного складу призначений програмний комплекс GammaLab.

Комплекс може бути використаним у якості симулятора для навчання роботі із спектрометричним устаткуванням та програмним забезпеченням за відсутності дорогого обладнання та з метою запобігання робіт з реальними джерелами іонізуючого випромінювання. За його допомогою можуть вирішуватись задачі калібрування апаратури, а також тестування

програмного забезпечення та методик вимірювання у випадках, коли атестовані джерела випромінювання з заданими властивостями (розмірами, фізико-хімічними характеристиками, радіонуклідним складом) відсутні, або їх виготовлення потребує значних витрат. Для вирішення вищезазначених задач GammaLab дозволяє створювати "гамма-спектрометричну лабораторію" з віртуальними детекторами та джерелами. Комплекс інтегровано до спектрометричного програмного забезпечення, яке постачається під маркою «ЛСРМ» - відомого виробника програмних продуктів у галузі спектрометрії та радіометрії.

Комплекс GammaLab це набір програмних модулів та баз даних, які працюють під керуванням єдиної графічної оболонки. За допомогою GammaLab можна моделювати гамма-спектри для напівпровідникових та скінтіляційних детекторів. Передбачені випадки, коли для зниження рівня зовнішнього фону або вхідної загрузки детектори розташовуються у спеціальних захисних коліматорах. При моделюванні використовуються реалістичні моделі детекторів та коліматорів. Спеціально розроблена графічна оболонка дозволяє задавати геометричні розміри та матеріали конструкційних елементів детектора та коліматора. У якості матеріалів може задаватися будь-яка суміш хімічних елементів та сполук.

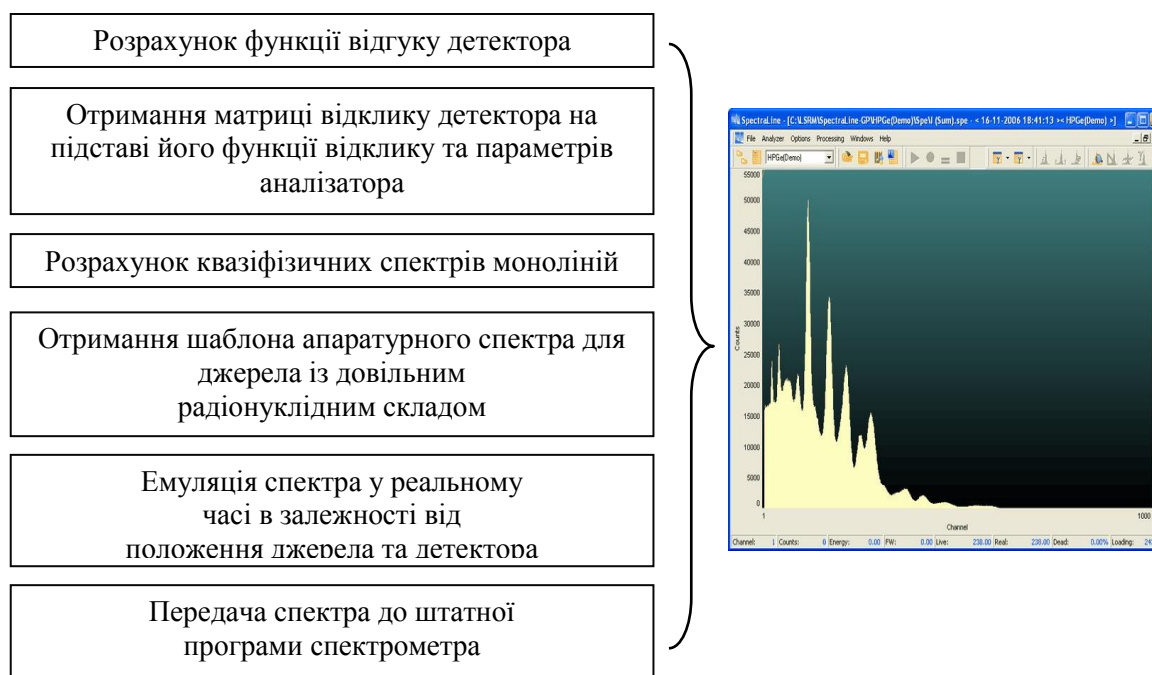


Рис. 10 Функціональна схема комплексу GammaLab.

За допомогою GammaLab можуть проводитись розрахунки модельних гамма-спектрів, як для точкових, так і об'ємних циліндричних джерел випромінювання. Є можливість розгляду важливих з точки зору практики ситуацій розташування джерела у багатошаровому захисному контейнері.

Як і у випадку детектора та коліматора, спеціальна графічна оболонка дозволяє специфікувати геометричні розміри та матеріали джерела та оболонок контейнера.

Процес моделювання гамма-спектрів за допомогою GammaLab складається з двох етапів. На першому етапі генеруються так звані шаблони спектрів - набір гамма-спектрів, розрахованих для даного радіонуклідного складу джерела випромінювання та даної геометрії вимірювання, вміщуючи геометрію джерела, контейнера, детектора та коліматора. Шаблони розраховуються для сукупності точок простору навколо джерела та набору орієнтувань детектора у кожній такій точці. Також враховуються характеристики енергетичної шкали та роздільної здібності за енергією віртуального гамма-спектрометра. У другому етапі, на підставі отриманих шаблонів відбувається моделювання гамма-спектра у реальному часі для конкретного розташування та взаємного орієнтування детектора та джерела із відображенням процесу набору спектра у штатній спектрометричній програмі (SpectraLine).

В основі методики розрахунку шаблонів покладено метод статистичних випробувань (метод Монте-Карло), як найбільш адекватний для розв'язку даної задачі. Застосована схема розрахунку схематично надається на Рис.11. Вона базується на оптимізованому підході, який дозволяє використовувати один і той самий набір стандартизованих функцій відгуку детектора для моделювання спектрів від довільних джерел випромінювання.

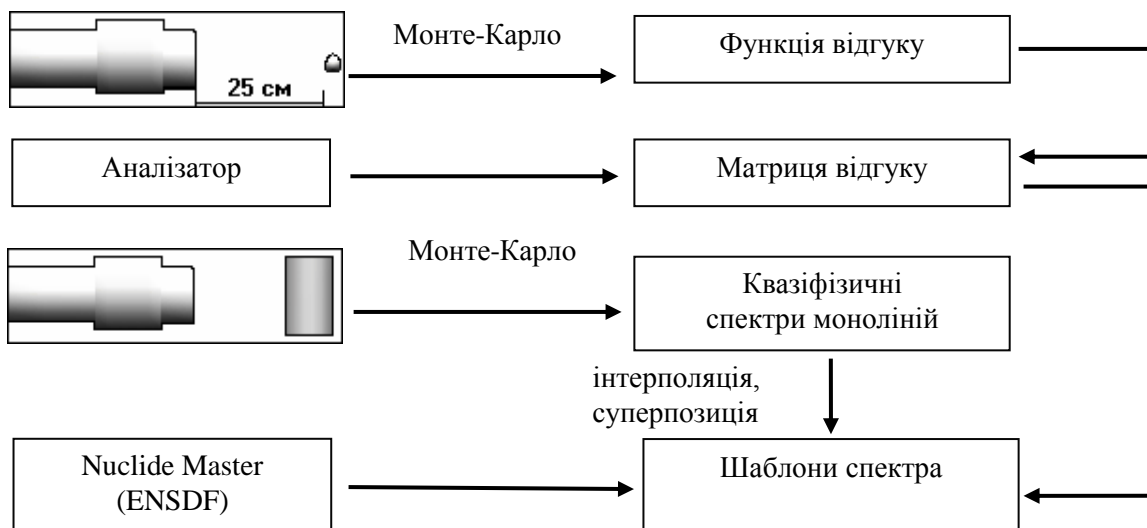


Рис. 11 Схema розрахунку шаблонів спектрів.

Напочатку із використанням імітаційної схеми Монте-Карло відбувається розрахунок нормалізованих функцій відгуку детектора для стандартизованої геометрії вимірювання - точкове джерело розташоване на

осі обертання детектора на відстані 25 см від його вхідного вікна. Функції відгуку розраховуються для заданого енергетичного діапазону (наприклад: 30 кеВ - 3 МеВ) та логарифмічною/лінійною сіткою за енергією гамма-променів, що реєструються. У кожній розрахунковій точці функція відгуку являє собою сукупність ефективностей реєстрації за піком повного поглинання, пікам одиночного та подвійного виліту, піком 511 кеВ, піками вильоту рентгенівських характеристичних квантів, а також параметрів кусково-безперервної поліноміальної апроксимації форми безперервного комптонівського розподілу. Транспорт фотонів відбувається із урахуванням основних типів взаємодії - когерентного розсіяння, фотоефекта, ефекту народження пар та комптонівського розсіяння. Для оптимізації розрахунків застосовується моделювання джерела за цінністю, коли випромінювання гамма-променів моделюється у межах тілесного кута детектора. На підставі отриманих функцій відгуку та параметрів аналізатора (кількість каналів, ціна каналу та роздільна здатність за енергією для ліній 122 кеВ та 1.33 МеВ) розраховується матриця відгуку детектора з енергетичним кроком, що дорівнює енергетичній ціні каналу аналізатора.

Далі, методом Монте-Карло розраховуються квазіфізичні спектри випромінювання для заданого діапазону енергій гамма-променів, для заданої енергетичної сітки та для заданого набору точок розташування спектрометра (детектор + коліматор) та його орієнтації відносно джерела (контейнер + зразок). Квазіфізичні спектри уявляють собою згортку реального фізичного спектру випромінювання, що утворюється контейнеризованим джерелом, та повної ефективності реєстрації детектуємої системи. Для збільшення ефективності моделювання використовується локальна оцінка потоку фотонів у місці розташування детектора (метод точкового детектора), при якому враховується внесок кожного фотону, емітованого джерелом, та кожного фотону, який провзаємодіяв. При розрахунку спектрів для сильноекранованих джерел додатково застосовується ще один метод зменшення дисперсії – так зване експоненціальне перетворення. Квазіфізичні спектри у кожній розрахунковій точці, які характеризуються енергією гамма-променів, взаємним розташуванням і орієнтацією спектрометра та джерела, уявляють собою сукупність інтенсивностей прямого (нерозсіяного) випромінювання джерела, інтенсивностей анігиляційного випромінювання, а також параметрів кусково-безперервної поліноміальної параметризації безперервного розподілу розсіяних фотонів.

По закінченні розрахунків методом Монте-Карло, із використанням розроблених процедур інтерполяції проводиться суперпозиція квазіфізичних спектрів моноліній у відповідності з інтенсивностями ліній випромінювання джерела для отримання сумарного спектру. Інтенсивності ліній випромінювання розраховуються для заданої активності та

радіонуклідного складу джерела на підставі оригінальних даних бібліотеки оцінених ядерних даних по структурі ядра ENSDF, які містяться у пакеті NuclideMaster. Отриманий сумарний квазіфізичний спектр уподальшому згортається з матрицею відгуку детектора для отримання шаблону апаратурного спектра для заданих параметрів спектрометра (детектор + коліматор + аналізатор) та джерела (контейнер + зразок + радіонукліди). Ця процедура виконується для кожної розрахункової точки простору та кожної орієнтації детектора відносно джерела.

Процес генерації апаратурного спектра у реальному часі схематично можна описати наступним чином. На макеті робочого місця оператора відображаються детектор та джерело, що вимірюється (одне або декілька). Трьохвимірний графік дозволяє оператору імітувати переміщення детектора та джерел, а також задавати зручнішу орієнтацію робочого стола. Після генерації "ідеального" апаратурного спектра за допомогою описаного вище алгоритму швидкого моделювання, він перетворюється на "реальний", враховуючи умови проведення вимірювань та текучий стан апаратури. Розроблені алгоритми генерації "реального" спектра дозволяють імітувати статистичний процес накопичування спектра, вплив оточуючого радіаційного фону (у тому числі і від інших джерел), а також стан апаратури та відповідні апаратурні ефекти (поширення піків, зсув піків, шуми електроніки, прорахунки) в залежності від завантаження, часу прогріву апаратури та наявності/відсутності високої напруги. Отриманий "реальний" спектр передається до штатної програми спектрометра із використанням протоколу передачі спектрометричних даних до вікна аналізатора, реалізований засобами операційної системи (технологія відкритого інтерфейсу).

Моделювання апаратурних гамма-спектрів виглядає особливо перспективним для аналізу складних гамма-спектрів, потребуючих знання функції відгуку детектора у широкому діапазоні енергій. Така потреба виникає при застосуванні методів обробки спектрів, які використовують повну форму лінії, або при обробці безперервних гамма-спектрів. При аналізі сцинтиляційних спектрів суттєву роль відіграє також правильний опис комптонівського розподілу, форму якого важко однозначно оцінювати за вимірним спектром. Важливе практичне застосування модельних спектрів пов'язане із використанням метода обробки на базі еталонних гамма-спектрів. Експериментальне отримання еталонних спектрів для низки важливих прикладних задач практично неможливе. Зокрема, це стосується гамма-спектрів для окремих радіонуклідів, які знаходяться у ланцюжку розпадів. В деяких випадках важко отримати еталонні спектри для чистих радіонуклідів, особливо короткоживучих, наприклад, ізотопів йоду. Все це сильно обмежує можливості метода еталонних спектрів.

Слід підкреслити, що отримання функції відгуку детектора у

широкому діапазоні енергій є не тривіальною експериментальною задачею. Перш за все, це пов'язано з тим, що кількість придатних для калібрування радіонуклідів, які мають умовно моноенергетичне випромінювання - обмежена (це добре відомі джерела з набору ОСГІ - Am-241, Ce-139, Hg-203, Sn-113, Cs-137, Mn-54, Zn-115), а отримання функцій відгуку з використанням багатореперних джерел потребує застосування складних інтерполяційних процедур, які вносять додаткову невизначеність. У той же час, розрахунок функцій відгуку та отримання еталонних спектрів можливе із застосуванням програмного комплексу GammaLab. Це, однак, потребує використання верифікованої математичної моделі детектора, для чого необхідна розробка спеціальної процедури.

Перелік навчальної літератури

Основна

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. У.Зигбана, пер. с англ., вып. 1-2, М.:Атомиздат, 1969.
2. Моргунов Э.И., Поярков В.А. Прикладная ядерная спектроскопия. М.:Энергоатомиздат, 1984.
3. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э.Сегре, пер. с англ, тт.1-3, М.: Атомиздат,1977.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики.М.:ИЛ, 1954.
5. Баранов В.И. Радиометрия. М.: Изд-во АН СССР, 1965.
6. Вылов И., Горожанкин В.М., Козлов В.Ф. Спектры излучений радиоактивных нуклидов. Ташкент: ФАН, 1980.
7. Гопыч П.М., Залюбовский И.И. Ядерная спектрометрия. Харьков: Выща Школа, 1980.
8. Кмент В., Кун А. Техника измерений радиоактивных излучений. М.:Наука, 1964.
9. Маталин Л.А., Наран Ж., Чубаров С.И. Методы регистрации и обработки данных в ядерной физике и технике. М.:Атомиздат, 1968.
10. Блатт Дж, Вайскопф В.Теоретическая ядерная физика. М.: ИЛ, 1954.

Додаткова

1. Мухин К.И. Экспериментальная ядерная физика: Физика атомного ядра. М.:Атомиздат, 1974.
2. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. К.: Наукова Думка, 1975.
3. Тихомиров Ф.А. Действие ионизирующих излучений на экосистемы. М.:Атомиздат, 1972.

Конспект лекцій з дисципліни “Спектроскопія іонізуючого випромінювання” для студентів 5-го курсу денної форми навчання за спеціальністю «Екологія та охорона навколишнього середовища»

Укладач: Курятников В.В. Одеса, ОДЕКУ, 2008р., 37 с. укр. мова.