

Фізичні основи радіоактивності і дозиметрія іонізуючих випромінювань

Навчальний посібник

Черкаси 2024

Фізичні основи радіоактивності і дозиметрія іонізуючих випромінювань

Навчальний посібник

Черкаси 2024

Рекомендовано до друку
Вченою радою НУЦЗ України

Рецензенти:

доктор технічних наук, професор **О. О. Кіреєв**,
начальник групи радіаційного, хімічного та біологічного захисту
АРЧ АРЗ СП ГУ ДСНС України у Черкаській області, **Є. Д. Лимар**

УДК 539.1.07

Фізичні основи радіоактивності і дозиметрія іонізуючих випромінювань: навчальний посібник / Трефілова Л. М., Слепужніков Є. Д., Чиркіна-Харламова, Соболев О. В. – Ч.: НУЦЗУ, 2024. – 67с.

У навчальному посібнику розглянуто будову атома, природу радіоактивності і процеси радіоактивного розпаду. Дано визначення понять іонізуючого випромінювання, радіаційного поля, і обговорюються процеси радіоактивного випромінювання і взаємодії заряджених частинок з речовиною. Розглянуті принципи реєстрації і дозиметрії іонізуючих випромінювань.

Трефілова Л. М.,
Слепужніков Є. Д.,
Чиркіна-Харламова М. А.,
Соболев О.В.,
НУЦЗУ, 2024

Зміст	4
Вступ	5
Розділ 1. Радіоактивність	6
1.1. Будова атома	6
1.2. Явище радіоактивності. Основний закон радіоактивного розпаду	10
Розділ 2. Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною	12
2.1. Іонізуюче випромінювання та його види	12
2.2. Поле іонізуючого випромінювання	13
2.3. Інтегральні та диференціальні характеристики поля іонізуючого випромінювання	15
2.4. Фундаментальні взаємодії, що контролюють процеси проходження іонізуючого випромінювання в речовині	18
2.5. Види взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною	20
2.6. Перерізи взаємодій	22
2.7. Механізми взаємодії заряджених частинок із речовиною	25
2.7.1. М'які (або далекі) зіткнення ($b \gg a$)	26
2.7.2. Жорсткі (або близькі) зіткнення ($b \sim a$)	27
2.7.3. Кулонівська взаємодія із зовнішнім полем ядра ($b \ll a$)	28
2.8. Пружне розсіювання заряджених частинок	29
2.8.1. Формула Резерфорда	31
2.8.2. Ефект екранування	37
2.9. Непружна взаємодія заряджених частинок	38
2.9.1. Іонізаційне гальмування. Рівняння Бете - Блоха	39
2.9.2. Основні закономірності іонізаційного гальмування	44
Розділ 3. Основні поняття дозиметрії іонізуючих випромінювань	48
3.1. Поглинена доза випромінювання	48
3.2. Експозиційна доза випромінювання	49
3.3. Еквівалентна доза випромінювання	50
3.4. Потужність дози та одиниці її вимірювання	53
3.5. Методи реєстрації іонізуючих випромінювань	53
Список використаних джерел	67

ВСТУП

Іонізуюче випромінювання можна розглядати як перенесення енергії у просторі та в речовині. Результатом цієї взаємодії є утворення у речовині іонів різних знаків та вільних електронів.

Іонізуюче випромінювання виникло в момент Великого вибуху, з якого приблизно 14 млрд. років почалося існування нашого Всесвіту, і з того часу постійно у ньому присутній. Всі види флори та фауни на Землі протягом багатьох років виникали та розвивалися під постійним впливом природного фону радіації, створюваного космічними променями, радіоактивними елементами в земній корі (уран, радій, радон) та сонячним випромінюванням. Навіть людина містить у собі в невеликій кількості радіоактивні нукліди.

Розвиток людського суспільства стимулював використання іонізуючих випромінювань у різних сферах діяльності - в медицині (діагностика та лікування), в енергетиці (виробництво електроенергії на атомних станціях), в промисловості (контроль якості матеріалів, радіаційно-хімічні технології), і в науці.

Але при всіх перевагах використання радіоактивного випромінювання, останнє несе в собі також великі ризики та загрози для життя людини. Причиною цього є концентрування штучно створених радіоактивних речовин на підприємствах ядерних технологій, у медичних, науково-дослідних центрах та лабораторіях. Це значно збільшує ймовірність техногенних катастроф, випадкових викидів і негативного впливу радіації на людину та навколишнє середовище. Тому дуже важливо сформувати в суспільстві чіткі уявлення про ступінь небезпеки іонізуючих випромінювань, і, зокрема, про катастрофічні наслідки використання ядерної зброї.

Дотримання міжнародних стандартів та знання властивостей іонізуючих випромінювань, на яких базуються принципи радіаційного захисту, дозволяють мінімізувати ризики і забезпечити радіаційну безпеку.

В даному посібнику наведені відомості про походження іонізуючого випромінювання та складні процеси його взаємодії з речовиною, а також про фізичні принципи, на яких засновані методи його реєстрації. Автори вважають, що цей посібник буде корисним для підготовки фахівців, що будуть використовувати в своїй роботі ядерні технології або усувати негативні наслідки радіаційних аварій.

РОЗДІЛ 1. РАДІОАКТИВНІСТЬ

Явище радіоактивності було відкрито у 1896 р. французьким фізиком Анрі Беккерелем, який виявив невідоме випромінювання солей урану, що здатне проникати через непрозорі для світла перешкоди та викликати почорніння фотоемульсії. Через два роки французькі фізики Марія та П'єр Кюрі виявили радіоактивність торію, а також відкрили нові радіоактивні елементи - полоній та радій. У наступні роки дослідженням природи радіоактивних випромінювань займалися багато фізиків, у тому числі Ернест Резерфорд, який у 1911 році провів досліди з бомбардування золотої фольги позитивно зарядженими альфа-частинками. На основі результатів цих дослідів Резерфорд запропонував планетарну модель атома, згідно з якою в центрі атома знаходиться ядро, де зосереджено весь позитивний заряд і практично вся атома, а навколо ядра подібно до планет Сонячної системи обертаються негативно заряджені електрони. У другому десятилітті ХХ століття після відкриття Резерфордом ядерної будови атомів, було твердо встановлено, що **радіоактивність** являє собою мимовільні перетворення атомних ядер, які супроводжуються випромінюванням γ -квантів, елементарних частинок або більш легких ядер. Ядра, схильні до таких перетворень, називають радіоактивними, а процес перетворення - **радіоактивним розпадом**.

Дослідження радіоактивності дали поштовх розвитку теорії будови атома. Відкриття Ернеста Резерфорда та Нільса Бора про будову атома стали основою сучасної ядерної фізики

1.1. Будова атома

Як відомо, найменшою частинкою речовини, що має всі хімічні властивості даного хімічного елемента, є атом. Він складається з позитивно зарядженого ядра та електронів, об'єднаних в електронні оболонки. В ядрі зосереджена майже вся маса атома (понад 99,95%).

Масу частинок у ядерній фізиці прийнято виражати або в атомних одиницях маси (а.о.м.), або в одиницях енергії спокою частинки - мегаелектронвольтах (MeV). Енергія спокою знаходиться відповідно до формули взаємозв'язку маси (m) та енергії (E)

$$E = mc^2 \quad (1.1)$$

де c – швидкість світла у вакуумі

Формула (1.1) записана в системі одиниць СІ, а еквівалентне співвідношення, яке записане у позасистемних одиницях, маса виражається в а.о.м., а енергія - в MeV, має вигляд

$$E = 931,5 m \quad (1.2)$$

У формулі (1.2) для зручності обчислення c^2 і коефіцієнт переведення одиниць вимірювання об'єднані в одне число 931,5 яке розраховується наступним чином. За визначенням $1 \text{ а.е.м.} = 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$, а 1 эВ , як відомо,

дорівнює $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж, і враховуючи це, отримуємо:

$$\frac{(2,998 \cdot 10^8)^2 \cdot 1,661 \cdot 10^{-27}}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6} = 931,5$$

Співвідношення різних одиниць визначається рівнянням:

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,661 \cdot 10^{-27} = 931,5 \text{ MeV} \quad (1.3)$$

Ядра складаються з двох елементарних частинок – протонів та нейтронів (Рис.1). Протон являє собою ядро найлегшого ізотопу атома водню. Він має позитивний заряд, чисельно рівний заряду електрона $e = 1,672 \cdot 10^{-19}$ Кл, і масу спокою $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг = $1836m_e$, де m_e – маса спокою електрона. Маса спокою – це маса частинки (тіла), виміряна у тій системі координат, де частинка нерухома.

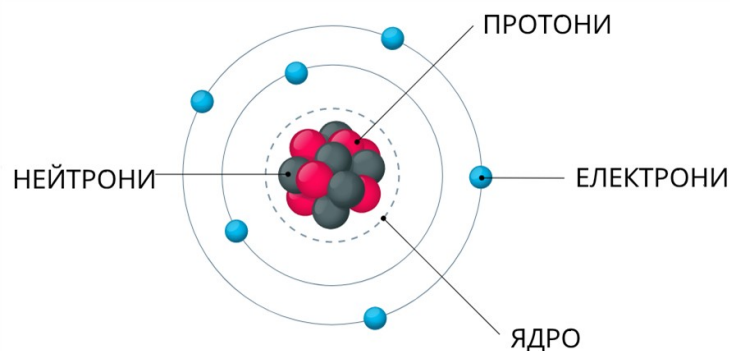


Рис. 1.1. Будова атома.

Число протонів в ядрі називається атомним номером і позначається буквою Z . Воно збігається з порядковим номером хімічного елемента в таблиці Менделєєва. Очевидно, що заряд ядра дорівнює $Z \cdot e$, тому число Z також називають зарядовим числом ядра. Нейтрон електрично нейтральний, а його маса спокою майже збігається з масою спокою протона: $m_n = 1,6794 \cdot 10^{-27} = 1839m_e$. Протони і нейтрони поєднують загальною назвою – нуклони. Загальна кількість нуклонів в ядрі називають масовим числом A :

$$A = Z + N \quad (1.4)$$

де N – число нейтронів у ядрі.

Щоб охарактеризувати хімічний елемент, використовують символ X і вказують атомний номер і масове число ядра A_ZX .

Наприклад, плутоній-239 означає ядро атома плутонію ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, що містить 94 протони і 145 нейтронів. У ядрах атомів однієї й тієї ж хімічного елемента число нейтронів може бути різним, а число протонів постійним. Ядра, що містять однакову кількість протонів, але різне число нейтронів, називають ізотопами.

Наприклад, ${}^{11}_6\text{C}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_6\text{C}$ являють собою ізотопи вуглецю. Термін "ізотопи" використовується тільки в тих випадках, коли йдеться про атоми одного й того самого елемента. Якщо маються на увазі атоми різних хімічних

елементів, то використовується термін "ізобари". Ядра, що мають те саме масове число A при різних Z , називаються ізобарами. Наприклад, сірка-36 та срібло-36 при $Z = 16$ та $Z = 18$, відповідно.

На сьогоднішній день відомо близько 300 стійких та понад 1000 нестійких (радіоактивних) ізотопів. Це в той час, як у періодичній таблиці Д. І. Менделєєва міститься всього 110 хімічних елементів.

Ядра не мають різко вираженої межі. Тому радіус ядра має умовний сенс. Емпірична формула для обчислення радіусу ядра має вигляд:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (1.5),$$

де $R = (1,3 \dots 1,7) 10^{-15}$ м, A – масове число ядра.

Формула (1.5) показує, що розмір радіусу ядра надзвичайно малий навіть для ядра з великою кількістю нуклонів. Він приблизно в 10^5 разів менший за розмір атома. Знаючи, що об'єм кулі V пропорційний кубу радіусу, з урахуванням формули (1.5) маємо, що $V \sim A$. Отже, об'єм ядра пропорційний числу нуклонів у ньому. Густина ядерної речовини (δ) постійна для всіх ядер, і її значення становить $10^{14} \frac{2}{\text{см}^3}$ або $10^8 \frac{m}{\text{см}^3}$.

Як відомо, однойменно заряджені частинки відштовхуються. Тому наявність у ядрі кількох позитивно заряджених протонів свідчить про існування специфічних ядерних сил притягання, які перевершують електричне відштовхування протонів. Ці сили забезпечують стабільність ядер. Тому ядерними силами називаються сили, що пов'язують протони та нейтрони в атомному ядрі. Ядерні сили не зводяться до жодного з типів сил, відомих у класичній фізиці (гравітаційних, електромагнітних). Вони мають низку специфічних властивостей. Найважливішою особливістю ядерних сил є їхня короткодія: ядерні сили великі, якщо відстань між нуклонами порядку 10^{-15} м, і практично рівні нулю, якщо відстань між нуклонами перевищує 10^{-13} м. Ядерні сили досягають величини, що у 100-1000 разів перевершують силу взаємодії електричних зарядів. Вони відрізняються зарядовою незалежністю, тобто сили притягання однакові і не залежать від наявності в них заряду.

Ядерні сили мають властивість насичення. Ця властивість означає, що зі збільшенням числа нуклонів у ядрі ядерні сили зростають лише для найлегших ядер (ізотопів водню та гелію). А далі вони приблизно однакові для всіх інших ядер. Властивість насичення впливає із короткодії ядерних сил. Завдяки цьому кожен нуклон у ядрі взаємодіє лише з обмеженою кількістю найближчих до нього нуклонів. Насиченістю ядерних сил пояснюється пропорційність об'єму ядра числу нуклонів, що його утворюють.

Таким чином, ядерні сили є силами притягання, які проявляються між нуклонами на відстані, порівнянному з розмірами самих нуклонів. Вимірювання ядерних мас показали, що маса ядра M завжди менша за суму мас нуклонів, що входять до його складу:

$$M < Z m_p + (A - Z) m_n \quad (1.6)$$

Згідно з формулою Ейнштейна, маса m та енергія E пов'язані співвідношенням $E = mc^2$ (1.7)

де c – швидкість світла у вакуумі.

Зміна маси системи на величину Δm відповідає зміні енергії системи на величину ΔE :

$$E = mc^2 \quad (1.8)$$

Зіставляючи вирази (1.6) і (1.8), можна зробити висновок, що при утворенні ядра повинна виділятися деяка енергія. Відповідно, таку ж кількість енергії необхідно витратити для ділення ядра на складові частини. Енергія зв'язку ядра – це енергія або робота, яку необхідно витратити на розщеплення (об'єднання) ядра на відповідні для нього нуклони без надання їм кінетичної енергії.

Слід підкреслити, що енергія зв'язку не міститься в самому ядрі. Це енергія, якої бракує ядру в порівнянні з сумарною енергією спокою нуклонів, що входять до його складу. Відповідно до виразу (1.8) енергія зв'язку ядра дорівнює:

$$E_{\text{зв}} = Z m_p + (A - Z) m_n - M \quad (1.9)$$

Питомою енергією зв'язку ядра називають енергію зв'язку, що припадає на

один нуклон:

$$E_{\text{зв}} = \frac{E_{\text{зв}}}{A} \quad (1.10)$$

Залежність питомої енергії зв'язку атомних ядер від масового числа A показано на Рис. 1.2. Ця залежність демонструє, що найбільш міцні ядра, тобто ядра з найбільшою питомою енергією зв'язку розташовані в середній частині таблиці Менделєєва ($28 < A < 138$). У міру збільшення числа нуклонів у важких ядрах питома енергія зв'язку зменшується. Зменшення питомої енергії у зв'язку зі зростанням масового числа пояснює можливість виділення енергії при розділенні важких ядер. У найлегших ядер також спостерігається спад питомої енергії зв'язку і з'являється можливість виділення енергії при злитті цих ядер. Реакція злиття легких ядер, яку можна реалізувати лише при температурах в сотні мільйонів градусів, називається термоядерним синтезом. Температура має бути такою, щоб кінетична енергія хаотичного руху ядер перевищувала потенційну енергію їхнього електростатичного відштовхування при зіткненні. Тільки в цьому випадку з'являється можливість злиття ядер.

В області малих масових чисел є гострі «піки» питомої енергії зв'язку. Максимуми характерні для ядер з парними та однаковими числами протонів та нейтронів (${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$), мінімуми – для ядер з непарними кількостями протонів та нейтронів (${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$).

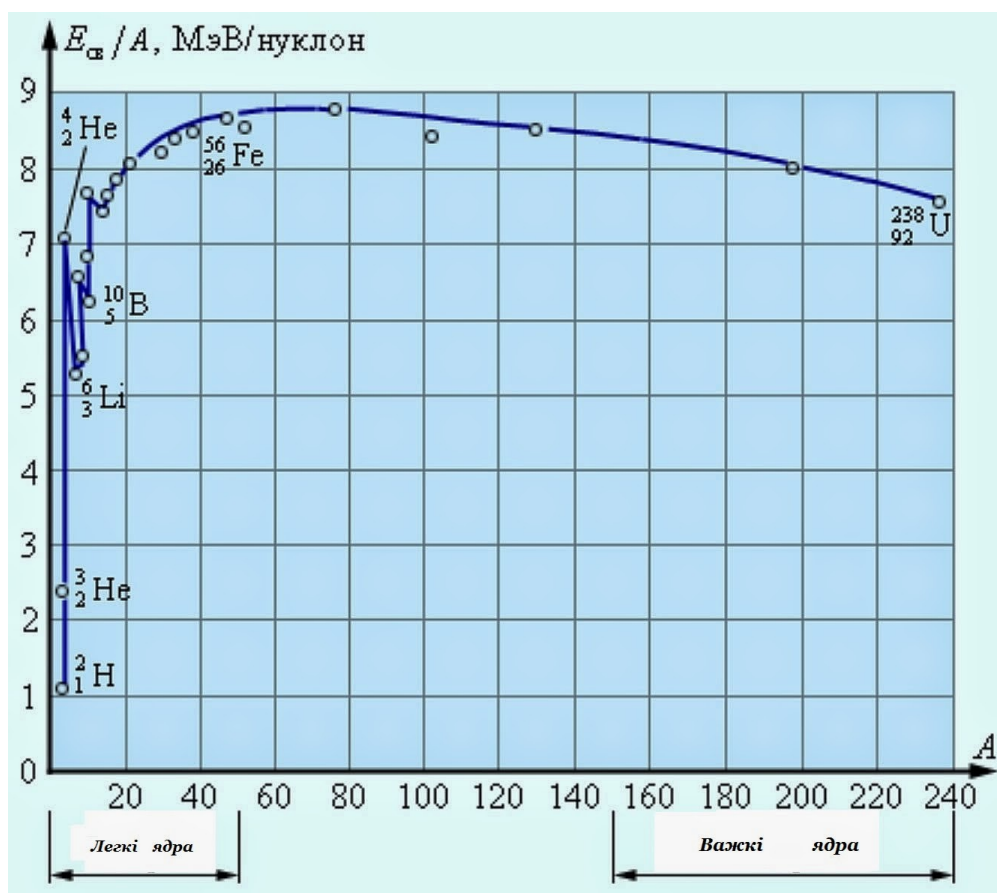


Рис. 1.2. Залежність питомої енергії зв'язку атомних ядер від їх масового числа.

Ділення важких ядер з виділенням енергії використовується на АЕС та в ядерному боєприпасі.

1.2. Явище радіоактивності. Основний закон радіоактивного розпаду

Критерієм стійкості атомних ядер є співвідношення між числом протонів та нейтронів. Зі зростанням Z сили кулонівського відштовхування протонів різко зростають. Для компенсації цього відштовхування ядерним притягання кількість нейтронів має зростати швидше за кількість протонів.

Незважаючи на те, що чим більше масове число, тим вища доля нейтронів в ядрі, ядра важких елементів стають менш стійкими. Тому у ядер атомів хімічних елементів, розташованих за свинцем в періодичній системі Менделєєва, спостерігається процес природного розпаду.

Радіоактивність ізотопів, що існують у природних умовах, називається природною. Радіоактивність ізотопів, одержаних за допомогою ядерних реакцій, називається штучною.

Речовина є радіоактивною, якщо вона містить радіонукліди. Під радіонуклідом розуміють радіоактивне ядро з притаманними йому Z та A .

Розпад великої кількості ядер будь-якої радіоактивної речовини підпорядковується статистичному закону, в якому враховується, що розпад

ядра є випадковою подією, яка має певну ймовірність. Якщо в початковий момент часу t_0 в речовині містилося N_0 радіоактивних ядер, то через час t їх число стане рівним:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.11)$$

де N_0 - кількість ядер у даному об'ємі речовини в момент часу $t = 0$;

N - кількість ядер у тому ж об'ємі речовини в момент часу t ;

λ – постійна радіоактивного розпаду.

Постійна λ має сенс ймовірності розпаду ядер за одиницю часу. Це відношення частки ядер dN/N , що розпадаються за інтервал часу dt , до цього інтервалу часу:

$$\lambda = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \quad (1.12)$$

Постійна радіоактивного розпаду показує середній час життя радіоактивного ядра, що оцінюється виразом:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.13)$$

де τ - тривалість життя радіонукліду.

Для характеристики стійкості ядер щодо розпаду користуються поняттям періоду напіврозпаду $T_{1/2}$. Він дорівнює часу, протягом якого вихідна кількість ядер цієї речовини розпадається наполовину, тобто $N = \frac{1}{2} N_0$.

Зв'язок між $T_{1/2}$ і λ випливає з виразу (1.11). Якщо $e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{1}{2}$, то

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (1.14)$$

Періоди напіврозпаду у різних радіонуклідів можуть бути дуже різними - від долей секунди до сотень і тисяч років. Очевидно, через час $T_{1/2}$, $2T_{1/2}$, $3T_{1/2}$, $4T_{1/2}$ і т.д. залишатиметься, відповідно, $1/2$, $1/4$, $1/8$, $1/16$ частина радіонуклідів від початкового N_0 .

Процес радіоактивного розпаду супроводжується виділенням енергії та протіканням інших процесів у речовині. При цьому виконуються закони збереження енергії, електричного заряду та інші закони природи.

Число розпадів ядер цієї речовини в одиницю часу характеризує активність речовини. Відповідно до виразу (1.11) активність визначається величиною

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 e^{-\lambda t}, \text{ або } A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1.15)$$

де $A_0 = N_0 \lambda$ - радіоактивність речовини у початковий момент часу.

З порівняння виразів (1.11) і (1.15) випливає, що активність речовини з часом зменшується за законом радіоактивного розпаду, але будь-якої миті часу її рівень істотно залежить від початкової активності:

$$A_0 = N_0 \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_0 = \frac{0,693}{T_{1/2}} N_0 \quad (1.16)$$

Початкова активність у свою чергу визначається початковим вмістом радіонуклідів N_0 та періодом напіврозпаду $T_{1/2}$. При великому значенні періоду напіврозпаду $T_{1/2}$ спад активності речовини відбувається повільно, а при малому значенні $T_{1/2}$ - навпаки, швидко. Разом з тим, при тому самому значенні N_0 початкова активність при малому значенні $T_{1/2}$ вище, ніж при великому значенні.

За одиницю виміру активності у системі СІ прийнято беккерель (Бк). Це активність даної кількості речовини, якщо в ній за секунду відбувається розпад одного радіонукліду. Ця одиниця активності мала, тому використовуються кратні їй одиниці – кілобеккерель (кБк) чи мегабеккерель (МБк). Часто використовується позасистемна одиниця активності – кюрі (Ки). Таку активність має один грам радію, в якому за одну секунду відбувається $3,7 \cdot 10^{10}$ розпадів. Це велика одиниця, тому практично застосовують менші одиниці – мілікюрі (мКи) і мікрोकюрі (мкКи). Взаємозв'язок між одиницями радіоактивності:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк};$$

$$1 \text{ мКи} = 37 \text{ МБк};$$

$$1 \text{ мкКи} = 37 \text{ кБк}.$$

РОЗДІЛ 2. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

2.1. Іонізуюче випромінювання та його види

Іонізуючим випромінюванням називається випромінювання, взаємодія якого з речовиною призводить до іонізації її атомів і молекул. Іонізуючі випромінювання зазвичай класифікують за критеріями, що враховують природу випромінювання та його здатність проходження крізь речовину.

Виходячи з природи іонізуючих випромінювань, їх можна розділити на дві групи:

- **корпускулярні випромінювання.** До них належать усі заряджені та нейтральні частинки з масою спокою, що не дорівнює нулю.

- **електромагнітні випромінювання:** фотони (кванти) гамма (γ) і рентгенівського (X) випромінювання. Всі електромагнітні випромінювання мають нульову масу спокою.

За механізмами взаємодії з речовиною іонізуючі випромінювання можна розділити на чотири групи:

1. важкі заряджені частинки;
2. легкі заряджені частинки.
3. фотони (кванти) γ - і X-випромінювання, що мають нульову масу спокою.
4. нейтрони.

Різниця між легкими і важкими зарядженими частинками визначається відношенням їхньої маси спокою частинки до маси спокою електрона. Легкими зарядженими частинками є β -частинки, що являють собою електрони і позитрони; вони мають однакову масу і несуть одиночні заряди протилежного знака. Заряд електрона і позитрона становить -1 і $+1$, відповідно.

До важких заряджених частинок відносять протони, дейтрони, тритони, α -частинки, уламки ділення, будь-які легкі й важкі іони та їхні ядра, а також мюони, маса спокою яких у 207 разів перевищує масу електронів.

За своїм складом випромінювання може бути однорідним і змішаним. **Однорідним випромінюванням** називається випромінювання, що складається з частинок одного виду. **Змішане випромінювання** складається з частинок різного виду.

Моноенергетичне іонізуюче випромінювання являє собою іонізуюче випромінювання, що складається з частинок одного виду, які мають однакову кінетичну енергію.

Залежно від характеру поширення в просторі розрізняють **направлене і ненаправлене** іонізуюче випромінювання. Направленим називають випромінювання з виділеним напрямком поширення. При відсутності переважаючого напрямку поширення випромінювання називають **ізотропним**.

Наявність електричного заряду в заряджених частинок викликає їхню кулонівську взаємодію з орбітальними електронами атомів, що іонізуються при проходженні цих частинок через речовину. З цієї причини заряджені частинки відносять до **безпосередньо іонізуючого** випромінювання.

Нейтрони і фотони не можуть безпосередньо здійснювати іонізацію, тому що вони електрично нейтральні, проте в результаті їхньої взаємодії з речовиною виникає **вторинне випромінювання** у вигляді заряджених частинок. Тому нейтрони, а також γ - і X- випромінювання називають **непрямим** іонізуючим випромінюванням.

2.2. Поле іонізуючого випромінювання

Для опису процесу взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною вводиться поняття поля іонізуючого випромінювання. Під полем випромінювання розуміють просторово-часове та енергетичне розподілення випромінювання в розглянутому середовищі.

Інформація про поле випромінювання задається розподіленням частинок у просторі та в часі за їхньою енергією. Це означає, що для повного уявлення про поле випромінювання необхідно вказати, скільки частинок, з

якою енергією і в якому напрямі приходить у будь-яку точку речовини в кожен момент часу.

Процес взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною має ймовірнісний характер, тобто за своєю суттю цей процес є стохастичним, оскільки він контролюється фундаментальними законами квантової механіки та статистичною природою взаємодій іонізуючих частинок з орбітальними електронами та ядрами атомів, які описуються в рамках теорії ймовірностей і статистики.

Значення характеристик поля іонізуючого випромінювання в будь-якій точці простору, наприклад у точці P , визначається числом елементарних частинок у цій точці. Однак точка, як математичне поняття, не має поперечних розмірів, отже, ймовірність проходження елементарної частинки точно через цю точку дорівнює нулю. Тому для кількісного опису поля необхідно ввести навколо точки P деякий об'єм ненульових розмірів, який характеризується певною масою m . Доцільно, щоб такий об'єм мав форму сфери (Рис. 2.1), оскільки тільки сфера має однаковий поперечний переріз, незалежно від його орієнтації.

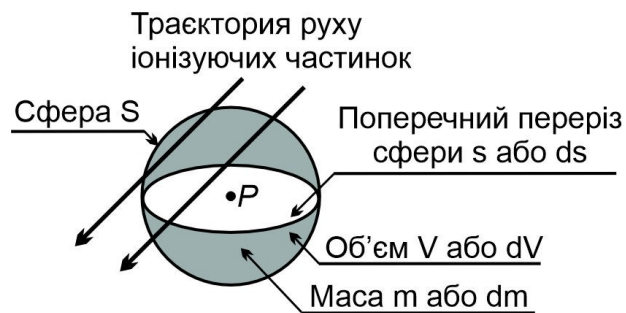


Рис. 2.1. Опис поля іонізуючого випромінювання за допомогою числа частинок, що проникають в елементарну сферу S об'ємом V (або dV) і масою m або dm та проходять через поверхню s або ds .

Поле випромінювання в межах об'єму елементарної сфери слід вважати однаковим. Розмір цієї сфери залежить від типу фізичної величини, що використовується для опису поля іонізуючого випромінювання, а саме того, чи є дана характеристика стохастичною, тобто такою, яка описується в термінах теорії ймовірностей і статистики, або нестохастичною. Процес взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною може описуватися за допомогою стохастичних або нестохастичних характеристик залежно від поставленого завдання. Їхні відмінні риси наведено нижче.

Стохастична характеристика:

- ✓ Значення стохастичної характеристики є випадковими і тому не можуть бути точно передбаченими. Ймовірність появи будь-якого конкретного значення визначається ймовірнісним розподіленням.
- ✓ Стохастична характеристика визначається тільки для кінцевої, а не для нескінченно малої області. Її значення в просторі та в часі змінюються стрибкоподібно, тому не має сенсу говорити про її градієнт або швидкість зміни.
- ✓ В принципі, значення стохастичної характеристики можуть бути виміряні з малою похибкою.
- ✓ Очікуване значення N_e стохастичної характеристики, що реєструється в одному вимірюванні, є середнім значенням $\bar{N}$ виміряних значень N при умові, що число вимірювань є нескінченним, тобто $\bar{N} \rightarrow N_e$ при $n \rightarrow \infty$.

Нестохастична характеристика:

- ✓ За заданих умов значення нестохастичної характеристики, в принципі, може бути передбачене за допомогою розрахунків.
- ✓ Нестохастична характеристика являє собою, взагалі кажучи, «точкову функцію», яка визначається для нескінченно малих об'ємів. Отже, ця характеристика є безперервною і диференційованою функцією простору і часу. Це означає, що можна говорити про просторовий градієнт і швидкість зміни нестохастичної характеристики.
- ✓ Значення нестохастичної характеристики співпадає або базується на очікуваному значенні стохастичної характеристики, якщо такий зв'язок між ними існує. Хоча наявність такого зв'язку зовсім не обов'язкова, однак в разі іонізуючих випромінювань він безумовно існує.

Таким чином, якщо поле описується за допомогою стохастичних характеристик, то об'єм елементарної сфери, що оточує точку Р, може бути досить малим, але обов'язково скінченним. Якщо ж поле описується за допомогою нестохастичних характеристик, то цей об'єм може бути нескінченно малим (dV). Ці ж міркування стосуються площі поперечного перерізу (ds), маси речовини (dm), що міститься в цьому об'ємі, і часу опромінення (dt).

2.3. Інтегральні та диференціальні характеристики поля іонізуючого випромінювання

Поле іонізуючого випромінювання описується набором **інтегральних і диференціальних** характеристик. Перші з них залежать від просторових координат, а другі - від енергії та/або напрямку руху частинок.

Нижче перелічено **інтегральні характеристики поля** іонізуючого випромінювання.

Потік іонізуючих частинок $F(r)$ - відношення числа іонізуючих частинок dN , що проникають в об'єм елементарної сфери з центром у точці P за інтервал часу dt , до цього інтервалу dt :

$$dF = \frac{dN}{dt} \quad (2.1)$$

Потік енергії іонізуючих частинок $\psi(r)$ - відношення енергії іонізуючих частинок dE , що проникають за інтервал часу dt в елементарну сферу з центром у точці P , до інтервалу часу dt :

$$\dot{\psi} = \frac{dE}{dt} \quad (2.2)$$

Густина потоку іонізуючих частинок $\phi(r)$ - відношення числа іонізуючих частинок dN , що проникають за інтервал часу dt в елементарну сферу з центром у точці P та площею центрального перерізу ds , до інтервалу часу dt та площі центрального перерізу ds елементарної сфери:

$$\dot{\phi} = \frac{dN}{ds dt} = \frac{dF}{ds} \quad (2.3)$$

Густина потоку енергії іонізуючих частинок (інтенсивність) $I(r)$ - відношення енергії іонізуючих часток dE , що проникають за інтервал часу dt в елементарну сферу з центром у точці P та площею центрального перерізу ds , до інтервалу часу dt та площі центрального перерізу ds елементарної сфери:

$$I = \frac{dE}{ds dt} \quad (2.4)$$

Флюенс іонізуючих частинок $\Phi(r)$ - відношення числа іонізуючих частинок dN , що проникають за інтервал часу dt в об'єм елементарної сфери з центром у точці P і площею центрального перерізу ds , до площі центрального перерізу:

$$\dot{\phi} = \frac{dN}{ds} \quad (2.5)$$

Ця характеристика відповідає проінтегрованій за деяким певним інтервалом часу густині потоку іонізуючих частинок $\phi(r)$.

Флюенс енергії іонізуючих частинок $\Phi_E(r)$ - відношення сумарної енергії dE (за винятком енергії спокою) всіх іонізуючих частинок, що проникають в об'єм елементарної сфери з центром у точці P і площею центрального перерізу ds , до площі центрального перерізу ds цієї сфери:

$$\square_E = \frac{dE}{ds} \quad (2.6)$$

Вказані вище характеристики поля іонізуючих випромінювань - потік, флюенс, густина потоку та інтенсивність випромінювання являють собою позитивні скалярні величини. У наведеному вище вигляді ці характеристики поля є інтегральними і не дають уявлення про енергетичний і кутовий розподіли випромінювання.

Більш детально описати поле випромінювання дають можна за допомогою **диференціальних характеристик**. Розглянемо поширення випромінювання в околі точки простору P , що визначається радіус-вектором $\vec{r}$, у межах тілесного кута $d\Omega$ у напрямі одиничного вектора $\vec{\Omega}$, який задається плоскими кутами θ і φ (Рис. 1.2).

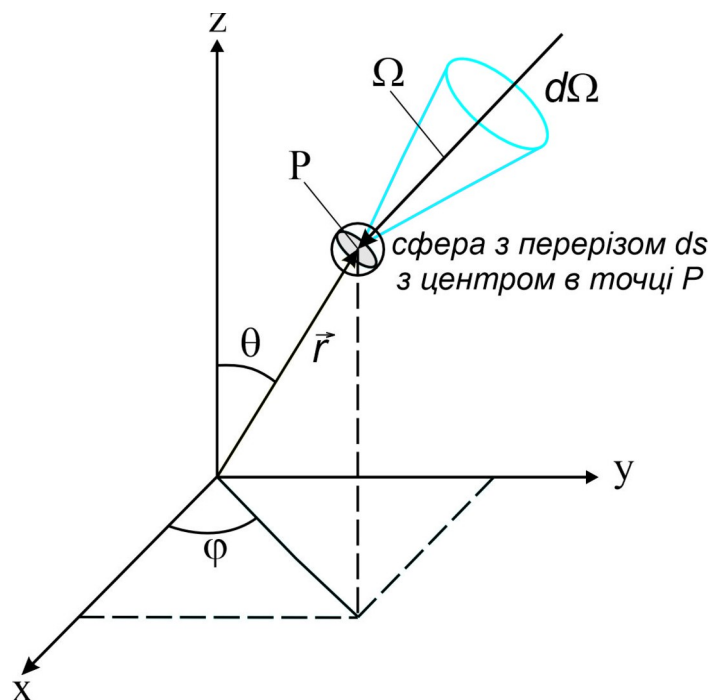


Рис. 2.2. Для визначення диференціальних характеристик поля випромінювання.

Припустимо, що $\Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)$ являє собою число частинок випромінювання виду i , що мають енергію в межах від E до $E+dE$ і перетинають одиничну площадку, яка розташована перпендикулярно до напрямку одиничного вектора $\vec{\Omega}$. Функція $\Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)$ виражає диференціальний енергетичний і кутовий розподіл флюенсу частинок в околі точки простору P . Після інтегрування цієї функції, отримуємо енергетичний розподіл флюенсу частинок:

$$(\vec{r}, E) = \int \int \Phi_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi) d\Omega dE \quad (2.7)$$

Знаючи співвідношення між флюенсом і густиною потоку частинок, можна виразити розподіл густини потоку частинок іонізуючого випромінювання за енергіями:

$$\square_N(\vec{r}, E) = \iint_{\theta, \varphi} \frac{d\square_i(\vec{r}, E, \theta, \varphi)}{dt} d\Omega \quad (2.8)$$

де t - час.

Формули (2.7) і (2.8) описують розподіл частинок у точці P (Рис. 2.2) за енергіями. Функції $(\vec{r}, E, t)$ і $\square_N(\vec{r}, E)$ являють собою енергетичний спектр випромінювання. Якщо дані функції визначені не тільки для фіксованої точки P при певному значенні радіус-вектора $\vec{r}$, але й для різних точок простору так, що $\vec{r}$ виступає як незалежна змінна, то ці функції виражають просторово-енергетичний розподіл випромінювання. Функція $\Phi(\vec{r}, E, \theta, \varphi)$ характеризує просторовий ($\vec{r}$), енергетичний (E) і кутовий (θ, φ) розподіл випромінювання.

2.4 Фундаментальні взаємодії, що контролюють процеси проходження іонізуючого випромінювання в речовині

Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною є вкрай складним процесом. Частинки іонізуючого випромінювання стикаються з електронами атомів речовини, розсіюються кулонівськими полями ядер, а, маючи досить високі енергії, викликають у речовині різноманітні ядерні реакції, а також різноманітні вторинні ефекти. Зокрема, пучок високо-енергетичних електронів породжує потужний потік вторинних квантів рентгенівського випромінювання, який необхідно враховувати, наприклад, при розрахунку радіаційного захисту.

Але незважаючи на всю свою складність, процеси взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною все ж таки піддаються математичному опису, і цілу низку найважливіших фізичних величин, що характеризують ці процеси, вдається досить точно розрахувати або хоча б оцінити. Цьому сприяє той факт, що всі процеси взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною підкоряються фундаментальним взаємодіям, які є основними (фундаментальними) силами природи, що діють між усіма частинками і об'єктами у всьому Всесвіті. В природі існує чотири фундаментальні взаємодії, які характеризуються такими властивостями:

Гравітаційна взаємодія - це притягання між усіма об'єктами, що мають масу; вона є найслабшою з усіх фундаментальних взаємодій, але діє на нескінченній відстані та відповідає за явище гравітації.

Електромагнітна взаємодія - це взаємодія між зарядженими частинками; вона має нескінченний радіус дії, але слабшає з відстанню за законом зворотних квадратів. Електромагнітна взаємодія відповідає за такі явища, як світло, електрика і магнетизм.

Сильна взаємодія - найпотужніша з усіх фундаментальних сил; вона проявляється тільки на дуже малих відстанях, зіставних з розміром атомного ядра. Сильна взаємодія утримує нейтрони і протони в ядрі атома, незважаючи на позитивний заряд протонів, які повинні відштовхуватися один від одного через їхню електромагнітну взаємодію.

Слабка взаємодія на шість порядків менша за сильну взаємодію і відповідає за процеси, під час яких елементарні частинки можуть змінювати свій тип, наприклад, нейтрон перетворюється на протон. Слабка взаємодія відіграє ключову роль у ядерних реакціях, таких як бета-розпад, а також проявляється при взаємодії нейтрино з атомними ядрами і електронами речовини. Слабка взаємодія діє на малих відстанях, що становлять близько 0,1% від діаметра протона.

Взаємодію конкретного виду іонізуючого випромінювання (нейтрони, фотони, заряджені частинки) класифікують за типом фундаментальних сил і за тими частинками речовини, з якими відбувається взаємодія, тобто за мішенями. Такими мішенями є електрони, ядра або атоми речовини в цілому. Той факт, що енергія налітаючих частинок іонізуючого випромінювання, значно перевершує енергію зв'язку електронів в атомах речовини, часто дає змогу нехтувати енергією зв'язку електронів з ядрами, тобто розглядати орбітальні електрони як вільні в момент їхнього зіткнення з налітаючою частинкою. Якщо цим знехтувати не можна, то взаємодію електронів з ядрами можна з прийнятною точністю врахувати, вважаючи, що кожен електрон має енергію зв'язку, яка дорівнює середньому іонізаційному потенціалу. Крім того, можливі також додаткові досить реалістичні спрощувальні припущення, справедливі для окремих конкретних процесів.

Як згадувалося вище, найінтенсивнішою є **сильна взаємодія**. Вона проявляється в ядерних реакціях, які супроводжуються захопленням ядрами (мішенями) одних частинок і утворенням інших; ця взаємодія здійснюється під час проходження крізь речовину протонів, нейтронів та атомних ядер.

Другою за інтенсивністю є **електромагнітна взаємодія** іонізуючого випромінювання з речовиною; вона на два порядки менша за сильну взаємодію. При проходженні заряджених частинок і γ -квантів крізь речовину **електромагнітна взаємодія** відіграє основну роль. Слід зазначити, що у більшості випадків ядерні взаємодії грають невелику роль через короткодію

ядерних сил, а також через те, що електронів у речовині набагато більше, ніж ядер.

Внесок *гравітаційної взаємодії* в процес взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною зазвичай не розглядають, оскільки він незначний через надзвичайно малу масу частинок.

Процеси сильної взаємодії є швидко протікаючими з характерним часом порядку 10^{-23} секунд. Електромагнітні взаємодії поширюються зі швидкістю світла і можуть проявлятися в різних процесах у часових шкалах від фемтосекунд (10^{-15} с) до секунд; їхнє поширення на великі відстані відбувається миттєво, а інтенсивність зменшується обернено пропорційно квадрату відстані між взаємодіючими частинками. Слабкі взаємодії є ще більш повільними і протікають за часи порядку 10^{-9} секунд. Сильні та слабкі взаємодії здійснюються тільки на коротких відстанях, радіус дії кожної з них становить приблизно 10^{-13} см (1 фермі), і $2 \cdot 10^{-16}$ см ($2 \cdot 10^{-3}$ фермі), відповідно.

Багато фізичних величин, що визначають процес проходження іонізуючого випромінювання через речовину, не піддаються точному розрахунку через складність його механізму. Такі величини знаходять емпірично, але навіть у цьому випадку необхідно хоча б якісно зрозуміти основний механізм процесу, щоб знати, які саме експериментальні характеристики треба визначити, щоб отримати потрібну інформацію щодо цього процесу.

У наступних параграфах буде показано, що процес взаємодії з речовиною залежить від виду іонізуючого випромінювання, його енергії та від фізико-хімічних властивостей самої речовини.

2.5. Види взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною

Проходження іонізуючого випромінювання через речовину можна розглядати як послідовність актів зіткнення високо енергетичних частинок з атомами або ядрами речовини. Це означає, що під час проходження через речовину іонізуюче випромінювання частково або повністю втрачає свою енергію, передаючи її атомам або ядрам речовини. В цілому взаємодію іонізуючого випромінювання з речовиною можна розділити на пружну і непружну.

Пружна взаємодія (пружне розсіювання) - це процес взаємодії двох частинок, за якого їхня сумарна кінетична енергія до і після зіткнення не змінюється, а відбувається лише перерозподіл енергії між цими частинками, що призводить до зміни їх початкового руху. Таким чином, в результаті пружного зіткнення частинки змінюють напрямок свого руху, тобто розсіюються.

Непружна взаємодія (непружне розсіювання) є процесом, при якому частина кінетичної енергії частинок витрачається на 1) іонізацію і збудження атомів і молекул речовини, 2) на гальмівне випромінювання зарядженою частинкою, що рухається в електричному полі ядра, 3) на перетворення в інші частинки, 4) на народження нових частинок. Механізми непружної взаємодії залежать від виду і енергії частинок іонізуючого випромінювання.

Анігіляція (лат. *annihilatio* - повне знищення; “відміна”) - це процес перетворення частинки й античастинки під час їхнього зіткнення в якісь інші частинки, відмінні від вихідних. Найпоширенішим прикладом цього процесу є електрон-позитронна анігіляція. Коли позитрон дуже близько підходить до електрона, вони анігілюють. При низьких і середніх енергіях у процесі електрон-позитронної анігіляції утворюються тільки фотони, тоді як при високих енергіях можуть утворюватися також інші частинки, такі як Z-бозони.

Анігіляція електронів і позитронів з низькою енергією призводить до народження двох фотонів. Відповідно до закону збереження імпульсу, сумарний імпульс випущених фотонів має дорівнювати сумарному імпульсу електрона і позитрона. Якщо електрон і позитрон рухаються в протилежних напрямках із однаковими кінетичними енергіями або перебувають перед анігіляцією у стані спокою, то їхній сумарний імпульс до зіткнення дорівнюватиме нулю. Це означає, що після анігіляції повний імпульс також має дорівнювати нулю. Але один фотон не може забезпечити нульовий сумарний імпульс і, тому, має виникнути щонайменше два фотони.

З припущення, що сумарний імпульс електрона і позитрона перед зіткненням дорівнював нулю, а в результаті їхньої анігіляції виникли два фотони з однаковою енергією, випливає, що фотони мають рухатися в протилежних напрямках, щоб забезпечити умову виконання закону збереження імпульсу.

Енергію фотонів, що утворилися, можна визначити, виходячи із закону збереження енергії. Повна енергія частинки являє собою суму її кінетичної енергії та енергії маси спокою:

$$E = E_k + m_0 c^2 \quad (2.9)$$

де E_k - кінетична енергія, m_0 - маса спокою, c - швидкість світла, $m_0 c^2$ - енергія маси спокою, яка для електрона та позитрона є однаковою.

Тоді сумарна енергія електрона і позитрона дорівнюватиме:

$$E_{total} = E_e + E_{e^{+}} = E_{k(e)} + m_0 c^2 + E_{k(e^{+})} + m_0 c^2 \quad (2.10)$$

Якщо частинки до анігіляції перебували в стані спокою, то їхні кінетичні енергії дорівнюють нулю, і, отже, повна енергія до зіткнення становить:

$$E_{total} = 2m_0c^2 = 2511 \text{ кэВ} \quad (2.11)$$

Таким чином, у результаті електрон-позитронної анігіляції виникають два фотони з енергією 511 кеВ, які рухаються в протилежних напрямках (Рис. 1.3).

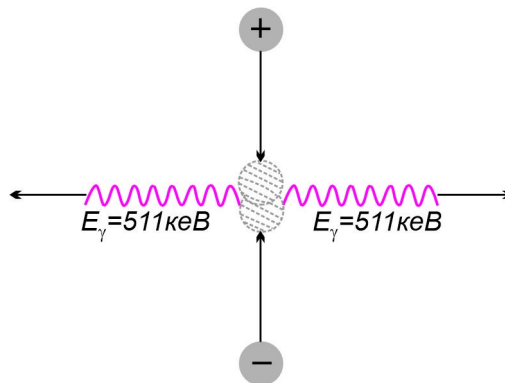


Рис. 2.3. Схема процесу електрон-позитронної анігіляції з народженням двох фотонів. Для забезпечення законів збереження енергії та імпульсу, кожен із цих фотонів повинен мати енергію 511 кеВ і рухатися назустріч один одному.

2.6. Перерізи взаємодій

З огляду на статистичну природу взаємодії випромінювання з речовиною для кількісного опису цього процесу зручно користуватися поняттями, що мають імовірнісний характер. Основоположним при цьому є поняття **перерізу взаємодії (поперечний переріз)**, що характеризує імовірність протікання того чи іншого процесу взаємодії.

Нехай у певну точку простору, де якимось джерелом створюється поле випромінювання з густиною потоку частинок φ , поміщається n_a атомів якогось елемента. Якщо припустити, що повне число частинок, які взаємодіють з цими атомами в одиницю часу, дорівнює n , то **перерізом взаємодії** називатиметься відношення:

$$\sigma = \frac{n}{n_a \varphi} \quad (2.12)$$

де n - повне число іонізуючих частинок, що взаємодіють з Δn_a атомами речовини в одиницю часу; φ - густина потоку частинок іонізуючої речовини, Δn_a - число атомів будь-якого елемента.

Часто σ називають **ефективним перерізом взаємодії**. Перетин взаємодії має розмірність квадрата довжини. Одиницею вимірювання перерізу взаємодії в СІ є квадратний метр, але оскільки розміри атома малі, то на практиці часто використовується позасистемна одиниця виміру - барн ($1\text{барн} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2$). Здебільшого значення перерізів наводять у барнах, а формули для них - у квадратних метрах.

За своїм значенням переріз являє собою міру імовірності взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною і характеризує імовірність переходу системи частинок в результаті їхнього пружного або непружного розсіювання в певний кінцевий стан.

Щоб у цьому переконатися, помістимо на шляху направленого пучка іонізуючих частинок із густиною потоку ϕ зразок речовини у вигляді циліндра довжиною dl і площею основи S так, щоб частинки падали перпендикулярно на основу циліндра.

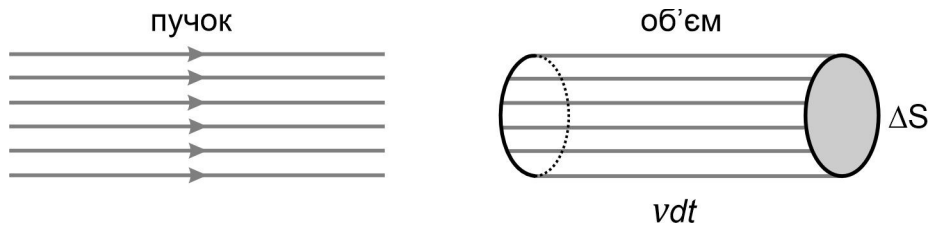


Рис. 2.4. Для розрахунку ефективного перерізу взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною.

Якщо в одиниці об'єму даної речовини міститься n_a атомів, то з урахуванням перерізу взаємодії (2.12) повне число взаємодій в зразку об'ємом dV за одиницю часу, дорівнює:

$$dN = n_a dV \quad (2.13)$$

Тоді імовірність взаємодії для однієї частинки при проходженні шляху dl у даній речовині можна представити у вигляді:

$$dW = \frac{dN}{s} = \frac{n_a s dl}{s} = n_a dl \quad (2.14)$$

Якщо у формулі (2.14) n_a і dl прирівняти до одиниці, то виявляється, що імовірність взаємодії чисельно співпадає з перерізом. Це означає, що перетин взаємодії чисельно дорівнює імовірності взаємодії іонізуючої частинки з атомом на шляху в речовині, довжина якого дорівнює одиниці, а одиничний об'єм цієї речовини містить один атом.

При немеханічних взаємодіях площа поперечного перерізу, що характеризує ймовірність конкретного процесу, може бути, як більшою за

геометричну площу (кулонівська взаємодія), так і меншою за неї (слабка взаємодія).

Крім перерізу взаємодії, віднесеним до одного атома, використовуються перерізу, віднесеного до одного електрона σ_e . Повний переріз взаємодії є сумою парціальних перерізів, що відповідають різним процесам (пружне і непружне розсіювання, ділення, ядерні реакції і т.п.). Ці парціальні процеси для тих ядер, які не діляться, часто об'єднують у дві групи: розсіювання і поглинання. Відповідно до такого групування повний переріз дорівнює:

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a \quad (2.15)$$

де σ_s - переріз розсіювання, а σ_a - переріз поглинання.

У свою чергу, переріз розсіювання ділиться на переріз пружного розсіювання σ_{el} , при якому сума кінетичних енергій частинок до і після взаємодії залишається незмінною, і переріз непружного розсіювання, при якому ця сума не зберігається, оскільки частина енергії йде на збудження ядер. Таким чином, переріз розсіювання може бути представлено у вигляді:

$$\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_i \quad (2.16)$$

Перерізи типу (2.15) і (2.16) описують імовірність окремих процесів взаємодії, але не характеризують енергетичні та кутові розподілення частинок після актів взаємодії.

У разі пружного розсіювання пучка частинок на деякому центрі, використовується така характеристика, як диференціальний переріз розсіювання $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, що характеризує ймовірність розсіювання частинок у певний тілесний кут $d\Omega$. Він дорівнює відношенню числа частинок, розсіяних за одиницю часу в одиницю тілесного кута, до густини потоку падаючих частинок. Інтегрування за повним тілесним кутом дає повний поперечний переріз для розсіювання на будь-які кути:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.17)$$

При наявності непружних взаємодій повний переріз складається з перерізу для пружних і непружних розсіювань. Для кожного типу непружних взаємодій може бути введено окремий поперечний переріз.

Усі перерізи нормовані на взаємодію з мікроскопічним об'єктом (атомом, електроном або ядром), тому їх часто називають мікроскопічними перерізами. В силу адитивності ймовірностей взаємодії на окремих атомах, при проходженні іонізуючого випромінювання через конкретну речовину, ймовірність взаємодії дорівнюватиме:

$$W = n_a \quad (2.18)$$

Цю ймовірність W називають макроскопічним перерізом взаємодії й позначають Σ . У разі взаємодії фотонів із речовиною макроскопічний переріз взаємодії називають лінійним коефіцієнтом ослаблення й позначають μ . Характеристики Σ і μ в системі СІ мають розмірність m^{-1} .

Поряд із лінійним коефіцієнтом ослаблення на практиці часто застосовується масовий коефіцієнт ослаблення:

$$\kappa_m = \frac{\Sigma}{\rho} \quad (2.19)$$

де ρ - густина речовини.

Макроскопічні перерізи взаємодії, так само як і мікроскопічні, поділяють на інтегральні та диференціальні. Фізичний сенс і позначення макроскопічних і мікроскопічних диференціальних перерізів є аналогічними.

Слід зазначити, що переріз взаємодії відрізняється від геометричного перерізу мішені (атома, ядра, електрона і т. п.), і ця відмінність багато в чому залежить від типу взаємодії між частинками. У ядерній фізиці трапляються приклади, коли ефективний переріз процесу помітно більший, ніж геометричний переріз ядра. Наприклад, переріз захоплення повільного нейтрона ядром ізотопу ^{10}B перевищує геометричний переріз ядра в десятки тисяч разів. Якщо радіус ядра більший, ніж довжина хвилі де Бройля налітаючої частинки, що відповідає високій енергії останньої, то максимальний переріз визначається геометричними розмірами ядра (πR^2). В області малих енергій частинки максимальний переріз, навпаки, визначається довжиною хвилі де Бройля. Реальні значення перерізів можуть бути набагато меншими за максимальні, вони залежать від багатьох факторів - енергії налітаючих частинок, типу реакції, орієнтації спінів частинок тощо.

2.7. Механізми взаємодії заряджених частинок із речовиною

Взаємодія заряджених частинок із речовиною обумовлена переважно електромагнітною взаємодією, при якій кожна з цих частинок за допомогою свого кулонівського електричного поля взаємодіє з полем орбітальних електронів або ядер атомів речовини, втрачаючи при цьому свою кінетичну енергію. Імовірність проходження зарядженої частинки через шар речовини без будь-якої взаємодії дорівнює нулю. В результаті взаємодії з речовиною заряджена частинка втрачає енергію, сповільнюючись до теплової енергії, яка відповідає енергії навколишніх атомів, і далі, якщо частинка несе позитивний заряд, то вона захоплює електрони і перетворюється на атом (або іон), а якщо негативний заряд, то вона залишається в речовині і дифундує в ній.

Існує кілька механізмів взаємодії заряджених частинок із речовиною:

- ✓ Пружне розсіювання в кулонівському полі атомів або ядер, що призводить до зміни напрямку руху частинок.
- ✓ Непружне розсіювання на орбітальних електронах, результатом якого є збудження та іонізація атомів.
- ✓ Гальмівне випромінювання.
- ✓ Випромінювання Вавілова-Черенкова.
- ✓ Перехідне випромінювання.
- ✓ Непружне розсіювання на ядрах атомів, що призводять до розсіювання частинок, збудження ядер і народження нових частинок у результаті ядерних реакцій.

У кожному акті взаємодії заряджена частинка втрачає лише невелику частину своєї кінетичної енергії, але в міру свого просування в речовині, ця втрата енергії зростає, і частинка поступово сповільнюється. Частинка з енергією 1 МеВ, наприклад, зазнає приблизно 10^5 зіткнень, перш ніж її кінетична енергія зменшиться до теплової.

Імовірність реалізації того чи іншого механізму взаємодії зарядженої частинки з речовиною залежить від того, наскільки розмір атома речовини **a** співвідноситься з розміром прицільного параметра **b**, що являє собою відстань по перпендикуляру між траєкторією зарядженої частинки та ядром атома (Рис. 2.5).

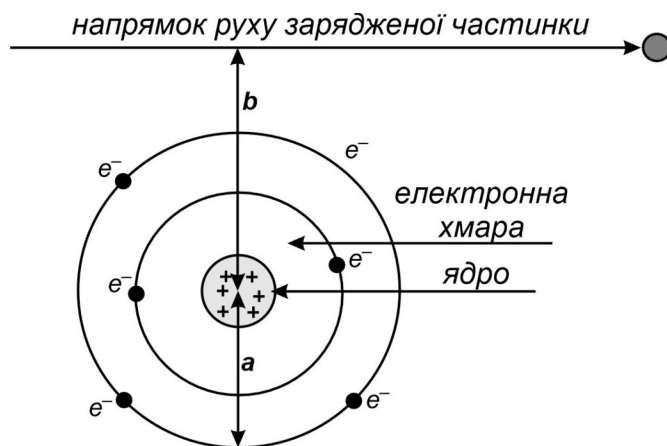


Рис. 2.5. Визначення прицільного параметра.

2.7.1. М'які (або далекі) зіткнення ($b \gg a$)

Якщо траєкторія зарядженої частинки проходить на значній відстані від атома ($b \gg a$), то кулонівське поле зарядженої частинки діє на весь атом. В результаті атом може бути тимчасово поляризований або переведений у збуджений стан, в якому валентний електрон посідає більш високий

енергетичний рівень. У деяких випадках атом може випустити електрон, що перебуває на валентній орбіті.

При такому зіткненні заряджена частинка передає атому зовсім невелику кількість енергії, близько декількох еВ. Такі взаємодії називаються далекими або м'якими. Великі значення b набагато більш імовірні, ніж ті, що мають місце в разі прольоту частинки на близькій відстані від конкретного атома. Тому м'які зіткнення є найчисленнішими, і в них заряджені частинки втрачають у середньому половину своєї енергії.

За певних умов вельми мала частина енергії ($<0,1\%$), що витрачається зарядженою частинкою в м'яких зіткненнях на поляризацію атомів поглинаючої речовини може потім випромінюватися нею у вигляді когерентного блакитно-білого світла, що називається випромінюванням Вавілова-Черенкова.

2.7.2. Жорсткі (або близькі) зіткнення ($b \sim a$)

Якщо прицільний параметр можна порівняти з розмірами атома ($b \sim a$), то вірогідніше, що заряджена частинка буде взаємодіяти з одним електроном атома, ніж з атомом в цілому. Таке зіткнення називається близьким або жорстким і супроводжується передачею значної енергії атомному електрону, внаслідок чого цей електрон зможе залишити атом і переміститися від нього на досить велику відстань. Оскільки кінетична енергія, отримана електроном у такому зіткненні, є великою порівняно з енергією зв'язку орбітального електрона з ядром атома, то такий електрон, званий δ -електроном, можна розглядати як вільний. Слід зазначити, що δ -електрон має досить високу кінетичну енергію, яка розсіюється ним уздовж його треку, який називається «шпорою» і розташований окремо від треку первинної зарядженої частинки. Імовірність жорстких зіткнень залежить від спінових і квантово-механічних ефектів, а значить, і від природи зарядженої частинки.

Незважаючи на те, що жорсткі зіткнення не є численними в порівнянні з м'якими, долі енергії первинної частинки, що витрачаються на ці два процеси, загалом, можна порівняти. Якщо в результаті жорсткого зіткнення електрон вилітає з внутрішньої орбіти атома, то цей атом випромінює характеристичне рентгенівське випромінювання або електрони Оже, аналогічно до процесу, що виникає при вибиванні фотоном електрона з атома.

2.7.3. Кулонівська взаємодія із зовнішнім полем ядра ($b \ll a$)

Якщо прицільний параметр набагато менший за радіус атома, то кулонівська взаємодія зарядженої частинки відбувається, в основному, з ядром. Цей вид взаємодії найбільш важливий для електронів. Майже всі такі взаємодії, за винятком 2 - 3 %, є пружними, і тому не супроводжуються випусканням гальмівного випромінювання або збудженням ядра. Електрон при такій взаємодії втрачає незначну кількість енергії, задовольняючи вимозі закону збереження імпульсу. Таким чином, пружні зіткнення слід розглядати не стільки як механізм передачі енергії поглинаючій речовині (середовищу), скільки як причину, що визначає рух електронів у середовищі по дуже звивистих траєкторіях (особливо в середовищах із високим Z), а також зворотне розсіювання електронів від середовища, яке збільшується пропорційно Z^2 .

В інших 2 - 3 % випадків проходження електрона поблизу ядра має місце непружна радіаційна взаємодія, що супроводжується випусканням рентгенівського фотону. При цьому електрон відхиляється і сповільнюється у своєму русі, віддаючи значну частину своєї кінетичної енергії (до 100%) фотону. Рентгенівське випромінювання, що при цьому спостерігається, називається гальмівним випромінюванням, імовірність випускання якого сильно залежить від атомного номера середовища (пропорційно Z^2) і маси частинки (обернено пропорційно m^{-1}). З цього випливає, що генерація гальмівного випромінювання зарядженими частинками є практично значущою тільки для електронів і для середовищ із високим Z .

Якщо важка заряджена частинка має досить високу кінетичну енергію (понад 100 MeV), то у випадках, коли її прицільний параметр менший за радіус ядра мішені, то взаємодія цієї частинки з ядром може бути непружною. У цьому процесі первинна заряджена частинка взаємодіє з одним або кількома нуклонами ядра, передаючи їм у зіткненні свою кінетичну енергію. У результаті ядерні нуклони можуть бути випущені з ядра в процесі внутрішньоядерного каскаду. Ядро, що опинилося після цього в сильно збудженому стані, виходить з цього стану, випускаючи так звані випарні частинки (головним чином, нуклони з відносно низькою енергією) і γ -кванти.

Крім наведених вище взаємодій, для позитронів характерний ще один вид взаємодії, званий «анігіляція на льоту». У цьому процесі позитрон анігілює з електроном до своєї зупинки, тобто маючи ще певну кінетичну енергію. Ця енергія передається одному або обом анігіляційним γ -квантам, при цьому їхня енергія може перевершувати звичайні 0,511 MeV. Прийнято вважати, що середня доля кінетичної енергії позитрона, що витрачається на

цей тип радіаційних втрат, співставна з долею енергії, що йде на утворення гальмівного випромінювання.

2.8. Пружне розсіювання заряджених частинок

При пружному розсіюванні заряджена частинка взаємодіє з атомом речовини як з цілим і розсіюється в кулонівському полі ядра цього атома (мішені). Потенціал взаємодії залежить від відстані зближення частинки з ядром атома. Для аналізу і розрахунку траєкторії пружного розсіювання зарядженої частинки в речовині зазвичай використовують дві системи координат: лабораторну систему координат (ЛСК) і систему центру інерції (СЦІ).

ЛСК зазвичай вводять так, що її початок збігається з положенням атома, з яким взаємодіє частинка, а орієнтацію осей у ЛСК обирають у такий спосіб, що одна з них збігається з напрямком початкового руху частинки до її зіткнення з атомом, а дві інші визначають площину, перпендикулярну до її руху, і використовувалися для опису кутів розсіювання. Такий підхід дає змогу точніше описати процес розсіювання, оскільки орієнтація і напрямок руху частинки аналізуються відповідно до конкретного центру розсіювання.

В системі центру інерції (СЦІ) сумарний імпульс усіх взаємодіючих частинок дорівнює нулю. Це означає, що центр мас системи залишається в спокої або рухається рівномірно і прямолінійно. СЦІ та ЛСК взаємопов'язані через перетворення координат і кутів. Такий підхід дає можливість розглядати одне й те саме явище з різних точок зору, що забезпечує повне розуміння процесів зіткнення частинок і їхнього пружного розсіювання.

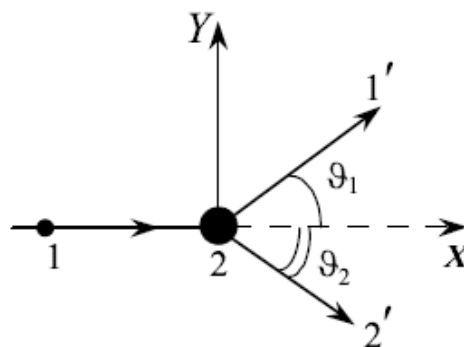


Рис. 2.6. Схема розсіювання в лабораторній системі координат: 1 - налітаюча частинка і 2 - атом речовини (мішень) до зіткнення; 1' - налітаюча частинка і 2' - атом речовини після зіткнення.

Для спрощення опису процесу пружного зіткнення частинок, що контролюються законами збереження імпульсу та енергії, зручніше використовувати СЦ, де дві взаємодіючі частинки з масою m_1 і m_2 замінюють однією частинкою з наведеною масою $\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, яка рухається в полі нерухомого силового центру (Рис. 2.7), розташованого в центрі інерції цих двох частинок.

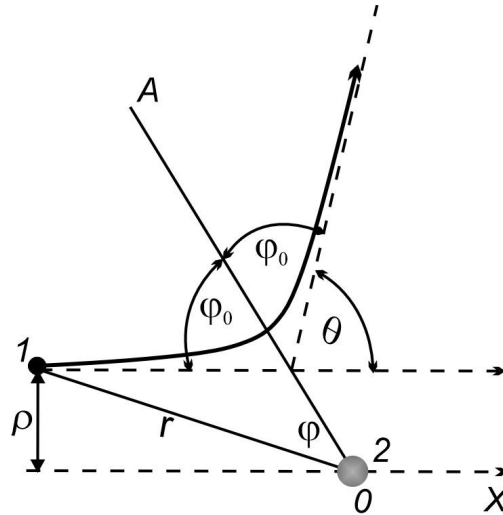


Рис. 2.7. Траєкторія частинки (1) в полі силового центру (2): $r=r(\varphi)$ - відстань між частинкою та початком координат; φ - поточний полярний кут; b - прицільний параметр; θ - кут розсіювання (кут між початковим напрямком руху налітаючої частинки та її напрямком після розсіювання на мішені; O - початок координат, що співпадає з координатами силового

Рух частинки з масою μ розглядається як рух частинки в полі кулонівських сил з силовим центром, який поміщають у початок координат. Потенціальна енергія в цьому полі центральних сил убыває обернено пропорційно відстані від центру поля. Це еквівалентно задачі про розсіювання двох частинок у ЛСК, що взаємодіють за законом $U(r)=\frac{q_1 q_2}{r}$, де q_1 і q_2 - заряди взаємодіючих частинок, а r - відстань між ними.

Відповідно до закону збереження енергії, повну енергію частинки масою μ виражається сумою кінетичної і потенційної енергій:

$$\frac{v^2}{2} + U(r) = E = \text{const} \quad (2.20)$$

На великій відстані від центру розсіювання потенційна енергія взаємодії U дорівнює нулю, а повна енергія співпадає з кінетичною енергією $E_{\text{СЦ}} = \frac{v_0^2}{2}$ налітаючої частинки, яка до зіткнення знаходиться на великій

відстані від силового центру, і цьому випадку швидкість v частинки масою μ у СЦІ дорівнює початковій швидкості v_{01} налітаючої частинки у ЛСК.

Якщо між зарядженими частинками діють відштовхувальні сили, то траєкторія налітаючої частинки поблизу силового центру описується гіперболою, вигнутою від силового центру (Рис. 2.8). У разі притягання між налітаючою частинкою та силовим центром траєкторія також має вигляд гіперболи, але «вигнутої» до центру. Слід зазначити, що для обох випадків параметри та розв'язок задачі пружного розсіювання є однаковими.

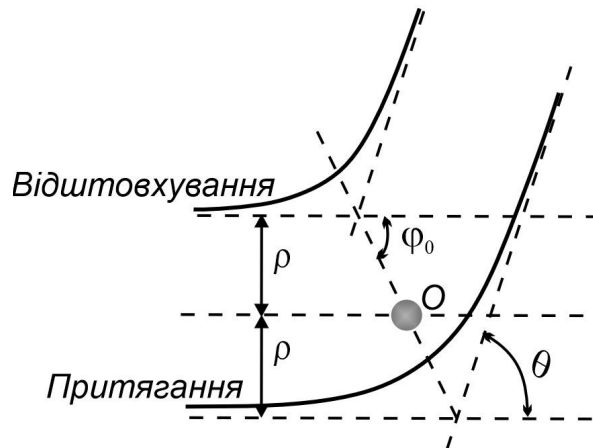


Рис. 2.8. Траєкторії частинок, що несуть заряди протилежного знаку в центральному полі кулонівських сил.

На Рис. 2.7 можна бачити, що при русі частинки по траєкторії $r=r()$ і при r , частинка рухається, наближаючись до асимптот, при цьому $\varphi \rightarrow \varphi_0$, де φ_0 - центральний кут, що визначає найкоротшу відстань від силового центру до траєкторії частинки. Згідно з розрахунком траєкторії зарядженої налітаючої частинки, проведеним в рамках класичної механіки, між прицільним параметром b і кутом розсіювання θ існує цілком однозначний зв'язок:

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (2.21)$$

де Z_1 - заряд налітаючої частинки, Z_2 - зарядове число другої частинки (мішені), e - елементарний заряд; $E_{\text{сц}}$ - повна кінетична енергія обох частинок; θ - кут розсіювання налітаючої частинки у СЦІ (Рис. 2.7).

З виразу (2.21) випливає, що чим менші прицільний параметр та енергія зарядженої частинки, тим більший кут її розсіювання.

2.8.1. Формула Резерфорда

Коли заряджена частинка налітає на частинку-мішень, то для того, щоб відбулося їхнє пружне зіткнення, налітаюча частинка повинна потрапити в

деякий поперечний переріз σ , площа якого характеризує ймовірність процесу зіткнення цих частинок у результаті їхньої кулонівської взаємодії. Вираз (2.21), що описує зв'язок прицільного параметра b з кутом розсіювання θ , дає підстави стверджувати, що в інтервалі кутів від θ до $\theta+d\theta$ розсіюватимуться тільки ті частинки dN , що летять у відповідному інтервалі прицільних відстаней від b до $b+db$. У такому випадку число частинок dN , розсіяних в одиницю часу на кут в інтервалі $\theta \div \theta+d\theta$, дорівнює:

$$dN = dS n v = 2b|db|nv \quad (2.22)$$

де dS - площа кільця між радіусами від b до $b+db$, n – густина налітаючих частинок (кількість частинок в одиниці об'єму), v - швидкість частинок.

Згідно з (2.21), більшим прицільним параметрам відповідають менші кути розсіювання θ , і, як видно на Рис. 2.9, інтервалу прицільних параметрів ($b \div b+db$) відповідає інтервал кутів ($\theta \div \theta+d\theta$). З цієї причини у формулі (2.22) приводиться модуль прицільного параметра.

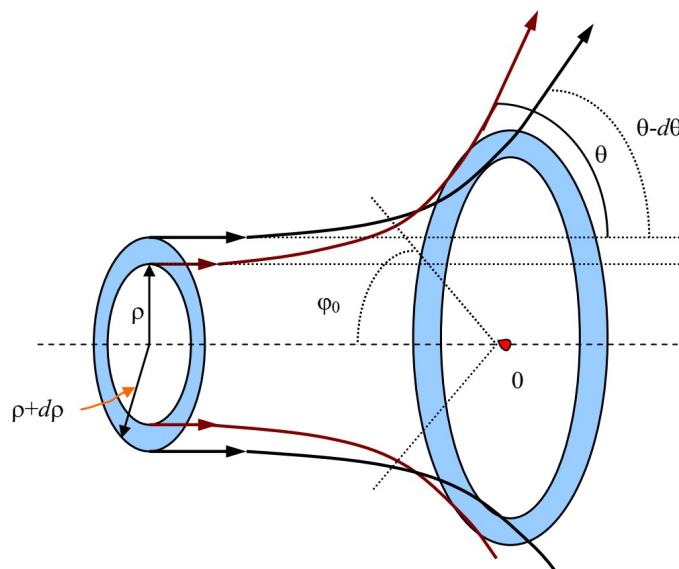


Рис. 2.9. Відштовхуюче розсіювання частинок з прицільним параметром $b \div b+db$ в інтервалі кутів $\theta \div \theta+d\theta$.

Відношення числа частинок dN , розсіяних під кутом від θ до $\theta+d\theta$ (тобто в розтрубі $d\theta$) до числа частинок nv , що падають на одиницю площі поверхні в одиницю часу, визначається як **поперечний ефективний переріз** $d\sigma$. Цей переріз являє собою число «позитивних» подій, які відповідають потраплянню в розтруб кута налітаючих частинок з їх потоку, що має одиничну густина.

$$d = \frac{dN}{nv} \quad (2.23)$$

Після підстановки (2.22) у (2.23) отримуємо вираз для ефективного перерізу через прицільний параметр:

$$d = 2b|db| \quad (2.24)$$

З експериментальної точки зору переріз зручніше характеризувати не прицільними параметрами, а кутами, під якими частинки вилітають, оскільки детектори випромінювання вимірюють число розсіяних частинок під якимось кутом. Якщо цей кут змінювати, то можна отримати число зареєстрованих частинок в залежності від кута розсіювання, і тоді вираз (2.24) можна представити у вигляді:

$$d = 2b \left| \frac{db}{d\theta} \right| d\theta \quad (2.25)$$

Усі частинки, що знаходяться в кільці між радіусами $(b \div b+db)$, потрапляють у кільцевий розтруб $\theta \div \theta+d\theta$, зображений на Рис. 2.9, тобто розсіюються під одними й тими ж кутами. Однак ефективний переріз зручніше виражати через «об'ємний» або тілесний кут (див. *Примітку*), оскільки в такий спосіб вдається одержати інформацію про всі частинки, що перетнули кільцеву площадку.

Примітка. Тілесний кут вводиться як відношення площі елементарної поверхні dS на поверхні сфери радіуса r до квадрата цього радіуса (Рис. 2.10):

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \quad (2.26)$$

Якщо провести промені з початку координат, що проходять через межі елементарної поверхні dS , які утворюють деякий конус, то будь-якій поверхні dS_1 , що спирається на dS , або має свої межі на поверхні конуса, відповідає одному й тому ж тілесному куту $d\Omega$ (Рис. 2.10). Прикладом тілесного кута є «рупор»: будь-яка поверхня всередині його меж має один той самий тілесний кут. Повний тілесний кут дорівнює $\Omega = 4\pi$, який можна одержати при підстановці площі поверхні сфери $S = 4\pi r^2$ у (2.26).

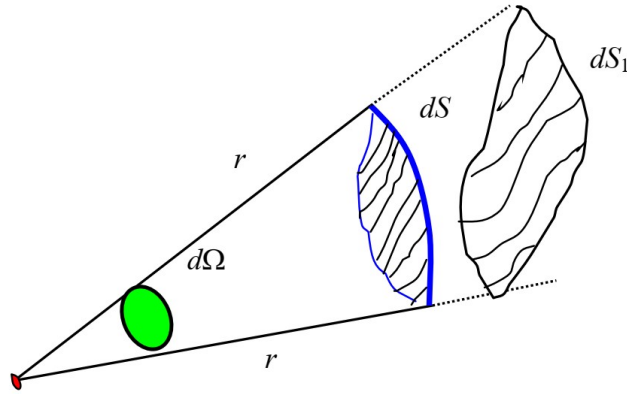


Рис. 2.10. Визначення телесного кута $d\Omega$.

Тілесний кут, у якому здійснюється пружне розсіювання частинок, визначається площею кільця на поверхні сфери, вирізаного двома конусами з кутами θ і $\theta + d\theta$ (Рис. 2.11). У разі нескінченно малого кута $d\theta$, кривизною поверхні можна знехтувати, і тоді площа тонкого кільця буде дорівнювати добутку довжини окружності $2r_{\perp} = 2r \sin \theta$ на ширину кільця $r d\theta$ (довжина малої дуги):

$$dS = 2r_{\perp} r d\theta = 2r^2 \sin \theta d\theta \quad (2.27)$$

І тоді, тілесний кут, під яким видно поверхню кільця, описується виразом:

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = 2 \sin \theta d\theta \quad (2.28)$$

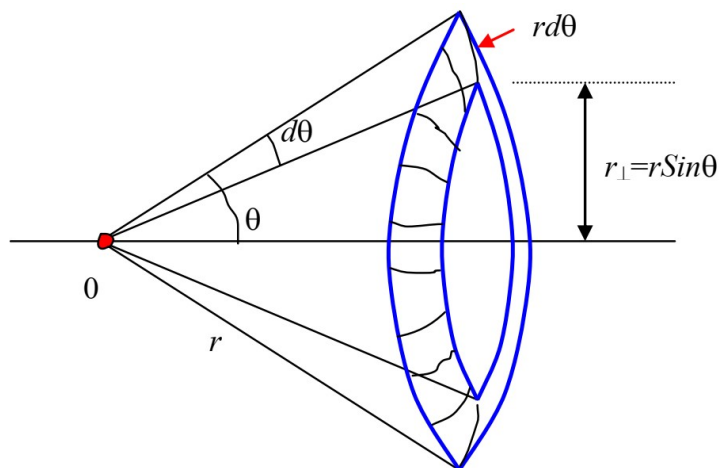


Рис. 2.11. Визначення телесного кута $d\Omega$, під яким частинки перетинають площу кільця на сферичній поверхні.

З виразу (2.25) можна отримати зв'язок між ефективним перерізом $d\sigma$ і тілесним кутом розсіювання $d\Omega$:

$$d = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| \quad (2.29)$$

Оскільки формула (2.25) справедлива для малого тілесного кута розсіювання $d\Omega$, то такий переріз називають диференціальним перерізом, який найчастіше записується у вигляді співвідношення:

$$\frac{d}{d\theta} = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| \quad (2.30)$$

Після підстановки співвідношення (2.21), що описує зв'язок прицільного параметра і кута розсіювання, у (2.25), отримуємо формулу диференціального перерізу для кутового розсіювання в СЦІ:

$$\frac{d}{d\theta} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16 E^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.31)$$

де $E = \frac{\mu v_{1,0}^2}{2}$; - кінетична енергія частинки; $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$; $v_{1,0}$ - швидкість першої (налітаючої частинки) на віддаленні (до взаємодії) від другої частинки, що покоїться; θ - кут розсіювання налітаючої частинки в СЦІ (Рис. 2.13); Z_1 , m_1 і Z_2 , m_2 - заряд і маса першої і другої частинки, відповідно.

Вираз (2.31) називають формулою Резерфорда, яку він вивів для розсіювання α -частинок у 1911 році, а Гейгер і Марсден за його пропозицією провели експерименти з розсіювання пучка α -частинок на мішені із золотої фольги завтовшки в 1 мкм ($\sim 10^4$ атомних шарів). Реєстрацію α -частинок, які пройшли через мішень і розсіялися під кутом θ , здійснювали за світловими спалахами світла на кільцеподібному сцинтиляційному екрані, що оточував мішень (Рис. 1.12). Ці спалахи називаються сцинтиляціями (від латинського *scintillation* – блиск, короткочасний спалах світла).

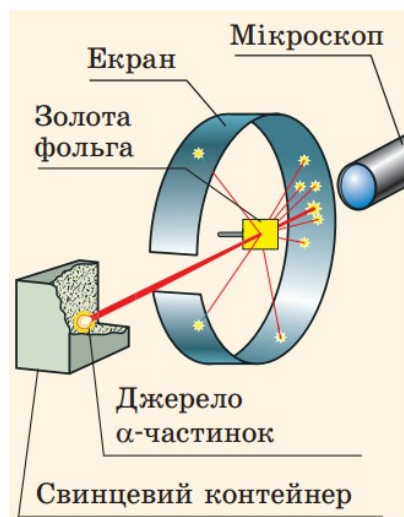


Рис. 2.12. Схема досліду Е. Резерфорда.

На основі отриманих експериментальних результатів Резерфорд побудував модель атома, згідно з якою в центрі атома знаходиться щільне позитивно заряджене ядро, діаметр якого не перевершує 10^{-14} - 10^{-15} м. Ядро містить весь позитивний заряд і щонайменше 99,98% маси атома, а навколо ядра обертаються негативно заряджені електрони. Таким чином, Резерфорд відкрив ядро, а запропонована ним планетарна модель атома відіграла визначальну роль у розвитку квантової механіки.

Формула Резерфорда (2.31) описує в системі центра інерції (СЦІ) пружне розсіювання атомами нерелятивістських частинок, що рухаються зі швидкістю набагато меншою, ніж швидкість світла ($v \ll c$). У ЛСК диференціальний переріз описується формулою:

$$\frac{d}{d\Omega_1} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4 T_1^2} \frac{1}{\sin^4 \vartheta_1} \frac{\left[\cos \vartheta_1 \pm \sqrt{1 - (m_1/m_2)^2 \sin^2 \vartheta_1} \right]^2}{\pm \sqrt{1 - (m_1/m_2)^2 \sin^2 \vartheta_1}} \quad (2.32)$$

де індекс «1» відноситься до налітаючої частинки; T_1 - кінетична енергія налітаючої частинки; при $m_1 < m_2$ у формулі (2.32) перед коренем слід брати знак +; при $m_1 > m_2$ розрахунок слід провести для знаків + і -, а потім скласти отримані результати.

У разі $m_1 \ll m_2$, що відповідає розсіюванню електрона на атомі, $\theta_1 \approx \theta$, і формула для диференціального перерізу в ЛСК набуває вигляду:

$$\frac{d}{d\Omega_1} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16 T_1^2} \frac{1}{\sin^4 \vartheta_1 / 2} \quad (2.33)$$

Використовуючи перетворення похідних, можна отримати вираз для диференціального перерізу по переданій енергії:

$$\frac{d}{dQ} = \frac{d}{d} \frac{d}{dQ} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4 m_1}{T_1 m_2} \frac{1}{Q^2} \quad (2.33)$$

Отриманий вираз (2.33) наочно показує, що найбільшу ймовірність при пружному розсіюванні заряджених частинок мають події з малими втратами енергії. Опираючись на формулу Резерфорда можна також зробити три основні висновки щодо пружної взаємодії заряджених частинок з атомами речовини:

1) переріз взаємодії не залежить від знака заряду, а це означає, що отриманий результат в рівній мірі відноситься до кулонівських полів відштовхування і притягання;

2) диференціальний переріз сильно витягнутий вперед (Рис. 2.13), тобто вздовж напрямку падаючих частинок.

3) якщо $\theta \rightarrow 0$, формула Резерфорда розходиться, і тому не може бути застосована для невеликих кутів розсіювання ($< 3^\circ$), яким відповідають великі значення прицільного параметра.

2.8.2. Эффект экранирования

Некоректність формули Резерфорда для розсіювання в області малих кутів пов'язана з тим, що при великих прицільних параметрах істотну роль у взаємодії налітаючої зарядженої частинки з ядром атома відіграють електронні оболонки, які послаблюють дію кулонівських сил з боку ядра. Цей ефект називається екрануванням. Урахування цього ефекту в квантовомеханічному наближенні Борна перетворює формулу Резерфорда на такий вираз:

$$\frac{d}{d} = \frac{Z_1^2 e^4}{16 E^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} |Z_2 - F(q)|^2 \quad (2.33)$$

де $F(q)$ – атомний фактор розсіювання, або атомний формфактор, що являє собою функцію, яка характеризує просторове розподілення заряду всередині атома-мішені; q – переданий імпульс.

При розсіюванні швидких частинок на великі кути, що відповідає малим значенням прицільного параметра $F(q) \rightarrow 0$ (екранування відсутнє), тобто налітаюча частинка не відчуває електронної оболонки і розсіюється лише ядром. Навпаки, при великих значеннях b , що відповідають малим кутам розсіювання, поле ядра сильно екранується полем атомних електронів ($Z_2 - F(q) \rightarrow 0$ і переріз виявляється значно меншим за резерфордовський переріз (див. Рис. 2.13).

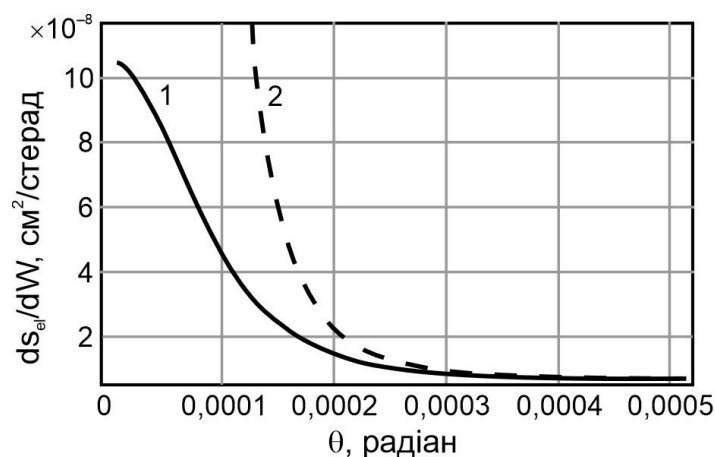


Рис. 2.13. Залежність диференціального перерізу Резерфорда для α -частинок від кута розсіювання на атомах золота з урахуванням (1) та без урахування екранування (2).

Метод урахування ефекту екранування за допомогою формфактору є найбільш точним, але дуже складним, тому для розрахунку найчастіше використовують різні феноменологічні підходи, один з яких ґрунтується на використанні потенціалу атома, запропонованим Бором. Вираз для диференціального перерізу пружного розсіювання в ЛСК, отриманий в рамках наближення Борна та з використанням потенціалу Бора, має вигляд:

$$\frac{d}{d} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4} r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{T_1} \right)^2 \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^2 \frac{1}{(1 - 2 - \cos)^2} \quad (2.34)$$

де $\frac{1}{8} Z_2^{2/3} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^2 \frac{m_e}{m_1} \frac{m_e c^2}{T_1}$ – параметр екранування;

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,28 \cdot 10^{-13} \text{ см};$$

T_1 - кінетична енергія налітаючої частинки.

2.9. Непружна взаємодія заряджених частинок

Процеси непружних взаємодій заряджених частинок з атомами речовини відіграють основну роль в уповільненні частинок іонізуючого випромінювання. Це проявляється у зміні характеристик налітаючих частинок, яка залежить не тільки від їхньої швидкості, але і від їхньої маси. З цієї причини існує певна відмінність у непружних взаємодіях легких заряджених частинок (електронів, позитронів) і важких заряджених частинок, маса яких набагато більша за масу електронів.

У параграфі 2.7 обговорювалися різні механізми взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною з точки зору співвідношення прицільного параметра налітаючої зарядженої частинки та розміру атома речовини, що грає роль мішені. Кінцевим результатом будь-якого механізму взаємодії є зменшення кінетичної енергії зарядженої частинки при її проходженні через речовину. Внесок кожного з механізмів у загальну втрату цієї енергії залежить як від властивостей самої частинки (енергія, маса, заряд), так і від властивостей речовини (ефективний атомний номер, густина, електронна структура). Втрата кінетичної енергії призводить до зменшення швидкості частинки, тобто до її гальмування в речовині. Властивості речовини, що характеризують поглинання енергії заряджених частинок, описують,

використовуючи такі поняття як *гальмівна здатність* і *масова гальмівна здатність*. Мірою гальмівної здатності є *питома гальмівна здатність* (або *лінійні втрати енергії*):

$$S = \frac{-dE}{dx} \quad (2.35)$$

де dE - втрати кінетичної енергії зарядженої частинки при проходженні в речовині шляху dx .

Питома гальмівна здатність S вимірюється в МеВ/см або Дж/м. Оскільки гальмівна здатність речовини сильно залежить від її густини, то втрати енергії зручно характеризувати такою величиною як масова гальмівна здатність:

$$S_M = \frac{-1}{\square} S = \frac{-dE}{\rho dx} \quad (2.36)$$

де ρ - густина речовини.

Масова гальмівна здатність S_M вимірюється в МеВ см²/г або Дж м²/кг (МеВ см²/г = 1,610-14 Дж м²/кг) і відповідає питомим втратам енергії в шарі поглинаючого матеріалу завтовшки 1 г/см² або 1кг/м². Розрізняють атомну S_A та електронну S_e гальмівні здатності:

$$S = S_e nZ = S_A \frac{n}{A} Z \quad (2.37)$$

де n , Z , A - кількість атомів в одиниці об'єму, заряд ядра та атомна маса речовини.

При проходженні зарядженої частинки через речовину, що містить атоми різного сорту, гальмівна здатність речовини визначається правилом Брегга (композиційний закон Брегга): якщо речовина є хімічною сполукою, то її гальмівна здатність є сумою добутків гальмівної здатності хімічних елементів, утворюючих речовину, на відповідний ваговий коефіцієнт:

$$\frac{-1}{\square} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum_i n_i A_i \left(\frac{-1}{\square} \frac{dE}{dx} \right)_i \quad (2.38)$$

де M - молярна маса сполуки, n_i - кількість атомів і-го сорту з атомною вагою A_i в одиниці об'єму.

Загальна втрата енергії в результаті непружної взаємодії визначається, в основному, сумою втрат енергії заряджених частинок на іонізацію речовини і на випромінювання гальмівних фотонів, і в такому разі масову гальмівну здатність можна представити у вигляді суми:

$$\frac{S}{\square} = \frac{dE}{dx} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{ion} + \left(\frac{S}{\rho} \right)_r \quad (2.39)$$

де індекс «*ion*» у першому доданку відноситься до масової гальмівної здатності, що пов'язана з іонізацією і збудженням атомів; індекс «*r*» у другому доданку стосується масової гальмівної здатності, що характеризує радіаційні втрати, тобто втрати на гальмівне випромінювання.

2.9.1 Іонізаційне гальмування. Рівняння Бете - Блоха

Іонізаційним гальмуванням називають втрати енергії частинки на іонізацію та збудження атомів речовини. Мірою іонізаційного гальмування є **питомі іонізаційні втрати** $\left(\frac{-dE}{dx}\right)_{ion}$, що являють собою відношення енергії зарядженої частинки $-dE$, яка витрачається нею на іонізацію і збудження атомів речовини при проходженні нею відрізка dx , до довжини цього відрізка:

$$S_{ion} = \left(\frac{-dE}{dx}\right)_{ion} \quad (2.40)$$

При непружних зіткненнях заряджена частинка може передавати атому енергію, достатню переходу атома з основного енергетичного стану в стан з більш високою енергією, і такий стан атома, крім основного, називається **збудженим станом**. Він характеризується певною енергією (енергія збудження), яку атом отримує при **збудженні**, тобто при його переході з основного у збуджений стан. Схему енергетичних рівнів електронів в атомі наведено на Рис. 2.15. При переході електрона із збудженого в основний стан випускається **характеристичне випромінювання**.

Іонізація являє собою відрив орбітального електрона від нейтрального атома, в результаті чого атом перетворюється на іон. Енергія, що необхідна для відриву електрона від атома (перехід 3 на Рис. 2.15), називається **енергією іонізації**. Комбінація вибитого електрона та іонізованого атома називається **іонною парою**.

Збудження атомів не призводить до утворення іонних пар, а отже і до появи вільних зарядів у речовині. На кожен утворену іонну пару припадає приблизно два-три збуджені атоми. Втрати зарядженої частинки при проходженні крізь речовину на іонізацію і збудження називають іонізаційними втратами.

Квантово-механічний розрахунок іонізаційних втрат енергії, розроблений Г. Бете, ґрунтується на сумуванні втрат області дискретних переходів (4 на Рис. 2.15) та інтегруванні їх в області переходів у безперервний спектр (2 на Рис. 2.15). Число актів збудження атомів налітаючою частинкою на шляху dx дорівнює $\sigma_{36} N dx$. Якщо при цьому в

кожному акті втрачається енергія, що відповідає переходу електрона з основного в *n*-й стан ($I_n - I_0$), то сумарна втрата на збудження на шляху dx дорівнює:

$$\Delta E_{зб} = N dx \sum_n \sigma_{зб} (I_n - I_0) \quad (2.41),$$

де N - число атомів речовини в одиниці об'єму, $\sigma_{зб}$ -переріз збудження.

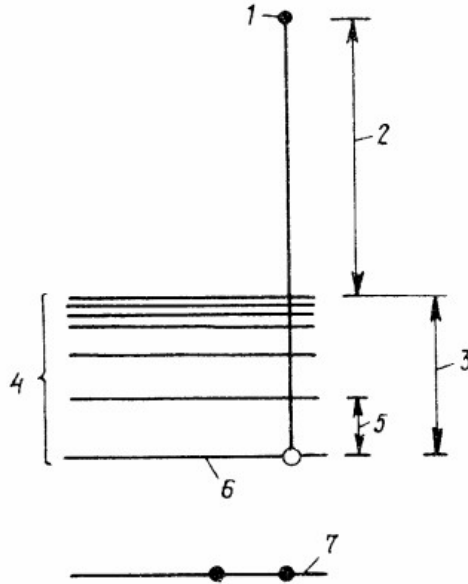


Рис. 2.15. Схема енергетичних рівней електронів в атомі: 1 - δ-електрон, 2- енергія δ-електрона, 3- енергія іонізації, 4 – збуджені рівні, 5 – одне із значень енергії збудження, 6 – останній рівень, заповнений електронами, 7 – одна з внутрішніх оболонок.

Аналогічним чином запишеться втрата енергії на іонізацію, тільки в цьому разі переходи можливі на рівні безперервного спектра $E_k = k^2 \hbar^2 / 2m_e$ і сумування замінюється інтегруванням. Зрештою питомі втрати можна записати у вигляді:

$$\frac{-dE}{dx} = N \sum_n \sigma_{зб} (I_n - I_0) + \int_0^{k_{max}} (E_k + I_0) \sigma_{ion} dk \quad (2.42)$$

де k - хвильовий вектор, σ_{ion} - переріз іонізації

При обчисленні величини dE/dx можливі зіткнення розбивають на далекі та близькі. **Далекі (м'які) зіткнення**- це такі зіткнення, при яких атомному електрону передають енергію, що є меншою певної граничної енергії, тобто $E_{пер} < E_{зр}$, і, значить, слід враховувати зв'язок електронів в атомах, при цьому квантово-механічні ефекти впливу спіна і магнітного моменту не відіграють ніякої ролі. **Близькі (жорсткі) зіткнення**, навпаки, -

є такі, при яких налітаюча частинка передає атомному електрону енергію, яка перевершує граничну енергію, тобто $E_{пер} > E_{зр}$, і тоді атомні електрони можна вважати вільними, але доводиться враховувати роль спіну. При цьому необхідно, щоб величина $E_{зр}$ задовольняла двом умовам: Гранична передана енергія $E_{зр}$ має бути досить великою порівняно з енергією зв'язку електрона в атомі, а, з іншого боку, настільки малою, щоб відповідний їй параметр зіткнення був більшим за атомні розміри. У разі $E_{зр} > 10^4 \div 10^5$ кеВ, задовольняються обидві умови.

Необхідність розмежування викликана тим, що при близьких зіткненнях слід враховувати квантові ефекти, пов'язані зі спіном і магнітним моментом частинки, а також ефект перезарядки - обмін електронами між важким налітаючим іоном і атомом. Для налітаючого електрона необхідно також враховувати електронний обмін - захоплення електрона атомом з одночасним випусканням атомного електрона. Але при близьких зіткненнях енергія, що передається частинкою, перевершує енергію зв'язку електрона в атомі $E_{пер} > E_{зв}$, і атомні електрони можна вважати вільними.

При далеких зіткненнях, коли прицільний параметр b , більший ніж поперечні розміри атома, ефекти, описані вище для близьких зіткнень, враховувати не потрібно, але необхідно враховувати зв'язок електрона в атомі. Крім того, маючи релятивістську енергію, заряджена частинка може взаємодіяти з великим числом атомів речовини, і в такому разі необхідно враховувати зміну властивостей речовини під дією поля пролітаючої частинки. Відповідні розрахунки дають вираз для **далеких зіткнень**:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_{пер} < E_{зр}} = \frac{2 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} N Z_2 \left[\ln \frac{2 m_e v^2 E_{зр}}{\hbar (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.43)$$

де Z_1 - заряд налетаючої частинки, e - заряд електрона, Z_2 - заряд ядра атома-мішені, m_e - маса електрона, v - швидкість налітаючої частинки, $\beta = v/c$ - швидкість частинки в одиницях швидкості світла.

Втрати енергії в результаті **близьких зіткнень** для частинок, що відрізняються масою, спіном і знаком заряду, не однакові, але при не надто великих енергіях частинок ($E < \frac{m}{2m_e} m c^2$) відмінність, що залежить від спіна, зникає, і залишається тільки відмінність для важких частинок, електронів і позитронів.

Для важких частинок питомі втрати енергії описуються виразом:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_{пер} > E_{зр}} = \frac{2 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} N Z_2 \left[\ln \frac{E_{max}}{E_{зр}} - \beta^2 \right] \quad (2.44)$$

де E_{max} - максимальна енергія, що передається зарядженою частинкою атомному електрону.

Повні питомі іонізаційні втрати енергії дорівнюють сумі втрат в результаті далеких і близьких зіткнень і описуються формулою Бете-Блоха, яка наведена нижче в найпростішому вигляді:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} N Z_2 \left[\ln \frac{2 m_e v^2}{\bar{I} (1 - \beta^2)} - 2^2 \right] \quad (2.45)$$

де Z - зарядове число частинки, ze - заряд частинки, m_e - маса електрона, v - швидкість частинки, c - швидкість світла, $N = \frac{N_A}{A} \text{ см}^{-3}$ - густина атомів у речовині, Z - заряд атомів речовини, N_A - число Авогадро, $\bar{I}$ - середня енергія іонізації атома; цю величину не можна обчислити з достатньою точністю, тому її визначають експериментально. Напівемпірична формула для $\bar{I}$ має вигляд: $\bar{I} = kZ$, де k за порядком величини дорівнює 13,5 еВ (енергії іонізації атома водню). Істинні значення середньої енергії іонізації не встановлені достатньо точно. Однак ця невизначеність не являється джерелом серйозних помилок, тому що у формулу для обчислення $\frac{dE}{dx}$ величина $\bar{I}$ входить під знаком логарифмічної функції, яка слабо змінюється при зміні значення аргументу.

Безрозмірний коефіцієнт $B = Z_2 \left[\ln \frac{2 m_e v^2}{\bar{I} (1 - \beta^2)} - 2^2 \right]$ називається коефіцієнтом гальмування, і в нерелятивістському випадку ($\beta \ll 1$) цей коефіцієнт можна вважати рівним $B = Z_2 \ln \frac{2 m_e v^2}{\bar{I} (1 - \beta^2)}$.

Якщо частинка рухається в речовині, утвореної кількома сортами атомів, то питомі втрати енергії прийнято характеризувати ефективним порядковим номером Z_{ef} . Він дорівнює порядковому номеру однорідної речовини, в якій питомі втрати такі самі, як і в неоднорідній речовині.

Формула Бете для легких заряджених частинок (електронів і позитронів) виявляється складнішою, оскільки її отримано з урахуванням малої маси електрона і квантово-обмінних ефектів, що мають місце в будь-якій системі тотожних частинок.

Нижче в загальному вигляді наведено формулу Бете-Блоха, що описує питомі іонізаційні втрати для електронів:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{2 e^4}{m_e v^2} n Z_2 \quad (2.46)$$

де E_e - кінетична енергія електрона.

У нерелятивістському випадку ($\beta \ll 1$) формула Бете-Блоха для електронів істотно спрощується:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{2e^4}{m_e v^2} n Z \ln \frac{m_e v^2 E_e}{2 \bar{I}^2} \quad (2.47)$$

і стає подібною до формули Бете-Блоха для важких частинок:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} n Z \ln \frac{2 m_e v^2}{\bar{I}} \quad (2.48)$$

2.9.2 Основні закономірності іонізаційного гальмування

Нижче наведені закономірності іонізаційного гальмування заряджених частинок при їхньому проходженні крізь речовину, які випливають з аналізу формул Бете-Блоха (2.45) – (2.48)

1. Залежність іонізаційних втрат від властивостей гальмівного середовища.

Якщо не враховувати впливу логарифмічного члена, який повільно змінюється з β , то з формул Бете-Блоха, наведених у попередньому параграфі для важких і легких заряджених частинок випливає, що питомі втрати енергії на іонізацію пропорційні атомній густині та заряду речовини:

$$\frac{-dE}{dx} \propto N Z_2. \quad (2.49)$$

Цей вираз можна переписати, використовуючи співвідношення $N = \frac{N_A}{A}$, і тоді можна бачити, що питомі іонізаційні втрати енергії прямо пропорційні заряду Z_2 і густині ρ речовини:

$$\frac{-dE}{dx} \propto \frac{N_A}{A} Z_2 \quad (2.50)$$

Величина $\frac{Z_2}{A}$ є майже постійною для більшої частини таблиці Менделєєва; $\frac{Z_2}{A}$ становить 0,5 для He і далі повільно зменшується до значення 0,39 для U. Це дає підстави стверджувати, що масові питомі втрати на іонізацію для різних речовин приблизно однакові:

$$\frac{-1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{N_A Z_2}{A} \quad (2.51)$$

2. Залежність іонізаційних втрат від характеристик важких заряджених частинок.

При ігноруванні логарифмічного члена з рівняння (2.48) випливає, що питомі іонізаційні втрати енергії пропорційні квадрату заряду важкої частинки і обернено пропорційні її швидкості:

$$\frac{-dE}{dx} \frac{Z_1^2}{v^2} \quad (2.52)$$

Якщо для нерелятивістського випадку ($\beta \ll 1$) чисельник і знаменник виразу $\frac{Z_1^2}{v^2}$ помножити на масу іонізуючої частинки $\frac{m_1 Z_1^2}{m_1 v^2} = \frac{m_1 Z_1^2}{2E}$, то можна бачити, що питомі іонізаційні втрати цієї частинки являються пропорційними її масі, квадрату заряду і обернено пропорційні її кінетичній енергії:

$$\frac{-dE}{dx} \frac{m Z_1^2}{2E} \quad (2.53)$$

Так, наприклад, питомі втрати α -частинки приблизно в 16 разів більші, ніж питомі втрати протонів тієї ж енергії. На Рис. 2.16 наведено залежність питомих іонізаційних втрат від енергії важкої зарядженої частинки.

В області малих енергій (область I), при яких швидкість протонів і багатозарядних іонів можна порівняти зі швидкістю атомних електронів, втрати енергії не описуються формулою (2.45) через ефект перезарядки. При таких енергіях частинка може захоплювати електрони атомів речовини і через це втрачати заряд. Крім захоплення можлива також втрата електрона. Так, наприклад, протон, захопивши електрон, стає нейтральним атомом водню, але під час подальшого руху він може знову втратити електрон і продовжити іонізацію та збудження атомів речовини. У результаті частинка характеризується не тим зарядом Z , що вона мала при високих енергіях, а вже меншим зарядом $Z_{\text{еф}}$, і тому іонізаційні втрати енергії важких частинок в області малих енергій зменшуються.

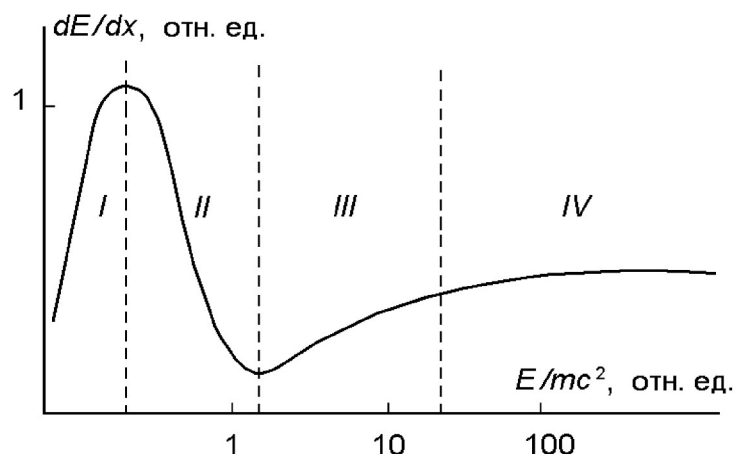


Рис. 2.16. Залежність питомих іонізаційних втрат від енергії частинки.

Область II відповідає нерелятивістським швидкостям, при яких втрати енергії, як це випливає з (2.52), обернено пропорційні квадрату швидкості $\frac{1}{v^2}$, а отже і енергії $\frac{1}{E}$.

Відповідно до формули (2.45) dE/dx падає зі зростанням швидкості і, коли швидкість частинки наближається до швидкості світла, питомі втрати мали б перестати змінюватися. Але насправді після досягнення деякого мінімального значення спостерігається так зване релятивістське зростання іонізаційних втрат. Мінімальне значення втрат енергії досягається при $E = (2\div 3)mc^2$ для будь-яких частинок і становить приблизно $2 \text{ MeV}\cdot\text{см}^2/\text{г}$. Зростання іонізаційних втрат при високих енергіях (область III) визначається членом $1-\beta^2$ у знаменнику логарифма у виразі (2.45) і пов'язано з лоренцовським скороченням поздовжнього кулонівського поля і відповідним розширенням поперечного кулонівського поля. Це призводить до того, що частинка стає здатною передати енергію більш віддаленим електронам.

При певній енергії релятивістське зростання припиняється і питомі втрати виходять на плато (область IV). Це пов'язано з екрануванням поля частинки електронами, що знаходяться між нею і далекими електронами, з якими ця частинка взаємодіє. Оскільки екранування визначається концентрацією екрануючих електронів, то зменшення питомих втрат в області релятивістського зростання і припинення цього зростання називають ефектом густини.

3. Залежність іонізаційних втрат від характеристик легких заряджених частинок.

На відміну від електрона, при розрахунку питомих іонізаційних втрат якого в речовині враховуються обмінні ефекти, при русі позитрона в речовині обмінні ефекти не виникають, оскільки позитрон і електрон не є тотожними частинками. Але в цьому випадку можливий процес анігіляції позитрона з електроном. Однак роль процесів анігіляції та ефектів обмінної взаємодії невелика, і тому іонізаційне гальмування електронів і позитронів у речовині відбувається практично однаково, що дає підстави надалі аналізувати залежності іонізаційних втрат від характеристик електронів, оскільки це має важливе практичне значення.

У нерелятивістському випадку ($\beta \ll 1$) визначальним у формулі Бете-Блоха для електронів (2.48) так само як і у відповідній формулі для важких частинок є множник перед логарифмічною функцією. З цього випливає, що

питомі іонізаційні втрати електрона обернено пропорційні квадрату його швидкості:

$$\frac{-dE}{dx} \frac{1}{v^2} \quad (2.54)$$

і практично збігаються з питомими іонізаційними втратами важкої зарядженої частинки, якщо вона несе одиничний заряд. Такий збіг пояснюється тим, що іонізаційні втрати виникають через вплив електричного поля рухомої частинки на електрони речовини, і ці поля однакові для важкої і легкої заряджених частинок, якщо однакові їхні заряди і швидкості руху.

З формули (2.46) випливає також, що питомі іонізаційні втрати електрона логарифмічно залежать від енергії електронів:

$$\frac{-dE}{dx} \ln E_e \quad (2.55)$$

Залежність іонізаційних втрат (dE/dx) від енергії налітаючого електрона, наведено на Рис. 2.7. Цю залежність можна розділити на три області.

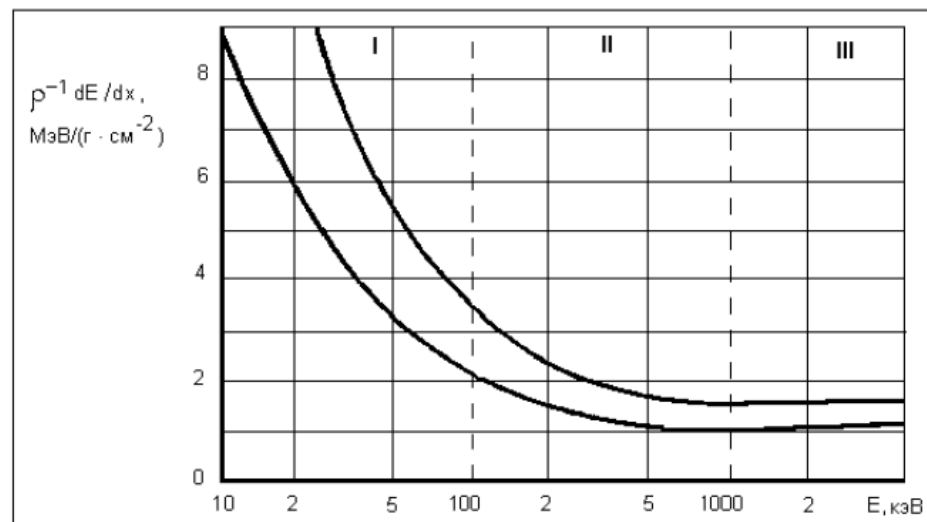


Рис. 2.7. Залежність іонізаційних втрат електрона в у свинці та в алюмінії від енергії.

В області *I* релятивістські ефекти несуттєві, і іонізаційні втрати обернено пропорційні кінетичній енергії електрона, що рухається зі швидкістю $v \ll c$. В області *II* проявляються ефекти, пов'язані насамперед із релятивістською зміною електромагнітного поля електрона, тому збільшення іонізаційних втрат підкорюється логарифмічному закону. У області *III* спостерігається обмеження логарифмічного зростання через ефект густини, що виникає внаслідок поляризації атомів речовини поблизу траєкторії

частинки, яка призводить до екранування (зменшення) електромагнітного поля, яке діє на електрони далеких атомів.

РОЗДІЛ 3. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ДОЗИМЕТРІЇ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Первинним процесом, що дає початок послідовності фізико-хімічних перетворень в опромінюваній речовині і що спричинює радіаційні ефекти є поглинання енергії іонізуючого випромінювання. Кількісною мірою дії випромінювань на речовину є доза випромінювання, що являє собою кількість енергії іонізуючого випромінювання, поглиненого одиницею маси опромінюваного середовища. Розрізняють поглинену, експозиційну та еквівалентну дози випромінювання.

3.1. Поглинена доза випромінювання

Поглиненою дозою випромінювання (D) називається кількість енергії будь-якого виду іонізуючого випромінювання, яка поглинена одиницею маси будь-якої речовини:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (3.1)$$

де dE - поглинена енергія випромінювання; dm – маса опромінюваної речовини.

Ця величина дає кількісну оцінку дії різних видів випромінювання у різних середовищах. Вона не залежить від об'єму і маси опромінюваної речовини і визначається, головним чином, іонізуючою здатністю і енергією випромінювань, властивостями поглинаючої речовини і тривалістю опромінення.

При визначенні дози в біологічному об'єкті потрібно враховувати зовнішнє та внутрішнє опромінення, оскільки радіоактивні речовини можуть потрапити в організм з їжею, водою та повітрям, що вдихається. У цьому випадку опромінення внутрішніх органів відбувається не тільки γ -, але α - і β -випромінюванням.

Поглинена доза є кількісною мірою впливу іонізуючого випромінювання на речовину. За одиницю виміру поглиненої дози прийнято грей (Гр) - поглинена доза випромінювання, що відповідає енергії 1 джоуль іонізуючого випромінювання будь-якого виду, переданої опроміненій речовині масою 1 кг: **1 Гр = 1 Дж/кг**.

На практиці застосовується позасистемна одиниця - рад (Rad – за першими буквами англійського словосполучення "radiation absorbet dose"). Доза в 1 рад означає, що в кожному грамі речовини, що зазнала опромінення, поглинено 100 ерг енергії; 1 рад = 100 ерг/г = 0,01 Дж/кг = 0,01 Гр; тобто 1 Гр = 100 рад (1 ерг = 10⁻⁸ Дж).

Поглинена доза випромінювання залежить від властивостей випромінювання та поглинаючого середовища. Для заряджених частинок (α -, β -частинок, протонів) невеликих енергій, швидких нейтронів та деяких інших випромінювань, коли основними процесами їх взаємодії з речовиною є безпосередня іонізація та збудження, поглинена доза є однозначною характеристикою іонізуючого випромінювання відповідно з його дією на цю речовину. Це пов'язано з тим, що між параметрами, що характеризують іонізуючу здатність випромінювання в середовищі і поглиненою дозою, можна встановити адекватні прямі залежності.

Для рентгенівського та γ -випромінювань таких залежностей немає, оскільки ці види випромінювань є побічно іонізуючими. Це означає, що, поглинена доза не може бути характеристикою цих випромінювань відповідно до їхньої дії на речовину.

3.2. Експозиційна доза випромінювання

Для характеристики рентгенівського та гамма-випромінювань за ефектом іонізації використовують експозиційну дозу. Експозиційна доза виражає енергію фотонного випромінювання, перетворену на кінетичну енергію вторинних електронів, що виробляють іонізацію в одиниці атмосферного повітря.

Експозиційною дозою (X) називається кількісна характеристика випромінювань, заснована на їх іонізуючій дії в сухому атмосферному повітрі та виражена відношенням сумарного електричного заряду іонів одного знака, утворених випромінюванням, поглиненим в деякій масі повітря, до цієї маси:

$$X = \frac{dQ}{dm}, \quad (3.2)$$

де dQ – кількість зарядів, утворених γ -випромінюванням в повітрі масою dm .

За одиницю експозиційної дози рентгенівського та γ -випромінювань прийнято **кулон на кілограм** (Кл/кг). Позасистемна одиниця експозиційної дози – **рентген (Р)**. **Рентген** – експозиційна доза фотонного випромінювання, при якій в 1 см^3 повітря при нормальних умовах ($t = 0^\circ\text{C}$ і тиск 101 кПа) утворюється $2,08 \cdot 10^9$ пар іонів, заряд кожного знака яких дорівнює $3,34 \cdot 10^{-10} \text{ Кл/см}^3$. Оскільки маса 1 см^3 повітря становить $1,293 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$, то $1/\rho = 3,34 \cdot 10^{-10} / 1,293 \cdot 10^{-6} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг} = 1 \text{ Р}$; і, значить, $1 \text{ Кл/кг} = 3876 \text{ Р}$.

Крім рентгена використовуються похідні від нього одиниці: мілірентген ($1 \text{ мР} = 10^{-3} \text{ Р}$) та мікрорентген ($1 \text{ мкР} = 10^{-6} \text{ Р}$). Співвідношення між

експозиційною дозою, вираженою в рентгенах, і поглиненою дозою, вираженою в радах, для повітря має вигляд:

$$D = 0,877 X; 1 R = 0,877 \text{ рад або } 1 \text{ рад} = 1,14 R; 1 \text{ Кл/кг} = 34 \text{ Гр.}$$

Для інших речовин коефіцієнт пропорційності між D та X буде іншим. Він залежить від густини та атомних номерів елементів, що входять до складу цих речовин. Для біологічних тканин співвідношення між поглиненою та експозиційною дозою $1 R = 0,965 \text{ рад}$, $1 \text{ Кл/кг} = 37,2 \text{ Гр}$.

Поглинена доза в будь-якій речовині, у тому числі і в біологічній тканині, може бути визначена по формулі

$$D = 0,877 \text{ рад} \quad (3.3)$$

3.3. Еквівалентна доза випромінювання

Еквівалентна доза (H) служить для характеристики біологічної дії різних видів іонізуючих випромінювань; α -, β - і γ -випромінювання навіть при однаковій поглиненій дозі (D) мають різну вражаючу дію через їхню різну іонізуючу здатність. Відмінність у величині радіаційної дії можна врахувати, приписавши кожному виду випромінювань свій коефіцієнт якості (K) або коефіцієнт зважування (ω_R). Ці обидва коефіцієнти характеризують ступінь руйнівної дії іонізуючого випромінювання на біологічний об'єкт і показує в скільки разів даний вид випромінювання по своїй біологічній ефективності перевершує рентгенівське випромінювання при однаковій поглиненій дозі. Коефіцієнти якості K і зважування ω_R мають однакове призначення і близькі за своїми значеннями, а відрізняються тим, що K є теоретична величина, заснована на фізико-біологічних особливостях випромінювання в той час, як ω_R - усереднена емпірична величина, яка для зручності використовується в радіаційному захисті.

Оскільки рентгенівське і γ -випромінювання викликають іонізацію за допомогою вторинних електронів, які створюють таку ж лінійну густину іонізації, що і β -випромінювання, то коефіцієнт якості для них прийнятий рівним 1, для нейтронів, протонів і альфа-частинок коефіцієнти наведені в Таблиці 3.1.

Вважається, що поглинена доза при альфа-опромінюванні дає такий же руйнівний ефект в тілі людини, як і в 20 разів більша доза при γ - або β -опромінювання, тобто α -випромінювання в 20 разів небезпечніше, ніж β - і γ -випромінювання.

Для визначення ступеня вражаючої дії іонізуючих випромінювань на людину з урахуванням коефіцієнта зважування (коефіцієнта якості) використовується еквівалентна доза H , яка розраховується по формулі:

$$H = \omega_R D \quad (3.3)$$

де ω_R - зважуючий коефіцієнт для даного виду випромінювання; D - поглинена доза в органі або в тканині.

В якості системної одиниці еквівалентної дози використовується зіверт (Зв). Зіверт - це одиниця еквівалентної дози в біологічній тканині, яка створює такий же біологічний ефект, як і поглинена доза в 1 Гр рентгенівського або γ -випромінювання.

Позасистемна одиниця еквівалентної дози – бер (біологічний еквівалент рада); 1 бер = 0,01 Зв; 1 Зв = 100 бер; **1 бер** - доза будь-якого виду іонізуючого випромінювання, що створює таку ж біологічну дію, як і доза рентгенівських або гамма-променів в 1 рад.

Таблиця 3.1. Значення коефіцієнта якості для різних випромінювань з енергією в різних інтервалах

Вид випромінювання	Зважуючий коефіцієнт
γ -, рентгенівське- і γ -випромінювання	1
нейтрони з енергіями до 10 кеВ	5
нейтрони з енергією від 10 кеВ до 100 кеВ	10
нейтрони з енергією від 100 кеВ до 2 МеВ	20
нейтрони з енергією від 2 МеВ до 20 МеВ	10
нейтрони з енергією більш, ніж 20 МеВ	5
протоны з енергією більш, ніж 20 МеВ	5
α -частинки, уламки ділення, важкі ядра віддачі	20

Еквівалентна доза розраховується для середньої тканини людського тіла. Органи та біологічні тканини мають різну радіочутливість. В першу чергу вражаються червоний кістковий мозок, статеві залози. Врахування Радіочутливість враховується за допомогою зважувальних коефіцієнтів для тканин та органів.

Зважуючий коефіцієнт (ω_T) – це еквівалентна доза опромінення всього організму в зівертах, яка призводить до тих самих наслідків, що й опромінення даного органу еквівалентною дозою в 1 Зв. Якщо всього

організму в цілому $W_T = 1$, то кожен орган має свій власний зважуючий коефіцієнт (Табл. 3.2).

Помноживши еквівалентну дозу на відповідні зважуючі коефіцієнти та просумувавши по всьому організму, органу або групі органів, отримаємо ефективну еквівалентну дозу, що відображає сумарний ефект опромінення:

$$E = \sum_{i=1}^n \omega_T H \quad (3.4)$$

де ω_T – зважуючий коефіцієнт для органу або тканини; H – еквівалентна доза випромінювання, поглинена цим органом, Зв.

Таблиця 3.2. Зважуючі коефіцієнти для окремих органів та тканин

Орган або тканина	Зважуючий коефіцієнт
Червоний кістковий мозок	0,12
Легкі, товстий кишечник, шлунок	0,12
Молочні залози	0,05
Статеві залози	0,20
Поверхні кісткових тканин, шкіра	0,01
Щитовидна залоза, печінка, стравохід, сечовий міхур	0,05
Інші тканини	0,05
Організм загалом	1

Для оцінки наслідків опромінення людини в радіаційній безпеці використовується ефективна еквівалентна річна доза, яка враховує загальне (сумарне) опромінення за календарний рік і включає дозу зовнішнього опромінення та дозу внутрішнього опромінення радіонуклідами, за цей же календарний рік. Підсумувавши індивідуальні ефективні еквівалентні дози, отримані групою людей, отримують колективну ефективну еквівалентну дозу, яка вимірюється в людино-зівертах. Знаючи величину колективної дози, можна оцінити масштаб радіаційного ураження. І цей показник дозволяє прогнозувати ризик захворювань у такій групі людей.

3.4. Потужність дози та одиниці її вимірювання

Рівень радіації може змінюватись у часі. Доза випромінювання, віднесена до одиниці часу, називається потужністю дози або рівнем радіації. Відношення експозиційної дози до часу називається потужністю експозиційної дози:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (3.5)$$

Співвідношення поглиненої дози до часу являє собою потужність поглиненої дози $\dot{D}$:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (3.6)$$

Потужність дози - це кількість енергії іонізуючих випромінювань, що поглинається в одиниці маси (об'єму) за одиницю часу, і виражає швидкість накопичення дози. На практиці найчастіше використовується позасистемна одиниця експозиційної дози – рентген за секунду (Р/с) та мілірентген за годину (мР/год). $1 \text{ Р/год} = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ Р/с}$; $1 \text{ мР/год} = 2,8 \cdot 10^{-7} \text{ Р/с}$. Між одиницями рентген за годину та кулон за секунду має місце таке співвідношення: $1 \text{ Р/ч} = 7,210^{-6} \text{ Кл/кг}\cdot\text{с}$.

Одиницею вимірювання потужності поглиненої дози випромінювання є джоуль за секунду на кілограм (Дж/кг·с) та позасистемна рад за секунду (рад/с). Вимірювання потужності доз дозволяє визначати час, протягом якого створюються дози, що не викликають небезпечного біологічного ефекту в організмі, або навпаки, що можуть викликати його ураження, а також дозволяє визначити межі простору, в межах якого створювані протягом деякого часу дози можуть виявитися небезпечними.

3.5. Методи реєстрації іонізуючих випромінювань

Детектування іонізуючого випромінювання засноване на реєстрації ефектів, які викликає випромінювання при проходженні через речовину. фотонів та ін.

Найважливішим елементом більшості приладів для виявлення та реєстрації кількісних характеристик іонізуючих випромінювань є детектор, що є датчиком сигналу по відношенню до вимірювальної апаратури. До таких ефектів відносяться: іонізація та збудження атомів речовини; свічення деяких речовин; зміна кольору хімічних розчинів та ін. Кількісними характеристиками реєструємих ефектів є кількість утворених носіїв заряду, число утворених фотонів та ін.

Найважливішим елементом більшості приладів для виявлення та реєстрації кількісних характеристик іонізуючих випромінювань є детектор, що служить датчиком сигналу по відношенню до вимірювальної апаратури. В основі будь-якого детектора лежить чутливий елемент, що являє собою певну кількість речовини, в якій енергія іонізуючого випромінювання в процесі взаємодії перетворюється у сигнал. Чутливим елементом може бути газ, рідина, тверде тіло, що й дає відповідні назви детекторам: газові, рідинні, твердотільні.

До основних характеристик детекторів всіх типів відносяться ефективність реєстрації, часове розділення та час відновлення. Ефективність реєстрації - це відношення числа зареєстрованих частинок (гамма-квантів) до повного числа частинок, що пройшли за цей час через детектор.

Часове розділення визначається мінімальним проміжком часу між двома послідовними актами реєстрації, протягом якого детектор залишається нечутливим до радіоактивного випромінювання.

Часове відновлення - це інтервал часу, протягом якого детектор, зареєструвавши одну частинку, встигає повернутися у вихідний стан для реєстрації наступної частинки.

За методом реєстрації детектори ділять на іонізаційні, сцинтиляційні, фотографічні, хімічні та ін.

В основі іонізаційного методу лежить здатність іонізуючого випромінювання іонізувати речовину. Якщо речовину, яка не проводить електричний струм, помістити в поле іонізуючого випромінювання, то при взаємодії випромінювання з речовиною частина енергії випромінювання буде передаватися атомам і молекулам цієї речовини й витратитися на їхню іонізацію. Під дією радіації в речовині з'являються позитивно й негативно заряджені іони. При відсутності електричного поля іони рекомбінують між собою і в результаті в речовині встановлюється рівноважна концентрація іонних пар, яка знаходиться в умовах рівності швидкостей іонізації й рекомбінації при постійній інтенсивності випромінювання.

Якщо до речовини прикласти різницю потенціалів, то в ній виникає електричне поле, під дією якого позитивні іони будуть переміщуватися до негативного електрода, а негативні - до позитивного. В результаті цього в колі з'явиться електричний струм. За певних умов сила струму пропорційна інтенсивності випромінювання, що взаємодіє з речовиною.

Іонізаційні детектори (Рис. 3.1) за своєю конструкцією подібні до конденсаторів, тобто мають два електроди, розділені діелектриком. У якості діелектрика зазвичай використовують газ або суміш газів.



Рис. 3.1. Найпростіша схема іонізаційного детектора

На іон, що має заряд e , в електричному полі напруженістю U діє сила, що дорівнює добутку $e \cdot U$. Під дією цієї сили іони рухаються до електродів, причому швидкість їхнього руху пропорційна напруженості електричного поля. При досить великій напрузі швидкість переміщення електронів (як більш легких частинок) може зрости настільки, що електрон на шляху, що відповідає довжині вільного пробігу (від зіткнення до зіткнення), розганяється до енергії, що перевершує потенціал іонізації атомів і молекул газу. Непружні зіткнення з таким електроном призводять до іонізації атомів і молекул, і число іонних пар, що утворюються в газі, за механізмом ударної іонізації значно збільшується. Таким чином, в газі посилюється іонізаційний ефект від дії самого випромінювання на речовину.

Усі іонізаційні детектори поділяються на: *іонізаційні камери* - детектори з низьким значенням напруженості електричного поля в чутливому об'ємі, недостатньому для виникнення ударної іонізації; *газорозрядні лічильники* — детектори з високим значенням напруженості електричного поля, що використовують механізм газового посилення. Однією з найважливіших характеристик іонізаційного детектора є *вольт-амперна характеристика* (залежність іонізаційного струму від напруги на електродах при незмінній інтенсивності випромінювання) (рис. 3.2).

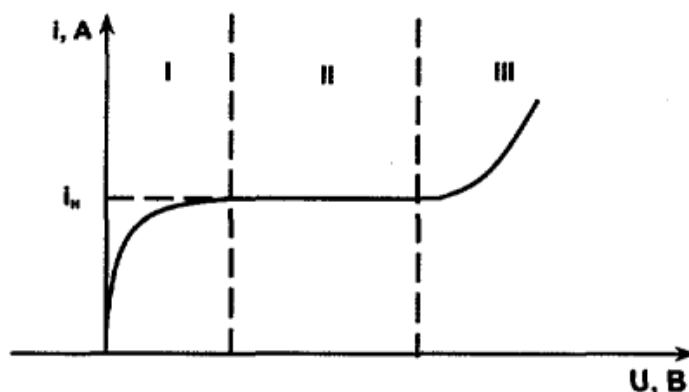


Рис. 3.2. Узагальнена вольт-амперна характеристика іонізаційного детектора

Область Ома (I). При наявності джерела випромінювання в газовому об'ємі детектора поряд з іонізацією протікає рекомбінація. При невеликих напругах, прикладених до електродів детектора, лише мала частина зарядів досягає їх, тому що багато з них рекомбінують. Зі збільшенням напруги зростає швидкість руху зарядів, зменшується ймовірність рекомбінації, усе більше зарядів доходить до електродів і іонізаційний струм зростає пропорційно напрузі.

Область іонізаційних камер (II). Зі збільшенням напруги на електродах струм зростає й, нарешті, різниця потенціалів досягає такої величини, при якій практично всі іони, утворені в чутливому об'ємі детектора досягають електродів. Подальше збільшення різниці потенціалів не викликає зростання струму через детектор. У вольт-амперній характеристиці спостерігається плато, а струм, що проходить через детектор, у цьому випадку прийнято називати струмом насичення.

Область газорозрядних лічильників (область ударної іонізації, III). Зі збільшенням напруженості електричного поля швидкість дрейфу іонів буде зростати. При досягненні певної різниці потенціалів кінетична енергія прискорених в електричному полі електронів на ділянці між двома зіткненнями досягає величини, при якій електрон зможе викликати іонізацію нейтрального атома. Знову утворені електрони також будуть прискорюватися в електричному полі і здійснювати іонізацію атомів, таким чином, виникає лавиноподібний процес.

Іонізаційні детектори, що працюють в області II (іонізаційні камери), реєструють сумарну іонізацію й використовуються для вимірювання енергії, переданої опромінюваній речовині. Іонізаційні детектори, що працюють в області III (газорозрядні лічильники), використовуються в основному для визначення кількості радіоактивних речовин.

Іонізаційні камери поділяють за принципом дії (токові й імпульсні), конструкційними особливостями (плоскі, циліндричні, сферичні), призначенням (для реєстрації α -, β -, γ -випромінювання) тощо.

За конструкцією іонізаційні камери поділяють на циліндричні, плоскі й сферичні.

При конструюванні й виготовленні іонізаційних камер велике значення має вибір ізоляційного матеріалу між електродами. В якості ізолятора використовуються слюда, янтар, порцеляна, фторопласт та інші матеріали. Збираючий електрод, залежно від застосування, виготовляється з вольфраму, сталі, сплавів металів, а корпус камери - з міді, латуні, нержавіючої сталі, графіту, алюмінію тощо.

За призначенням розрізняють іонізаційні камери для α -, β -, γ - і нейтронного випромінювань: α - і β -іонізаційні камери мають спеціальне вхідне вікно, закрите тонкою плівкою слюди або алюмінієвою фольгою. Товщина плівок повинна бути значно меншою за величину пробігу α -частинок у слюді і β -частинок у фользі; γ -випромінювання реєструється по електронах, що утворилися в результаті його взаємодії з речовиною.

Іонізаційні камери для γ -випромінювання бувають двох типів: нормальні (або камери з вільним газом) і стінові. В якості нормальних камер застосовують плоскі відкриті й циліндричні камери, корпусом яких служить велика сітка з тонкого металевого дроту. Іонізацію повітря в нормальній камері викликають електрони, що виникають при взаємодії γ -випромінювання на відстані від камери, рівній пробігу електронів. Нормальні камери використовуються для градування інших іонізаційних камер γ -випромінювання. У стінових іонізаційних камерах іонізацію газу-наповнювача викликають електрони, що виникають у стінках камери.

Якщо матеріал корпусу іонізаційної камери має атомний номер, близький до ефективного атомного номера повітря, що заповнює робочий об'єм камери, то його називають повітروهквівалентним, а іонізаційну камеру з такими стінками - повітروهквівалентною іонізаційною камерою.

Однак у всіх іонізаційних камерах струм насичення однозначно пов'язаний з числом пар іонів, утворених випромінюванням у чутливому об'ємі камери. Так, при рівномірній за об'ємом камері іонізації:

$$i_n = N_0 V e = V e \frac{P_{\text{експ}}}{W_0} \quad (3.7)$$

де N_0 - число пар іонів, утворених випромінюванням в 1 см^3 за одиницю часу; V - чутливий об'єм камери; e - заряд електрона; $P_{\text{експ}}$ - потужність

експозиційної дози випромінювання; $W_0 = 33,85$ еВ – середня енергія іоноутворення.

Кількість електрики (заряд утворених іонів) для камери, заповненої повітрям, визначається за формулою

$$Q = \frac{e V D_{\text{експ}}}{W_0} \quad (3.8)$$

де $D_{\text{експ}}$ - експозиційна доза випромінювання.

Таким чином, з формул видно, що струм насичення в камері пропорційний потужності дози, а повна кількість електрики, утворена в камері за якийсь час, пропорційна дозі випромінювання за той же час.

На практиці такий спосіб визначення потужності дози має деякі недоліки. Так, для іонізаційної камери із чутливим об'ємом 10^{-3} м³ значення іонізаційного струму при потужності дози 2,8 мбер/год дорівнює $2,6 \cdot 10^{-13}$ А, тому схема, що містить іонізаційну камеру, неминуче повинна містити блок посилення слабких сигналів.

Іонізаційні камери, що служать для вимірювання сумарного іонізаційного ефекту, називаються *струмовими або інтегруючими камерами*. Камери, що служать для вимірювання окремих іонізуючих частинок, називають *імпульсними камерами*. У струмових камерах опір вхідного кола значно вищий, ніж в імпульсних (10^{15} і 10^8 Ом, відповідно), і, отже, вища постійна часу - час, за який заряд, накопичений на збираючому електроді, розрядиться до початкового значення (10^4 с і 10^{-3} с, відповідно).

Струмова іонізаційна камера, іонізація в чутливому об'ємі якої створюється електронами, що виникають у результаті взаємодії у-квантів з повітрям, називається *безстіною камерою*.

Струмова іонізаційна камера, іонізація в чутливому об'ємі якої створюється вторинними електронами, що виникають у результаті взаємодії γ-квантів зі стінками, називається *стіною камерою*.

Матеріал і товщина стінок впливають на залежність чутливості камери від енергії випромінювання. Цей небажаний ефект можна усунути, виготовляючи стінки з повітроєквівалентних речовин, таких як плексиглас, полістирол тощо. Однак, оскільки виготовлення й практичне використання камер з такими стінками доволі складне, часто використовують камери зі стінками з алюмінію. У таких камерах хід із жорсткістю відсутній при енергії випромінювання вище 200 кеВ.

Енергетичну залежність чутливості камер з повітроєквівалентною і алюмінієвою стінками наведено на графіку (рис. 3.3).

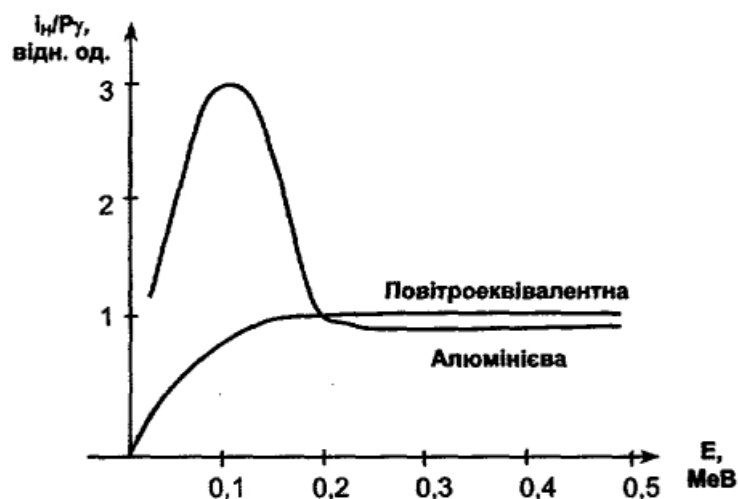


Рис. 3.3. Енергетична залежність чутливості різних іонізаційних камер

Однією з широко застосовуваних різновидів іонізаційних камер є так звана *конденсаторна камера* (наприклад, комплект КІД-6). Конденсаторна камера заряджається до певної початкової різниці потенціалів. Під дією випромінювання іони, що утворилися в газовому об'ємі камери, розряджають її. Відповідна зміна різниці потенціалів пропорційна дозі випромінювання. Перевагою конденсаторних камер є їх більш висока чутливість.

Ще більшу чутливість до іонізуючого випромінювання мають *газорозрядні лічильники*. За принципом устрою газорозрядні лічильники не відрізняються від іонізаційних камер. Відмінність полягає лише у величині напруженості електричного поля між електродами, що приводить до виникнення в чутливому об'ємі детектора газового посилення (Рис. 3.4).

Головною характеристикою цього процесу є *коефіцієнт газового посилення*, чисельно дорівнює відношенню кількості іонів, що прийшли на збираючий електрод, до загального числа раніше утворених іонів. Залежно від конструкції лічильника й прикладеної напруги коефіцієнт газового посилення може досягати 10^7 . Розрізняють кілька типів газорозрядних лічильників. Для розуміння їхніх різниць розглянемо вольт-амперну характеристику. З метою більшої наочності будемо розглядати вольт-амперні характеристики для α - і β -частинок.

Перші дві області розглядалися раніше. Відзначимо тільки, що в області насичення амплітуда імпульсу (сила струму) пропорційна первинній іонізації, тобто енергії зарядженої частинки, поглиненої в чутливому об'ємі. Тому амплітуда імпульсу для α -частинки, що утворює близько 10^4 пар на 1 см, набагато більша, ніж амплітуда імпульсу для β -частинки, що утворює на тім же шляху близько 30 пар іонів.

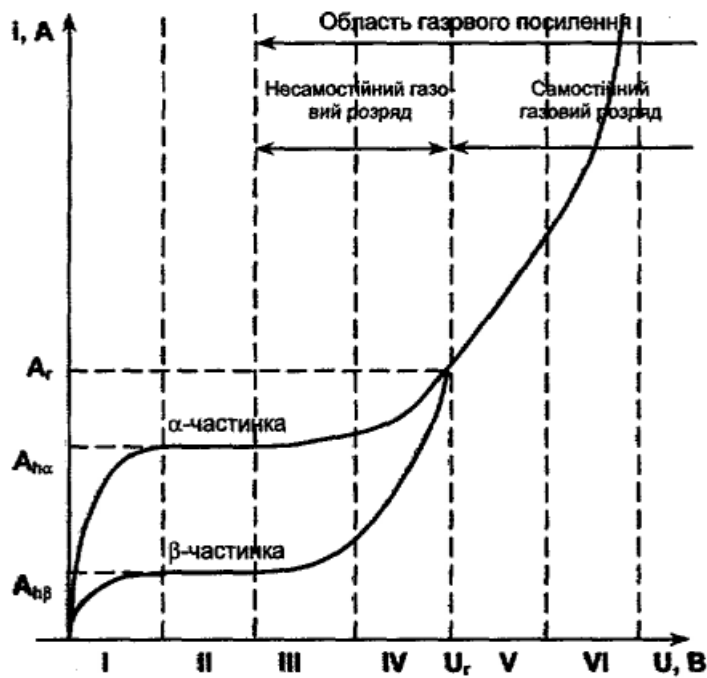


Рис. 3.4. Залежність амплітуди імпульсів від напруги для різних режимів роботи іонізаційного детектора: I - область Ома; II - область насичення; III – область пропорційності; IV - область обмеженої пропорційності; V – область самостійного розряду (область Гейгера); VI - область безперервних розрядів.

Область пропорційності. Зі збільшенням напруженості електричного поля електрони, утворені іонізуючим випромінюванням при русі до збираючого електрода, викликають іонізацію атомів газу наповнювача. Знову утворені електрони також будуть прискорюватися в електричному полі й здійснювати іонізацію, тобто виникає лавиноподібний процес. На початковому етапі амплітуда імпульсів від α - і β -частинок пропорційно зростає. У даній області коефіцієнт газового посилення є постійною величиною для даного детектора. Він залежить від напруги на електродах детектора, від природи газу-наповнювача і його тиску, а також від конструкційних особливостей детектора і не залежить від амплітуди імпульсу.

У даній області коефіцієнт газового посилення становить від 1 до 10^4 , а лічильники, що працюють у даній області, одержали назву пропорційних.

По амплітуді імпульсу, що виникає в пропорційному лічильнику при проходженні через нього іонізуючої частинки, можна отримати відомості про природу або енергію частинки.

Область обмеженої пропорційності. При подальшому збільшенні напруги коефіцієнт газового посилення починає залежати від кількості іонів

у лавині, що утворюється, починає позначатися своєрідне «насичення» процесу газового посилення. При тій самій напрузі коефіцієнт газового посилення буде різним для частинок з різною густиною іонізації. Хоча розходження між числом пар іонів, створених α - і β -частинками в чутливому об'ємі детектора, настільки велике, що в цій області ще можна розрізнити тип частинки, що проходить через лічильник, однак паралельність вольт-амперних характеристик для різних типів частинок порушується.

Область обмеженої пропорційності практично не використовується для реєстрації іонізуючих випромінювань.

Область Гейгера (область самостійного розряду). Якщо ще більше підвищувати напругу, прикладену до детектора, і перейти деяку граничну напругу U_r , то детектор буде переведений в область самостійного розряду. Якщо в області пропорційності газовий розряд охоплює невелику частину чутливого об'єму детектора, то в області Гейгера - весь чутливий об'єм. У даній області імпульс струму не залежить від початкового числа пар іонів у чутливому об'ємі, а визначається тільки вторинною іонізацією.

Детектори, що працюють у даній області, називаються лічильниками Гейгера - Мюллера.

Область безперервного розряду. Існування розряду в цій області не пов'язане з іонізацією в чутливому об'ємі детектора, а визначається напругою, прикладеною до його електродів.

Використання детекторів для реєстрації іонізуючих випромінювань у даній області вольт-амперної характеристики неможливе.

Лічильником Гейгера - Мюллера можна вважати число іонізуючих частинок, не ідентифікуючи їхньої природи, тобто імпульси, створені α - і β -частинками, будуть ідентичними. Нечутливість лічильника до нових іонізуючих частинок у період протікання через нього струму розряду, а також необхідність якнайшвидшого його повернення до робочого стану, приводить до введення в схему елементів, призначених для гасіння самостійного розряду після того, як він буде зареєстрований.

Розрізняють зовнішнє й внутрішнє гасіння. При *внутрішньому гасінні* переривання самостійного розряду досягається за рахунок зміни внутрішнього механізму розряду, а такі лічильники називають самогасними.

Під дією іонізуючого випромінювання в лічильниках виникає безперервний заряд, обумовлений вириванням фотоелектронів з катода ультрафіолетовим випромінюванням. Джерелами ультрафіолетового випромінювання є збуджені атоми й молекули, що утворюються в процесі проходження в детекторі газового розряду.

Для гасіння самостійного розряду в газорозрядний проміжок уводиться спеціально підібрана суміш газів, що поглинає фотони ультрафіолетового світла. Такими добавками можуть бути пари багатоатомних органічних газів (етиловий спирт, метан, ацетон тощо) або галогенів (бром, хлор тощо).

Недоліками самогасних лічильників з органічними добавками є те, що добавки поступово розкладаються на більш прості сполуки, які, як правило, не мають гасильних властивостей, а також висока робоча напруга (~ 1000-1500 В).

Переваги галогенних самогасних лічильників:

- ✓ практично необмежений термін служби; низька робоча напруга (300-500 В);
- ✓ широкий температурний діапазон працездатності (від -40 до +60° С);
- ✓ велика кількість електрики в кожному акті розряду (більш проста електрична схема).

Недоліки галогенних самогасних лічильників:

- ✓ великий час розвитку розряду (10^{-5} с проти 10^{-7} с) у високовольтних самогасних лічильників з органічними добавками);
- ✓ необхідність використання відносно товстих стінок корпусу й катода з корозієстійкого матеріалу.

При зовнішньому гасінні переривання самостійного розряду досягається за рахунок спеціальної гасильної радіотехнічної схеми, що понижує напругу, прикладену до електродів лічильників, до значень, при яких існування самостійного розряду неможливе. Такі лічильники дістали назву *несамогасних*, і саме вони одержали найбільше поширення, у першу чергу за рахунок своєї швидкодії. Ефективність реєстрації α - або β -частинок, що потрапили в чутливий об'єм лічильника, складає практично 100 %. У дійсності ж ці частинки повинні проникнути в чутливий об'єм через стінку датчика, що істотно знижує ефективність їх реєстрації. З метою зменшення поглинання випромінювання в стінках лічильника використовують торцеві лічильники з тонким входним вікном, ефективність реєстрації для таких лічильників становить 80-100 %.

Ефективність реєстрації у-квантів за допомогою лічильників Гейгера - Мюллера вкрай мала, що пов'язане з малою товщиною стінки, а отже, з малою імовірністю утворення вторинних електронів, які викликають іонізацію в чутливому об'ємі лічильника. У випадку збільшення товщини стінки при товщині, що перериває пробіг електрона в речовині стінки, знову утворені електрони не будуть досягати чутливого об'єму. У цілому

ефективність реєстрації γ -квантів за допомогою лічильників Гейгера - Мюллера не перевищує 1 %.

У газорозрядних лічильників спостерігається значна залежність ефективності реєстрації від енергії попадаючого γ -випромінювання. Навіть із використанням згладжувальних фільтрів хід із жорсткістю становить $\pm 25\%$.

Формування імпульсу напруги газорозрядного лічильника. Під дією іонізуючого випромінювання в газорозрядному лічильнику виникає іонізаційний струм (рис. 5.6). Цей струм заряджає конденсатор. Через якийсь час конденсатор починає розряджатися, і розрядний струм проходить через навантажувальний опір, викликаючи на ньому короточасний спад напруги - імпульс напруги. Слабкий імпульс напруги після посилення надходить на перетворюючий, а потім на реєструвальний пристрій.

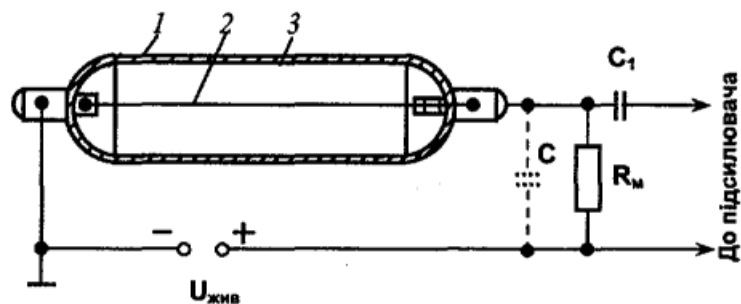


Рис. 3.5. Будова і схема вмикання газорозрядного лічильника: 1 - скляний балон (корпус); 2 - металева нитка (анод); 3 - металевий циліндр або металізоване покриття (катод)

Газорозрядні лічильники характеризуються такими параметрами: лічильна характеристика, фон лічильника, роздільна здатність, ефективність, хід із жорсткістю й термін служби лічильника.

Лічильна характеристика лічильника являє собою залежність швидкості лічення від напруги на лічильнику при постійній інтенсивності випромінювання й певному порозі дискримінації реєструвального пристрою. Поріг чутливості звичайно відповідає початку області Гейгера U_r . Лічильна характеристика має ділянку 100-300 В, на якій швидкість лічення майже не змінюється з напругою на лічильнику (рис. 3.6).

Робочу напругу лічильника вибирають у середині або в першій третині горизонтальної ділянки (плато). Плато лічильника має деякий підйом (нахил), обумовлений появою помилкових імпульсів. Нахил плато - відносне зростання швидкості лічення при збільшенні напруги на 1 В дорівнює

$$\epsilon = \frac{2(N_{\kappa.n} - N_{n.n})}{(N_{\kappa.n} - N_{n.n})U} 100\% \quad (3.9)$$

де $N_{п.п.}$ - швидкість лічення на початку плато; $N_{к.п.}$ - швидкість лічення в кінці плато; ΔU - довжина плато, В. У більшості типів лічильників нахил плато не перевищує 0,1-0,15%.



Рис. 3.6. Лічильна характеристика лічильника: $U_{п.л.}$ - напруга початку лічення; $U_{п.п.}$ - напруга на початку плато; $U_{роб}$ - робоча напруга; $U_{к.п.}$ - напруга в кінці плато.

Фон лічильника N_{ϕ} - середня швидкість лічення лічильника при робочій напрузі підчас відсутності іонізуючого випромінювання. Фон лічильника в основному обумовлений космічним випромінюванням, радіонуклідами, що входять до матеріалу лічильника (^{40}K , ^{14}C тощо), його забрудненням і помилковими імпульсами. Фон лічильника від космічного випромінювання зазвичай дорівнює 2-3 імп./хв на 1 см² поверхні трубки. Для зменшення фону від космічного випромінювання лічильники поміщають у масивні (свинцеві, сталеві, ртутні) світлонепроникні екрани.

Роздільна здатність лічильника – це час, через яке лічильник може зареєструвати наступну частинку. У результаті внутрішніх процесів на якийсь час після реєстрації частинки лічильник стає нечутливий до чергової частинки, що попадає в нього. Цей час прийнято називати *мертвим часом* лічильника. Мертвий час лічильника приводить до прорахунків, які необхідно враховувати введенням відповідних поправок. Справжня швидкість лічення N_0 при $N t_M < 1$ може бути визначена зі співвідношення:

$$N_0 = \frac{N}{1 - N T_M} \quad (3.10)$$

де N - експериментальна швидкість лічення; t_M - мертвий час.

Ефективність лічильника ε - відношення числа частинок, що викликали імпульс (n_1), до загального числа частинок (n_2), що потрапили в лічильник за одиницю часу:

$$\varepsilon = \frac{n_1}{n_2} 100\% \quad (3.11)$$

Ефективність газорозрядних лічильників може бути від часток відсотка до 100 %. Ефективність 100 % означає, що лічильник на кожну частинку, що влетіла, видає один імпульс. Таку ефективність мають деякі β -лічильники. Ефективність газорозрядних лічильників до γ -випромінювання дорівнює 1-3 %. Ефективність залежить від конструкції, матеріалу лічильника і енергії випромінювання.

Хід із жорсткістю. Установимо зв'язок між швидкістю рахунку і потужністю поглиненої дози для лічильника, що використовується для дозиметрії фотонного випромінювання. Виразимо через φ і $\langle \varphi_E \rangle$, відповідно, густину потоку фотонів і густину потоку енергії фотонів. Тоді потужність поглиненої дози:

$$P_{\text{пол}} = \mu_{\text{en},m} \langle \varphi_E \rangle = \mu_{\text{en},m} \bar{E} = \mu_{\text{en},m} \bar{E} \frac{n_{\text{ліч}}}{\epsilon_{\text{ліч}}} \quad (3.12)$$

де $\bar{E}$ - середня енергія фотонів; $\mu_{\text{en},m}$ - масовий коефіцієнт поглинання енергії фотонів у повітрі; $n_{\text{ліч}}$ - число розрядів у лічильнику за 1 с, віднесене до одиниці поверхні лічильника; $\epsilon_{\text{ліч}}$ - ефективність лічильника.

Перетворивши формулу (3.12) до вигляду

$$\frac{n_{\text{ліч}}}{P} = \frac{\epsilon_{\text{ліч}}}{\mu_{\text{en},m} \bar{E}} \quad (3.13)$$

отримаємо вираз для енергетичної залежності чутливості лічильника (хід із жорсткістю). У дозиметрії фотонного випромінювання за допомогою газорозрядних лічильників залежність їхньої чутливості від енергії відіграє велику роль і, по суті, визначає їхню придатність для цього. Повністю позбутися ходу з жорсткістю не представляється можливим, однак використання спеціально підібраних багатошарових фільтрів дозволяє домогтися практично постійної чутливості по густині потоку енергії деяких β -лічильників у діапазоні енергій фотонів 0,09-2,5 МеВ.

Термін служби лічильника визначається загальним числом зареєстрованих частинок без істотних змін параметрів лічильника. Наприклад, термін служби високовольтних лічильників порядку 10^9 - 10^{10} імпульсів. Несамогасні й галогенні лічильники характеризуються більш тривалим терміном служби.

Існують два основних методи вимірювання активності радіонукліда на реєструвальних установках: відносний і абсолютний.

Сутність *відносного методу* вимірювання активності радіонукліда полягає в порівнянні швидкості лічення від джерела з відомою активністю зі швидкістю лічення від джерела з невідомою активністю. Активність радіонукліда визначається за формулою

$$A_x = A_{\text{від}} \frac{N_x}{N_{\text{від}}} \quad (3.14)$$

де $A_{\text{від}}$ - активність джерела; N_x і $N_{\text{від}}$ - швидкості рахунку від джерела з невідомою і відомою активністю, відповідно.

Для визначення активності радіонуклідів відносним методом необхідно мати великий набір джерел, що відрізняються за активністю, ізотопним і

хімічним складом. При відносному методі визначення активності вносяться поправки на роздільний часі фон. Відносний метод простий і точний але може мати велику похибку вимірювань через нееквівалентність порівнюваних джерел.

Сутність *абсолютного методу* вимірювання активності зводиться до визначення повної (4л) активності джерела. Активність джерела розраховується як добуток обмірюваної швидкості лічення N від джерела на ряд поправочних коефіцієнтів:

$$A = K_i N \quad (3.15)$$

де K_i - сумарний поправочний коефіцієнт або, інакше, ціна поділки одного імпульсу.

Для реєстрації нейтронів використовують іонізацію, що виникає в результаті ядерних реакцій або пружних зіткнень з нейтронами. Для реєстрації повільних нейтронів застосовують лічильники з борними наповнювачами (типу BF_3), а для реєстрації швидких нейтронів - з органічними наповнювачами. Враховуючи, що детектування нейтронів, як правило, ведеться при наявності високого γ -випромінювання, що викликає іонізацію чутливого об'єму вторинними електронами (і, отже, іонізація менша, ніж від атомних ядер і протонів, що утворюються при ядерних реакціях), то для реєстрації нейтронів використовують газорозрядні лічильники, що працюють у пропорційному режимі.

Список використаної літератури

1. О. О. Ключников, А. В. Носовський. Основи дозиметрії іонізуючих випромінювань: Навчальний посібник./ Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, 2007 - 256 с.
2. І.Ю. Чернявський, В.В Марущенко, І.М. Мартинюк. Військова дозиметрія / Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», 2011 – 531 с.
3. F.H. Attix. Introduction to Radiological and Radiation Dosimetry / Wiley, New York, 1986 – p.607.
4. Syed Naeem Ahmed. Physics and Engineering of Radiation Detection / Academic Press Inc. Published by Elsevier, 2007 – p. 764.
5. **Glenn E Knoll**. Radiation Detectibn and Measurement / John Wiley & Sons, Inc. 2000 p. 802.