

Дрогобицький державний педагогічний університет
імені Івана Франка

Олег Кузик, Олеся Даньків

**КВАНТОВА ФІЗИКА.
ФІЗИКА АТОМА ТА
АТОМНОГО ЯДРА
МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ
ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ**



Дрогобич
2025

*Рекомендовано до друку вченою радою Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка
(протокол № 2 від 27 лютого 2025 р.).*

Рецензенти:

- **Ігор БІЛИНСЬКИЙ**, професор кафедри фізики та методики її навчання Криворізького державного педагогічного університету, доктор фізико-математичних наук;
- **Роман ЛЕШКО**, доцент кафедри фізики та інформаційних систем Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка, кандидат фізико-математичних наук.

Олег Кузик, Олеся Даньків.

Квантова фізика. Фізика атома та атомного ядра : методичні рекомендації до лабораторних робіт. Дрогобич : Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, 2025. 70 с.

Методичні рекомендації до лабораторних робіт написані відповідно до робочої програми навчальної дисципліни “Загальна фізика (Атомна та ядерна фізика)” для студентів спеціальності 014 Середня освіта (Фізика та астрономія). У посібнику наведені методичні рекомендації для підготовки до лабораторних занять, описані хід виконання лабораторних робіт, будова та принцип роботи деяких приладів, які використовуються на лабораторній роботі.

© О. Кузик, О. Даньків, 2025
© Дрогобицький державний педагогічний
університет імені Івана Франка, 2025

З М І С Т

ВСТУП.....	4
Правила техніки безпеки при виконанні лабораторних робіт	6
Лабораторна робота №1 Дослідження випромінювання нечорного тіла.....	8
Лабораторна робота №2 Дослідження закономірностей зовнішнього фотоефекту	17
Лабораторна робота 3. Дослідження спектра випромінювання атомарного водню.....	29
Лабораторна робота 4. Дослідження поглинання γ -випромінювання різними речовинами	43
Лабораторна робота 5. Реєстрація ядерного випромінювання за допомогою газорозрядного лічильника	53
ДОДАТКИ	66
ЛІТЕРАТУРА	69

ВСТУП

Лабораторні роботи – важлива складова процесу вивчення фізики у закладах вищої освіти, тому що є формою навчання, яка робить можливим безпосередній контакт студента із фізичними явищами. Індивідуальна участь кожного студента у спостереженнях перебігу фізичних явищ, можливість вимірювання величин, які характеризують його, і встановлення якісних і кількісних зв'язків між ними – ось що робить лабораторний практикум дуже ефективною формою занять.

Лабораторні заняття з квантової фізики, фізики атома та атомного ядра як складова курсу загальної фізики мають на меті:

- розширити і поглибити знання про квантові властивості світла і хвильові властивості речовини, будову атома і атомного ядра, закономірності ядерних перетворень при взаємодії між собою та з елементарними частинками;
- ознайомити з методами та технікою фізичних вимірювань та обробки отриманих результатів;
- ознайомити з будовою та принципом роботи приладів, які використовують для дослідження квантових властивостей світла і реєстрації елементарних частинок;
- підготувати майбутнього вчителя-фізика до проведення лабораторних занять в школі;
- сформувати здатність застосовувати набуті теоретичні знання у практичній діяльності.

До посібника включені описи лабораторних робіт, які згруповані за розділами відповідно до програми дисципліни “Загальна фізика (Атомна та ядерна фізика)” для студентів спеціальності 014 Середня освіта (Фізика та астрономія). Час, відведений на лабораторні заняття, є обмеженим. Оскільки без знання теорії неможливе свідоме проведення експерименту, то на початку опису кожної роботи подаються теоретичні

питання, які студентів необхідно опрацювати самостійно. Щоб максимально сприяти студентам у підготовці до занять, на початку кожної роботи подані теоретичні відомості, що включають опис фізичного явища, ключові поняття та основні співвідношення, знання яких необхідні для проведення експерименту. Це, однак, не знімає зі здобувача освіти обов'язку самостійно працювати з підручником.

Більшість лабораторних робіт містить 2–3 завдання. Порядок їх виконання продуманий до найменших деталей і повинен сприяти швидкому проведенню експерименту. Цьому добре прислужаться зразки таблиць, які значно полегшують обробку результатів вимірювань.

Контрольні запитання, які подані в кінці опису кожної лабораторної роботи, допомагають здійснювати як контроль з боку викладача при здачі допуску чи звіту роботи студентом, так і самоконтроль знань, здобутих на лабораторних заняттях. Опрацювання рекомендованої літератури дозволить більш детально ознайомитись з фізичною сутністю досліджуваних явищ, із сучасними приладами та їх застосуванням.

Виконання кожної лабораторної роботи здійснюється протягом двох занять і складається з таких етапів:

- підготовка до лабораторної роботи (вивчення відповідного теоретичного матеріалу та інструкції до роботи);
- допуск до виконання роботи;
- проведення експериментальних вимірювань;
- обробка результатів вимірювань та оформлення звіту роботи;
- захист лабораторної роботи.

ПРАВИЛА ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПРИ ВИКОНАННІ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

При виконанні лабораторних робіт студенти мають справу з установками та електротехнічними пристроями, які живляться змінним струмом напругою 220 В. Важливо пам'ятати, що легковажність, неакуратність в користуванні ними можуть призвести до нещасних випадків, пошкоджень вимірювальних приладів, виникнення пожежі.

Перед початком лабораторних занять керівник проводить інструктаж з техніки безпеки. Про це робиться відповідний запис у спеціалізованому лабораторному журналі.

Необхідно пам'ятати, що струм порядку 10–15 мА викликає самовільне скорочення м'язів, унаслідок чого людина не може самостійно відмежуватися від струмоведучих частин електричних пристроїв. Струм 20–50 мА (50 Гц) викликає розлад у роботі м'язів грудної клітки, що спричиняє ускладнення дихання. Змінний струм порядку 100 мА діє безпосередньо на м'язи серця, викликаючи його зупинку, а тому є найбільш небезпечним для життя людини. Якщо врахувати, що опір тіла людини може змінюватися у широких межах (від 500 до 100000 Ом), то легко зрозуміти, що напруга 220 В є реальною загрозою ураження людини. Із збільшенням частоти струму загроза ураження зменшується. Найнебезпечніші для людини є струми частотою 40–60 Гц. При частотах понад 100 Гц загроза ураження різко зменшується. Ступінь ураження електричним струмом залежить також від часу його проходження через організм.

Щоб уникнути нещасних випадків при виконанні лабораторних робіт, необхідно дотримуватися таких правил:

- 1) вмикати електричні схеми, окремі прилади лише з дозволу викладача чи лаборанта лабораторії;

- 2) складання схем чи їх демонтуювання дозволяється лише при виключеній напрузі джерела живлення;
- 3) при збиранні електричних схем на макетах переконатися, що макет виключений з мережі. Всі з'єднання проводити за допомогою провідників з наконечниками та клем з ізоляційного матеріалу або пари гніздо-штепсель. Загвинчувати клеми щільно, щоб усунути самовільне випадання з'єднувальних провідників з-під клем;
- 4) не можна торкатися руками струмоведучих частин приладів або окремих провідників, які є під напругою.
- 5) забороняється залишати без догляду ввімкнені схеми, нагрівні та вимірювальні прилади;
- 6) при виявленні будь-яких пошкоджень електромережі, електровимірювальних та електронагрівальних приладів необхідно повідомити про них викладача або лаборанта;
- 7) при помітному нагріванні провідників, появі запаху горілої ізоляції або диму негайно вимкнути струм і повідомити про це викладача або лаборанта;
- 8) при користуванні нагрівними приладами потрібно бути обережними, щоб не отримати опіків. Також потрібно бути обережним при виконанні робіт із приладами та установками, які мають обертові частини чи елементи.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕЧОРНОГО ТІЛА

Мета роботи: дослідна перевірка закону Стефана-Больцмана. Визначення ступеня чорноти для нечорного тіла.

Вивчити:



1. Види електромагнітного випромінювання. Теплове випромінювання. Характеристики теплового випромінювання та їх взаємозв'язок.
2. Абсолютно чорне тіло. Закон Кірхгофа.
3. Закони теплового випромінювання абсолютно чорного тіла.
4. Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Формула Релея-Джинса.
5. Гіпотеза Планка та формула Планка.
6. Поняття про оптичну пірометрію.



Теоретичні відомості

Електромагнітне випромінювання переносить із собою енергію випромінюючого тіла. Для того, щоб воно було стійким у часі, втрачена енергія має поповнюватися. Вид джерела енергії, за рахунок якого воно відбувається, визначає природу електромагнітного випромінювання.

Тепловим називається електромагнітне випромінювання, яке відбувається за рахунок хаотичного, теплового руху молекул речовини. Фізична природа такого процесу полягає у перетворенні енергії теплового руху молекул і атомів речовини на енергію електромагнітного випромінювання. Тіла, нагріті до високої температури, набувають здатності світитися. Наприклад, розжарені до білого жару рідкі або тверді тіла випромінюють біле світло, яке має суцільний спектр частот. Із зниженням температури тіла зменшується інтенсивність випромінювання

та змінюється його спектральний склад. У ньому дедалі більше переважають довгі хвилі (червоні та інфрачервоні). При дальшому охолодженні тіло взагалі припиняє випромінювати видиме світло, а випромінює лише невидимі для людського ока інфрачервоні промені.

На відміну від люмінесценції теплове випромінювання здатне перебувати в термодинамічній рівновазі з речовиною. Ця властивість є його характерною ознакою і тому його називають *рівноважним випромінюванням*. До рівноважних станів і процесів можна застосовувати закони термодинаміки. Основні характеристики досліджуваного процесу в такому випадку є енергетичними.

1. *Енергетична світність, або інтегральна випромінювальна здатність* – це фізична величина, що чисельно дорівнює потужності випромінювання з одиниці поверхні у всіх напрямках і в усьому діапазоні довжин хвиль. Тому це інтегральна (за діапазоном випромінювання), але локальна (для даної точки поверхні випромінювача) характеристика:

$$R_e = \frac{W}{St} = \frac{P}{S}, \quad R_e = \left[\frac{Bm}{m^2} \right] \quad (1.1)$$

2. *Спектральна густина енергетичної світності або спектральна випромінювальна здатність* – це фізична величина, що визначає розподіл енергетичної світності за спектром випромінювання:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_e}{d\lambda}, \quad r_{\nu,T} = \frac{dR_e}{d\nu}, \quad r_{\omega,T} = \frac{dR_e}{d\omega}, \quad (1.2)$$

де нижні індекси вказують від чого залежить відповідна характеристика. Отже, спектральна випромінювальна здатність чисельно дорівнює потужності випромінювання з одиниці площі поверхні цього тіла в інтервалі частот одиничної ширини.

3. *Поглиналивою здатністю* тіла називають відношення поглинутої потужності Φ' (енергії, що поглинається за одиницю часу) до падаючої потужності Φ

$$A_T = \frac{\Phi'}{\Phi}.$$

4. *Спектральна поглинальна здатність* тіла показує, яку частину падаючого випромінювання в інтервалі частот λ , $\lambda + \Delta\lambda$ (ν , $\nu + \Delta\nu$) тіло поглинає при заданій температурі

$$a_{\lambda,T} = \frac{\Phi'_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}}, \quad a_{\nu,T} = \frac{\Phi'_{\nu}}{\Phi_{\nu}}.$$

Тіло називають *абсолютно чорним*, якщо воно при будь-якій температурі поглинає всю енергію падаючого електромагнітного випромінювання будь-якої довжини хвилі. Отже поглинальна здатність абсолютно чорного тіла

$$a_{\lambda,T} = a_{\nu,T} = A_T = 1.$$

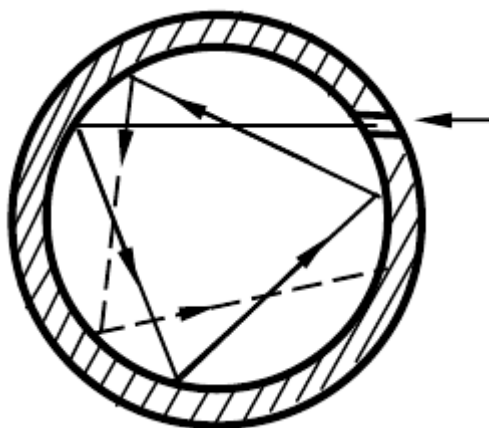


рис. 1.1

Усі реальні тіла не є абсолютно чорними. Однак деякі з них у певних інтервалах частот близькі за своїми властивостями до абсолютно чорного тіла (сажа, чорний оксамит).

Моделлю абсолютно чорного тіла є порожнисте тіло з отвором, що не перевищує однієї десятої його внутрішніх розмірів (рис. 1.1).

Промінь світла, який потрапляє всередину порожнини через отвір зазнає багаторазового відбивання від стінок порожнини. При кожному відбиванні енергія світла частково поглинається стінками. Тому незалежно від матеріалу стінок інтенсивність променя, який виходить з порожнини через отвір, значно менша за інтенсивність падаючого променя. Зрозуміло, що отвір тим ближчий за своїми властивостями до абсолютно чорного тіла, чим менше відношення його площі до площі поверхні порожнини. Ця модель абсолютно чорного тіла дає можливість зрозуміти, чому відчинені вікна будинків зовні здаються чорними, хоча всередині будинок достатньо освітлений внаслідок відбивання денного світла від стін.

Закон Кірхгофа

Відношення спектральної випромінювальної здатності тіла до його спектральної поглинальної здатності не залежить від природи тіла і дорівнює поглинальній здатності абсолютно чорного тіла, яка є функцією температури та частоти (довжини):

$$\left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}\right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}}\right)_i = r_{\nu,T}^*.$$

Функцію $r_{\nu,T}^*$ ще називають універсальною функцією Кірхгофа.

Наслідки, які випливають із закону Кірхгофа:

1. Якщо при температурі T тіло не поглинає випромінювання у певному діапазоні частот (ν , $\nu+d\nu$) ($a_{\nu,T} = 0$), то і випромінювати у цьому ж діапазоні при даній температурі воно не може.
2. Тіла із більшою поглинальною здатністю мають більшу випромінювальну здатність.
3. Найбільшу випромінювальну здатність при будь-якій температурі у будь-якому діапазоні частот (довжин хвиль) має абсолютно чорне тіло.

Сіре тіло

Поряд з моделлю абсолютно чорного тіла користуються іншою ідеалізованою моделлю – сірим тілом. Тіло називають сірим, якщо його поглинальна здатність не залежить від частоти (довжини) випромінювання, а залежить тільки від температури та стану випромінюючої поверхні $a_{\nu,T} = a_T$. Для сірих тіл крива розподілу енергії за довжинами хвиль (рис. 1.2, крива 2) за формою однакова з кривою для абсолютно чорного тіла (рис. 1.2, крива 1), але інтенсивність випромінювання для кожної довжини хвилі за будь-якої температури завжди менша, ніж у абсолютно чорного тіла. У селективних випромінювачів спектральний розподіл енергії відмінний від розподілу абсолютно чорного тіла (рис. 1.2, крива 2).

Знайдемо інтегральну випромінювальну здатність сірого тіла.

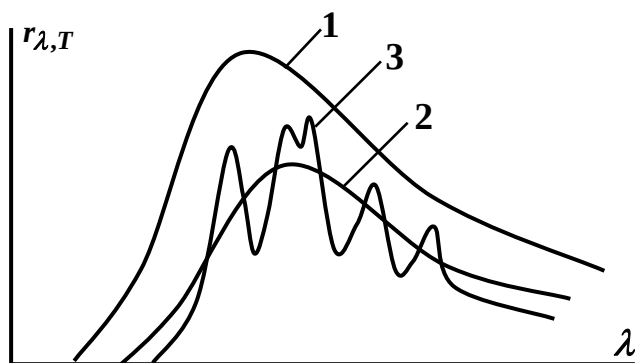


Рис. 1.2

Випромінювальна здатність будь-якого тіла з врахуванням закону Кірхгофа дорівнює

$$R_e =$$

$$\int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} a_{\nu,T} r_{\nu,T}^* d\nu.$$

Оскільки для сірого тіла спектральна поглинальна здатність a_T не

залежить від частоти випромінювання, то його випромінювальна здатність

$$R_e^{\text{сір}} = a_T \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* d\nu = a_T R_e^*,$$

де $R_e^* = \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* d\nu$ – інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла.

Реальне тіло може бути близьке за своїми властивостями до сірого тіла лише в невеликих інтервалах частот випромінювання. У цьому випадку інтегральну випромінювальну здатність записують у вигляді

$$R_e = \eta R_e^*,$$

де η називають коефіцієнтом чорноти, який залежить від температури, матеріалу і стану поверхні тіла.

Закон Стефана-Больцмана

Інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла прямо пропорційна четвертому степеню абсолютної температури його поверхні

$$R_e^* = \sigma T^4,$$

де σ – стала величина; T – термодинамічна температура. Таким чином, висновок, до якого Стефан прийшов для нечорних тіл (з абсолютно чорними тілами він не експериментував), виявився справедливим лише для абсолютно чорних тіл.

Ступінь чорноти залежить як від природи речовини, так і від температури. Залежність від температури можна виразити співвідношенням:

$$\eta(T) = \eta_0 T^{-x}. \quad (1.3)$$

Якщо нечорне тіло з температурою T_1 міститься у порожнині з температурою T_2 , то випромінювальна ним енергія за одиницю часу буде рівною:

$$\Phi = \eta_1 \sigma T_1^4 S_1 - \eta_2 \sigma T_2^4 S_2,$$

де S_1 і S_2 – поверхні випромінювального тіла і порожнини, η_1 і η_2 – відповідні ступені чорноти. Якщо температура випромінюючого тіла T_1 висока, а температура порожнини T_2 кімнатна, то можна знехтувати другим доданком, і тоді, поклавши, що $\eta = \eta_1, T = T_1, S = S_1$, одержимо:

$$\Phi = \eta \sigma T^4 S = \eta_0 T^{-x} \sigma T^4 S = \eta_0 \sigma T^{4-x} S = \eta_0 \sigma T^n S \quad (1.4)$$

Завдання знаходження енергетичної світності сірого тіла потребує методів визначення сталих η_0 та n . Це можна зробити за допомогою електричних вимірювань.

Під час нагрівання нитки розжарення електричним струмом частина одержаної енергії втрачається внаслідок теплообміну, інша частина – це втрата за рахунок випромінювання:

$$I^2 R = I \cdot U = C(T - T_2) + \eta_0 \sigma T^n S, \quad (1.5)$$

де S – ефективна випромінююча поверхня нитки розжарення, I, U – сила струму і напруга при даній температурі розжарення.

При низьких температурах переважають втрати енергії через теплопровідність (перший доданок). Для високих температур вирішальними є втрати за рахунок випромінювання.

Відомо, що опір провідника у досить великому інтервалі температур лінійно залежить від температури

$$R_T = R_0(1 + \beta \cdot t^\circ) \text{ або}$$

$$R_T = R_0 \beta T + R_0(1 - \beta \cdot 273) \approx R_0 \beta T \quad (1.6)$$

де β – температурний коефіцієнт опору, R_0 – опір провідника при 0°C . Оскільки $(1 - \beta \cdot 273) < 1$, то вклад другого доданка є набагато менший, ніж першого. Оскільки $R_T = \frac{U}{I}$, то з останнього виразу можна отримати температуру нагрітого провідника:

$$T = \frac{U}{I \cdot \beta \cdot R_0}. \quad (1.7)$$

Підставивши (1.7) в (1.5), одержимо:

$$I \cdot U = \eta_0 \sigma \left(\frac{U}{I \sigma R_0} \right)^n S. \quad (1.8)$$

Для визначення показника n прологарифмуємо (1.8), тоді:

$$\lg(I \cdot U) = n \left[\lg \left(\frac{U}{I} \right) + \lg \left(\frac{1}{\sigma R_0} \right) \right] + \lg \eta_0 \sigma S. \quad (1.9)$$

Показник n можна визначити з графіка як кут нахилу кривої:

$$\lg(I \cdot U) = f \left(\lg \frac{U}{I} \right).$$

Максимальний ступінь чорноти η_0 можна визначити за формулою:

$$\eta_0 = \frac{I \cdot U}{\sigma T^n S}. \quad (1.10)$$

Прилади і матеріали: 1) електрична лампа розжарювання; 2) вольтметр; 3) амперметр; 4) автотрансформатор.



Порядок виконання завдання

1. За допомогою омметра виміряти опір нитки розжарення R_t за кімнатної температури. За формулою (1.6) обчислити опір нитки розжарення лампи при 0°C . Для розрахунків прийняти $\beta=0,0045 \text{ K}^{-1}$.
2. Зібрати електричну схему згідно з рис. 1.3:

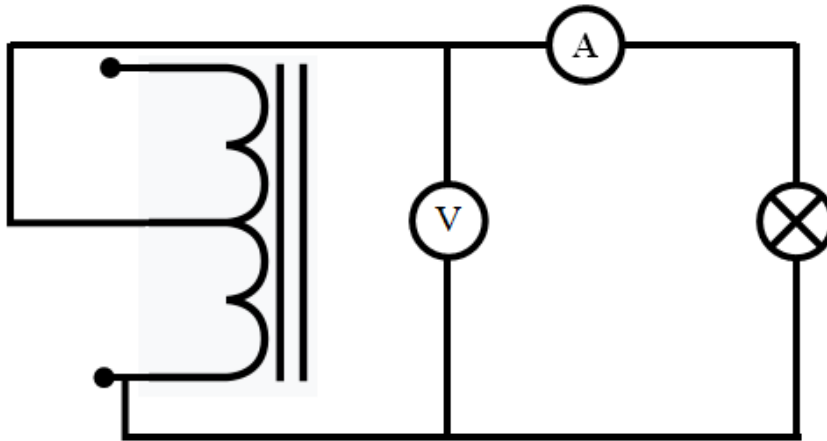


Рис. 1.3

3. За допомогою регулятора напруги змінювати напругу через кожні 10В у діапазоні від 50 В до 220 В, одночасно вимірюючи силу струму у колі.
4. За допомогою пірометра вимірювати температуру поверхні лампи T_n за кожного значення напруги.
5. Отримані результати занести у таблицю і провести відповідні обчислення.

№	R_t , Ом	R_0 , Ом	U , В	I , А	T , К	T_n , К	$I \cdot U$, Вт	U/I , Ом	$\lg(U \cdot I)$	$\lg(U/I)$

6. Побудувати графік залежності $\lg(U \cdot I)$ від $\lg(U/I)$. Визначити показник степеня n як тангенс кута нахилу прямої:

$$n = \frac{\lg(I \cdot U) - \lg'(I \cdot U)}{\lg\left(\frac{U}{I}\right) - \lg'\left(\frac{U}{I}\right)}.$$

7. Вважаючи випромінюючу нитку лампи сірим тілом, розрахувати її ступінь чорноти для максимальної температури за формулою (1.10). При обчисленнях врахувати, що довжина випромінюючої нитки 30 мм, діаметр 0,2 мм.
8. Порівняйте температури T_n та T . Зробіть відповідні висновки.
9. Обчислити випромінювальну здатність нитки розжарення (вольфраму) за формулою $R_T = \eta(T)\sigma T^4$ та порівняти це значення з аналогічним для абсолютно чорного тіла при даній температурі. Зробити висновки.

Контрольні запитання



1. Що називають тепловим випромінюванням і яка його відмінність від інших видів випромінювання?
2. Що таке випромінювальна і що таке поглинальна здатність тіла?
3. Яке тіло називається абсолютно чорним? Як воно моделюється?
4. Якими законами описується випромінювання абсолютно чорного тіла?
5. Як залежить розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла від довжини хвилі або частоти?
6. Як узгоджується формула Релея-Джинса з експериментальними результатами?
7. У чому полягає зміст гіпотези квантів Планка? Запишіть формулу Планка.
8. Як отримати закон Стефана-Больцмана з формули Планка?
9. Як отримати математичний запис закону зміщення Віна з формули Планка?
10. Яке випромінювання називається сірим?
11. Яким законом виражається енергетична світність сірих тіл?
12. Що розуміють під ступенем чорноти? Від чого вона залежить?
13. Що називають тепловим випромінюванням і яка його відмінність від інших видів випромінювання?
14. Що таке випромінювальна і що таке поглинальна здатності нагрітого тіла?
15. Яке тіло називається абсолютно чорним? Як воно моделюється?
16. Якими законами описується випромінювання абсолютно чорного тіла?
17. Як залежить розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла від довжини хвилі або частоти?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

Мета роботи: дослідна перевірка законів фотоефекту та визначення роботи виходу електрона з металу і сталої Планка.

Вивчити:



1. Зовнішній фотоефект. Закони фотоефекту.
2. Квантова теорія фотоефекту. Рівняння Ейнштейна.
3. Фотони.
4. Внутрішній фотоефект.
5. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла.
6. Тиск світла.
7. Ефект Комптона.



Теоретичні відомості

2.1. Зовнішній фотоефект. Закони фотоефекту

У 1897 р. Г. Герц виявив, що при освітленні негативного електрода іскрового розрядника ультрафіолетовими променями розряд

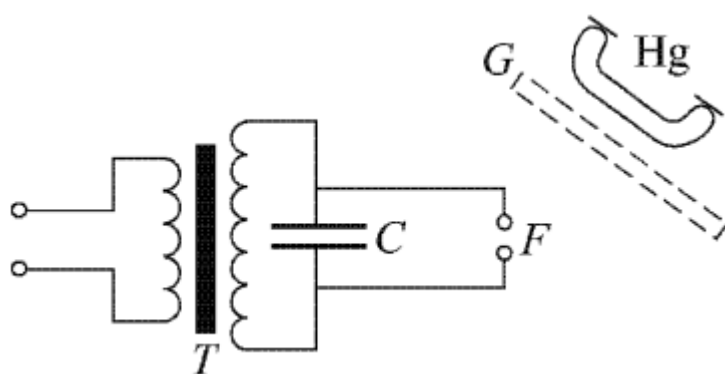


Рис. 2.1

відбувається при меншій напрузі між електродами, ніж без такого освітлення.

Явище, яке виявив Герц, можна спостерігати на такому досліді (рис. 2.1). Величина іскрового проміжку F підбирається

так, що в схемі, яка складається з трансформатора T і конденсатора C , іскра виникала досить рідко (1–2 рази на хвилину). Якщо освітити електроди F , які виготовлені з цинку, світлом ртутної лампи Hg, то іскра виникає досить часто, якщо потужність трансформатора достатня для швидкої зарядки конденсатора C . Якщо розташувати між лампою і електродами F скло G , тобто обмежити доступ ультрафіолетових променів, явище припиняється.

Як показали досліди В. Гальвакса, це явище зумовлене вибиванням з електродів під дією світла негативних зарядів, які потрапляючи в електричне поле між електродами прискорюються, іонізують навколишній газ і викликають розряд.

Явище виривання електронів з твердих і рідких речовин під дією світла називається *зовнішнім фотоефектом*.

Закони фотоефекту

Ленард й інші дослідники, помістивши електроди у вакуумну трубку, провели такий дослід (рис. 2.2). Світло, що проникає через кварцове віконце $Kв$, освітлює катод K , який виготовлений з досліджуваного матеріалу. Електрони, вибиті внаслідок фотоефекту,

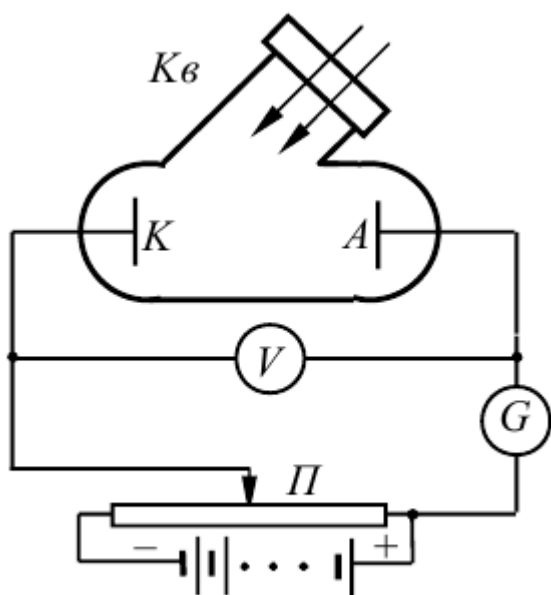


Рис. 2.2

рухаються під дією електричного поля до анода A . У результаті цього в електричному колі проходить фотострум, який вимірюється гальванометром G . Напругу між анодом і катодом можна змінювати за допомогою потенціометра $П$.

Отримані вольт-амперні характеристики при різних енергетичних освітленостях E_1 та E_2 катода K (криві залежності

фотоструму I від напруги U між електродами) наведені на рис. 2.3. Частота світла в обох випадках однакова.

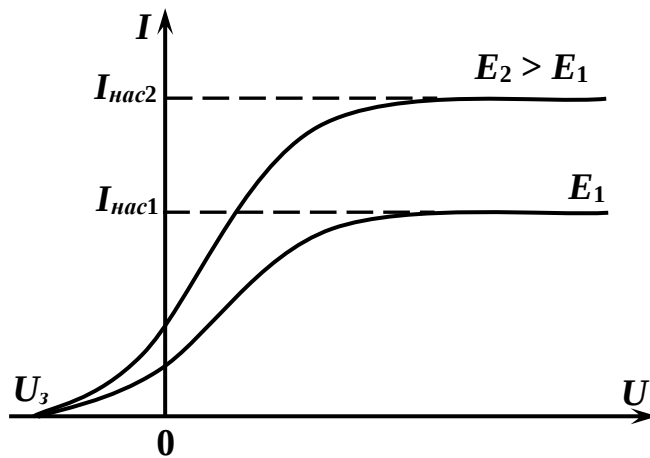


Рис. 2.3

Навіть при відсутності електричного поля між катодом і анодом ($U = 0$) деякі електрони, вирвані з поверхні катода під дією світла, потрапляють на анод і в колі існує фотострум. Це означає, що деякі електрони мають швидкості, які є достатніми

для того, щоб долетіти до анода «самостійно», без допомоги прискорювального поля. При збільшенні напруги сила струму зростає і при деякому значенні напруги досягає насичення – всі електрони, які вириваються з катода, потрапляють на анод. Сила струму насичення $I_{нас}$ визначається кількістю електронів, які вириваються з катода під дією світла за одиницю часу.

Для того щоб сила струму дорівнювала нулю, необхідно прикласти затримуючу напругу U_3 . При такій напрузі жодному з електронів, який навіть при вириванні з катода має найбільше значення швидкості v_{max} , не вдається перебороти затримуюче поле й досягти анода. Тому можна записати, що

$$eU_3 = \frac{mv_{max}^2}{2}, \quad (2.1)$$

де e та m – заряд і маса електрона.

Таким чином, дослідним шляхом були встановлені такі закони фотоефекту:

1. Число фотоелектронів, які вириваються з катода за одиницю часу (струм насичення $I_{нас}$), пропорційне інтенсивності світла (енергетичній освітленості катода).

2. Для кожної речовини існує **червона межа** фотоефекту, тобто така найменша частота світла ν_0 , при якій ще можливий фотоефект.

3. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається частотою світла і не залежить від його інтенсивності.

4. Фотоефект є явище без інерційне.

З точки зору хвильової теорії можна пояснити тільки перший закон фотоефекту. Інші встановлені експериментально залежності не вкладаються у межі класичних уявлень. Наприклад, швидкість фотоелектронів за класичними уявленнями повинна зростати зі збільшенням амплітуди, а отже, і при зростанні інтенсивності електромагнітної хвилі. А це суперечить першому закону фотоефекту.

2.2. Квантова теорія фотоефекту. Рівняння Ейнштейна

Гіпотеза світлових квантів

У 1905 р. А. Ейнштейн, розвинувши ідеї М. Планка про квантовий характер випромінювання, показав, що всі закономірності фотоефекту легко пояснюються, якщо припустити, що світло не лише випромінюється, а і поширюється в просторі та поглинається речовиною у вигляді окремих порцій енергії – *квантів* електромагнітного випромінювання. Таким чином, поширення світла треба розглядати не як безперервний хвильовий процес, а як потік дискретних квантів, що рухаються зі швидкістю світла у вакуумі. Для монохроматичного випромінювання усі кванти електромагнітного випромінювання, які називають *фотонами*, мають однакову енергію $h\nu$.

На думку Ейнштейна, взаємодіючи з електроном металу, фотон може обмінюватися з ним енергією та імпульсом. Фотоефект виникає у випадку непружного зіткнення фотона з електроном. При такому зіткненні фотон поглинається як окрема неподільна частинка, а його енергія $h\nu$ передається повністю електрону.

Рівняння Ейнштейна

Розглянемо зовнішній фотоефект з квантової точки зору. Частина енергії, отриманої електроном внаслідок поглинання світлового кванта, яка дорівнює роботі виходу A , витрачається на те, щоб електрон міг покинути поверхню металу. Якщо електрон вивільняється світлом не біля поверхні, а на деякій глибині, то частина енергії, яка дорівнює E' , може бути втрачена внаслідок випадкових зіткнень у речовині. Залишок енергії $h\nu - A$ ($h\nu - A - E'$) є кінетичною енергією E_k електрона, який покинув речовину. Енергія E_k буде максимальною, якщо $E' = 0$. Припустимо, що електрон одержав кінетичну енергію при зіткненні тільки з одним фотоном, а також те, що передавання енергії фотоном одному електрону не змінює енергії інших електронів. Теорія фотоефекту, яка ґрунтується на цьому припущенні, називається *одноелектронною*. У цьому випадку має виконуватися співвідношення

$$h\nu = A + \frac{mv_{max}^2}{2}, \quad (2.2)$$

яке називається *рівнянням Ейнштейна* для зовнішнього фотоефекту.

Фотоефект і робота виходу залежать від стану поверхні металу (зокрема, від окисів, що розміщуються на ній, адсорбованих речовин). Запишемо рівняння Ейнштейна у вигляді

$$h\nu = A + eU_3. \quad (2.3)$$

Пояснення законів фотоефекту з точки зору квантової фізики

Рівняння Ейнштейна дає можливість пояснити всі закони зовнішнього фотоефекту. З формули (2.2) випливає, що у випадку, коли робота виходу A перевищує енергію кванта $h\nu$, електрони не можуть покинути метал. Отже, для виникнення фотоефекту необхідне виконання умови $h\nu \geq A$, або

$$\nu \geq \nu_0 = \frac{A}{h}. \quad (2.4)$$

Відповідно для довжини хвилі маємо умову

$$\lambda \leq \lambda_0 = \frac{ch}{A}. \quad (2.5)$$

Частота ν_0 (довжина хвилі λ_0) – найменша частота (найбільша довжина хвилі), при якій ще можливий зовнішній фотоефект, називається *червоною межею фотоефекту*. Вона залежить лише від величини роботи виходу електронів, тобто від хімічної природи металу і стану його поверхні.

Кількість електронів, які вилітають за одиницю часу внаслідок фотоефекту, пропорційна кількості падаючих на поверхню квантів світла. Водночас світловий потік Φ і, відповідно, енергетична освітленість поверхні металу визначається кількістю квантів світла, що падають на поверхню за одиницю часу. Відповідно до цього струм насичення $I_{нас}$ (кількість фотоелектронів вирваних з поверхні металу за одиницю часу) має бути пропорційний енергетичній освітленості.

Також із рівняння Ейнштейна (2.2) випливає, що максимальна кінетична енергія електронів залежить не від інтенсивності світла, а тільки від його частоти та роботи виходу металу.

Запишемо вираз для затримуючої напруги, використавши рівняння (2.3)

$$U_3 = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e}. \quad (2.4)$$

Отже, величина затримуючої напруги не залежить від інтенсивності світла, а лінійно залежить від частоти ν .

На рис. 2.4 приведено експериментально отримані

залежності затримуючої напруги від частоти світла, яким опромінювали алюміній, цинк і нікель. Як бачимо експериментальні прямі, які відповідають різним металам, паралельні одна одній, що відповідає рівнянню (2.4), оскільки, відповідно, до цього рівняння

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dU_3}{d\nu} = \frac{h}{e}. \quad (2.5)$$

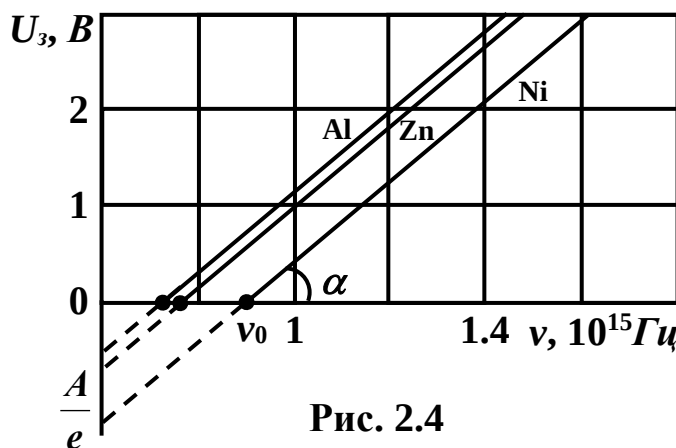


Рис. 2.4

Середнє значення сталої Планка h , знайдене із співвідношення (2.5) за результатами дослідів збіглося з результатами інших досліджень. Окрім того, результати експерименту підтверджують існування червоної межі фотоелектру ν_0 , яка залежить від речовини (рис. 2.4). З графіків рис. 2.4 можна знайти роботи виходу металів. Довжина відрізка, який відтинає пряма на осі ординат, дорівнює роботі виходу відповідного металу в електрон-вольтах.

Безінерційність фотоелектру також є доказом квантової природи взаємодії світла з речовиною. З хвильової точки зору потрібний скінчений час, щоб електромагнітна хвиля передала електрону енергію, яка необхідна для виконання ним роботи виходу. Згідно з квантовою теорією, фотоелектр виникає у випадку непружного зіткнення фотона з електроном. При такому зіткненні фотон поглинається, а його енергія передається електрону. Таким чином, електрон отримує кінетичну енергію не поступово, а відразу.

Завдання 1. Дослідження вольт-амперної характеристики фотоелемента

Прилади і матеріали: 1) фотоелемент СЦВ-4; 2) вольтметр В7-23; 3) амперметр В7-21; 4) монохроматор УМ-2 з освітлювачем; 5) джерело живлення.

Вольт-амперна характеристика – це залежність між силою фотоструму та анодною напругою при постійному світловому потоці (або освітленості) $I = f(U), \Phi = const$.

Схема для зняття вольт-амперної характеристики фотоелемента представлена на рис. 2.5. На робочому місці розміщений комутаційний щиток, до якого під'єднані вимірювальні прилади та фотоелемент.

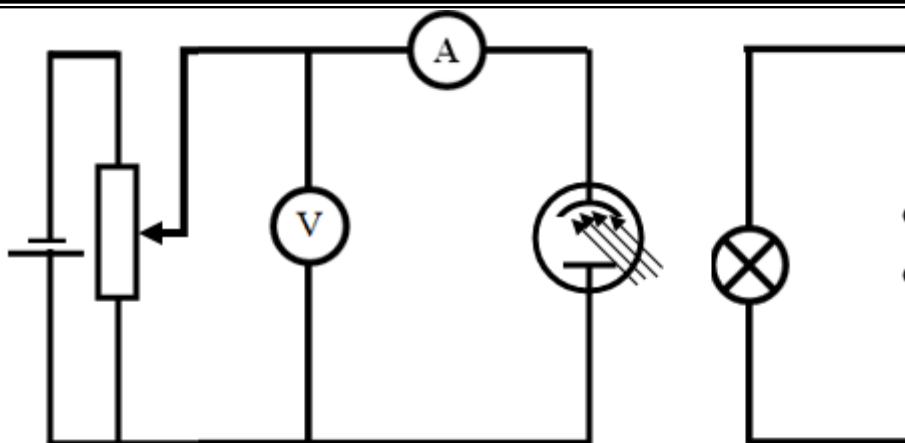


Рис. 2.5



Порядок виконання завдання

1. Включити джерело живлення, вольтметр, амперметр. Слідкувати за показами вольтметра і амперметра. Не допускати перевантажень. Дати прогрітися приладам протягом 3–4 хв.
2. Включити джерело світла. Користуючись градуйованою таблицею монохроматора встановити довжину хвилі світла в межах 500–530 нм.
3. Включити джерело живлення в прямому напрямку (тумблер “Пр ↔ 3В” на джерелі живлення). Включити фотоелемент в прямому напрямку (тумблер “Пр. 3В” на комутаційному щитку). Включити вольтметр на діапазон 100 В. Включити амперметр на діапазон 10 мкА.
4. Регулятором напруги прямого напрямку на джерелі живлення встановити напругу на фотоелементі 0 В. Зафіксувати значення фотоструму.
5. Плавнo збільшуючи напругу на фотоелементі в прямому напрямку через кожні ~ 2 В, фіксувати значення фотоструму. Дослідження проводити до одержання фотоструму насичення. Так буде знята пряма вітка вольт-амперної характеристики.
6. Зменшити напругу на фотоелементі до 0В. Тумблери “Пр ↔ 3В” на джерелі живлення і “Пр. 3В” на комутаційному щитку перемикнути

в положення “ЗВ”. Вольтметр перемкнути на діапазон 1 В, амперметр – на діапазон 1 мкА. Регулятором зворотної напруги на комутаційному щитку виставити 0В.

7. Збільшуючи значення напруги через кожні $\sim 0,05$ В, фіксувати значення фотоструму. Напругу збільшувати до значень, при яких він стане рівним 0. Отримані результати вимірів внести у звітну таблицю. *Зауваження:* за нуль струму прийняти значення сили струму, яке показує амперметр за відсутності освітлення фотоелемента.
8. Побудувати графік вольт-амперної характеристики, пояснити отриману залежність. Враховуючи (2.1), оцінити значення максимальної швидкості фотоелектронів.

Пряма вітка	$U, В$	0	2	4	6	8	10	12
	$I, мкА$							
Зворотня вітка	$U, В$	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3
	$I, нА$							

Завдання 2. Дослідження спектральної характеристики фотоелемента



Порядок виконання завдання

1. Встановити режим вимірювання “прямої вітки” фотоструму. Вольтметр включити на діапазон 100 В. Амперметр – на діапазон 10 мкА.
2. Регулятором “прямої” напруги на джерелі живлення встановити значення напруги у межах струму насичення вольт-амперної характеристики.

3. Встановити довжину хвилі світла 400 нм. Записати покази амперметра.
4. Збільшуючи довжину хвилі світла через 10 нм, записувати покази амперметра.
5. Вимірювання припинити тоді, коли покази амперметра стануть рівними 0.
6. Отримані результати вимірів занести у таблицю.

λ , нм	400	410	420	430	440	450	460	470	480
I_ϕ , мкА									

7. Побудувати графік залежності $I_\phi = f(\lambda)$. Пояснити отриману залежність.
8. За графіком визначити червону межу фотоефекту і вирахувати роботу виходу електрона з металу катода фотоелемента. Використовуючи табличні дані, визначити матеріал, з якого виготовлений фотокатод.

Завдання 3. Визначення сталої Планка, червоної межі та роботи виходу електрона з металу



Порядок виконання завдання

1. Встановити режим вимірювання “зворотної вітки” фотоструму.
2. Вимірювання проводити в діапазоні довжин хвиль 520 нм і менше.
3. Вимірювання проводити при якомога менших вхідній і вихідній щільностях монохроматора. Це необхідно для зменшення немонохроматичності $\Delta\lambda$ світла.
4. Вольтметр увімкнути на діапазон 1 В, амперметр – на діапазон 1 мкА. Для кожної досліджуваної довжини хвилі регулятором“

зворотної“ напруги встановити таку напругу, при якій фотострум стає рівним нулю, тобто добитися припинення фотоструму.

5. Такі вимірювання провести для 4–5 різних довжин хвиль світла у вказаному діапазоні. Отримані результати занести у таблицю.

$\lambda, \text{ нм}$	520	510	500	490
$\nu, \text{ Гц}$				
$U_z, \text{ В}$				

6. За даними експерименту побудувати графік залежності $U_z = f(\nu)$. Пояснити отриману залежність.

7. Запишемо рівняння Ейнштейна у вигляді рівняння прямої на площині в координатах $U_z = f(\nu)$

$$U_z = \frac{h\nu}{e} - \frac{A}{e} \quad (2.6)$$

8. З графіка і рівняння (2.6) видно, що $\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e}$ (α – кут нахилу прямої, що описує залежність $U_z = f(\nu)$), а продовження прямої до перетину з віссю U_z дає змогу визначити коефіцієнт $\frac{A}{e}$, вирахувати сталу Планка h .

9. За графіком визначити червону межу фотоелектричного ефекту і вирахувати роботу виходу електрона з металу катода.

10. Порівняти значення величин роботи виходу електрона, отримані шляхом вимірів у завданнях 2 і 3. Який з цих двох методів є точнішим.

Контрольні запитання



1. Що називають явищем фотоелектричного ефекту?
2. Поясніть явище фотоелектричного ефекту з погляду електромагнітної теорії світла. У чому полягає неспроможність хвильових уявлень про світло в поясненні законів фотоелектричного ефекту?

3. Що таке червона межа фотоефекту?
4. Поясніть на основі квантових уявлень про світло закони фотоефекту.
5. У чому полягає суть ефекту Комптона?
6. Які знаєте експериментальні підтвердження квантової природи світла?
7. Поясніть принцип роботи вакуумного та газонаповненого фотоелементів Які основні характеристики фотоелементів?
8. Яка природа гальмівного рентгенівського випромінювання?
9. Що таке внутрішній фотоефект?
10. Якими формулами визначається червона межа фотопровідності для власних і домішкових напівпровідників?
11. Поясніть принцип роботи фотопомножувача.
12. Поясніть виникнення світлового тиску з точки зору електромагнітної та квантової теорій.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 3. ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРА ВИПРОМІНЮВАННЯ АТОМАРНОГО ВОДНЮ

Мета роботи: експериментальна перевірка постулатів Бора на основі вивчення спектра випромінювання гідрогену у видимій частині; визначення сталої Планка за спектральними лініями атомарного гідрогену.

Вивчити:



1. Дослід Резерфорда. Ядерна модель атома.
2. Емпіричні спектральні закономірності атомарного водню. Комбінаційний принцип Рітца.
3. Постулати Бора. Теорія атома за Бором. Недоліки теорії Бора.
4. Дослід Франка-Герца.



Теоретичні відомості

4.1. Дослід Резерфорда. Ядерна модель атома

У процесі розвитку уявлень про будову речовини перша модель атома після відкриття електрона була запропонована англійським фізиком Дж. Томсоном. На думку Томсона, позитивний заряд атома займає весь його об'єм та розподілений у ньому рівномірно. Найпростіший атом – атом водню є позитивно зарядженою сферою радіусом $\sim 10^{-8}$ см, всередині якого розміщений електрон (атом загалом нейтральний). У незбудженому стані електрон локалізується у центрі сфери. У більш складних атомів у позитивно зарядженій сфері кілька електронів розташовані так, що атом подібний до кексу, в якому

електрони відіграють роль родзинок. Однак модель Томсона суперечила експериментальним дослідженням розподілу позитивного заряду в атомі. Ці досліди, вперше проведені англійським фізиком Ернестом Резерфордом, відіграли важливу роль у створенні і розвитку атомної фізики.

Дослід Резерфорда з розсіювання α - частинок

Маса електронів у декілька тисяч разів менша, ніж маса атомів. Оскільки атом нейтральний, то його основна маса припадає на позитивно заряджену частину. Для експериментального дослідження розподілу позитивного заряду, а отже, і маси всередині атома Е. Резерфорд у 1911 р. запропонував застосувати зондування атома з допомогою α - частинок. Ці частинки утворюються при радіоактивному розпаді атомів деяких важких елементів. Їх маса приблизно у 4 рази більша за масу електрона, а заряд – позитивний і дорівнює $2e$, де e – заряд електрона, швидкість α -частинок $\sim 10^7$ м/с. Установку для вивчення розсіювання α -частинок металевою фольгою зображено на рис. 3.1.

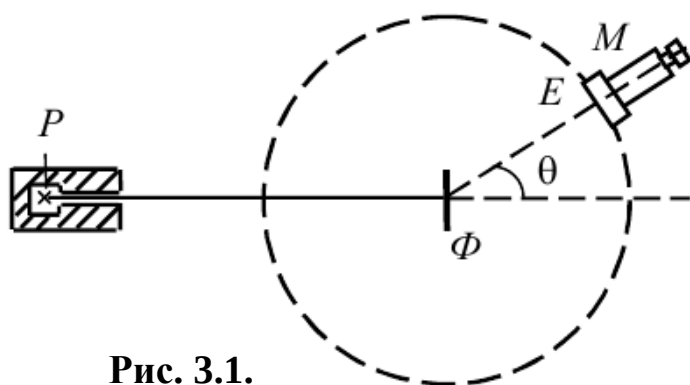


Рис. 3.1.

Джерело α -частинок – радіоактивну речовину P поміщали в свинцевий контейнер. α -частинки проходили через вузький отвір і потрапляли на тонку металеву фольгу Φ . При проходженні через фольгу α -

частинки відхилялися від початкового напрямку руху на різні кути θ . Розсіяні α -частинки потрапляли екран E , який покритий сірчистим цинком, викликаючи спалахи (сцинтиляцію, зумовлену флуоресценцією екрану), що спостерігалися у мікроскоп M . Мікроскоп M та екран E можна було обертати навколо осі, що проходить через центр

розсіювальної фольги Φ . Для того, щоб усунути розсіяння α -частинок за рахунок зіткнень із молекулами повітря, прилад розташовували у посудині, з якої викачували повітря.

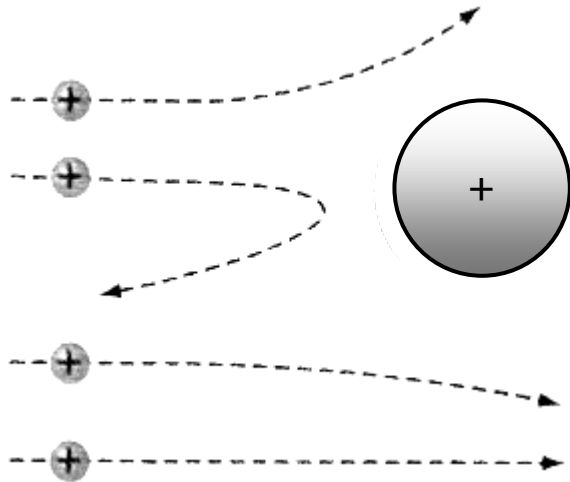


Рис. 3.2.

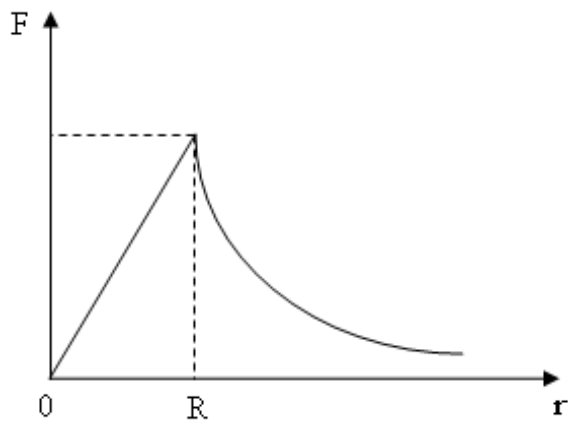


Рис. 3.3.

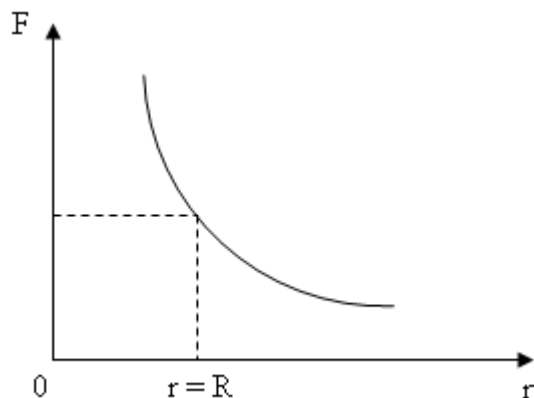


Рис. 3.4.

У результаті проведених досліджень було виявлено, що більшість α -частинок відхиляються на невеликі кути θ (рис. 3.2). Проте деякі α -частинки відхилялись на кути порядку $135\text{--}150^\circ$.

Розглянемо результати цього експерименту з точки зору моделі Томсона. Очевидно, що відхилення α -частинок відбувається при їх взаємодії з позитивно зарядженою частиною атома. У цьому випадку (рис. 3.3) залежність сили, яка діє на α -частинку від відстані r до центру атома радіусом R з позитивним зарядом Ze буде такою :

$$F = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} r, \quad 0 \leq r \leq R \quad (3.1)$$

$$F = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad r \geq R. \quad (3.2)$$

Розподіл цих сил у межах атома та за його межами наведений на рис. 3.3.

Як бачимо з рис. 3.3, найбільшої сили відштовхування α -частинка зазнає на відстані $r = R$.

Але як показують розрахунки для атома із зарядом $50e$ при швидкості α -частинки, $v = 2 \cdot 10^7$ м/с на відстані $r = R$ відхилення буде не більше $\theta = 0,01^\circ$, що суперечить результатам досліду Резерфорда.

Проаналізувавши результати досліду, Резерфорд дійшов висновку, що настільки сильне відхилення α -частинок можливе тільки у тому випадку, коли позитивний заряд атома зосереджений у ядрі – області, яка займає дуже малий об'єм порівняно з об'ємом атома. Тоді ймовірність зіткнення α -частинки з таким малим об'ємом (ядром) є незначна, і тому більшість з них розсіюється на малі кути. А ті α -частинки, які проходять поблизу ядра атома фольги, зазнають значних відхилень, бо на малих відстанях сили відштовхування між однойменно зарядженими ядром та α -частинкою повинні бути дуже великі:

$$F = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (\text{рис. 3.4}).$$

Як бачимо з рис. 3.3 та 3.4 різниця в розподілі сил в обох моделях є принципова при $r < R$.

Планетарна модель атома

Беручи до уваги отримані результати, Резерфорд запропонував ядерну модель атома. Відповідно до моделі Резерфорда, атом становить систему зарядів, у центрі якої розміщене важке позитивно заряджене ядро із зарядом Ze та лінійним розміром 10^{-15} – 10^{-14} м, а навколо ядра в області з лінійними розмірами $\sim 10^{-10}$ м рухаються Z електронів. Майже вся маса атома зосереджена в ядрі.

Оскільки атом загалом нейтральний, то він повинен містити також і Z електронів, які рухаються навколо ядра по орбітах, які залежать від енергії електронів. Статична модель атома, в якій електрони були б нерухомі, фізично беззмістовна. Внаслідок дії кулонівських сил притягання електрони відразу ж впали б на ядро. Ядерна модель атома Резерфорда нагадує сонячну систему, де у центрі системи розташоване

Сонце – ядро, а навколо нього по орбітах рухаються планети – електрони. Тому цю модель називають *планетарною*.

Для оптичних лінійчастих спектрів всіх атомів цього елемента характерне певне розміщення ліній, що свідчить про його *стійкість*. Проте стійкість атома не можна пояснити в межах моделі Резерфорда. Електрон, який рухається по колу, а значить із прискоренням, повинен випромінювати електромагнітні хвилі. Це випромінювання, яке супроводжується втратою енергії електрона, має відбуватися безперервно. Тому електрон не зможе втриматися на коловій орбіті, а буде наближатися до ядра і в результаті впаде на нього. Окрім того, у результаті втрати енергії повинна неперервно змінюватись частота обертання електрона навколо ядра, а, отже, і спектр випромінювання має бути неперервним. Але насправді атом стійкий, випромінює лише при певних умовах, а спектр випромінювання – лінійчастий.

4.2. Спектральні закономірності у випромінюванні атома водню

Ретельне дослідження випромінювання газоподібних речовин показало, що їх спектр є лінійчастим. А відповідно до закону Кірхгофа про взаємозв'язок між випромінювальною та поглинальною здатностями тіл, спектри поглинання також повинні бути лінійчастими.

У 1885 р. швейцарський фізик Бальмер показав, що довжини хвиль видимої частини спектра водню можна представити формулою:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (3.3)$$

де $\lambda_0 = 364,6 \text{ нм}$, $n = 3, 4, 5, \dots$

Цю спектральну серію називають серією Бальмера.

Шведський фізик Рідберг запропонував більш зручний запис серіальних закономірностей за допомогою хвильових чисел $\nu' = \frac{1}{\lambda}$,

(число довжин хвиль в 1 м). Тоді для серії Бальмера маємо:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{\lambda_0} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.4)$$

де $R = 1,09677 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга.

Інтенсивність спектральних ліній спадає у міру зростання хвильових чисел (рис. 3.5).

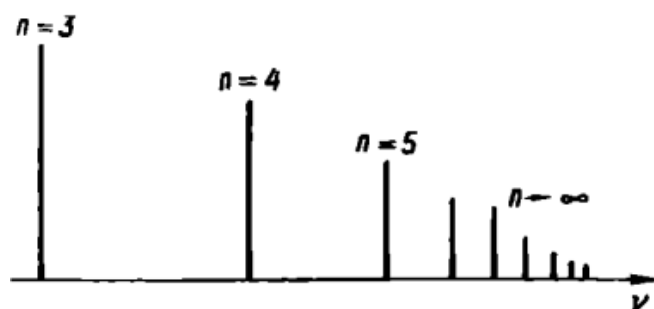


Рис. 3.5.

Пізніше поряд із серією Бальмера у спектрі водню було виявлено низку інших серій, які розміщені в інфрачервоній та ультрафіолетовій областях спектра:

а) в ультрафіолетовій області спектра *серія Лаймана*,

частоти яких задовольняють співвідношення

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ де } n = 2, 3, \dots, \quad (3.5)$$

б) в інфрачервоній частині спектра *серія Пашена*, яка задовольняє співвідношення

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ де } n = 4, 5, \dots \quad (3.6)$$

Усі спектральні серії атомів водню можна виразити єдиною формулою

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.7)$$

де $m = 1, 2, \dots, n$ – ряд цілих чисел, що розпочинається з числа на одиницю більшого, ніж n .

Формулу (3.7) називають узагальненою формулою Бальмера.

З формули (3.7) випливає, що хвильове число будь-якої

спектральної лінії атома водню можна представити у вигляді

$$\frac{1}{\lambda} = T(m) - T(n), \quad (3.8)$$

де $T(m) = \frac{R}{m^2}$ – спектральні терми. Формула (3.8) виражає *комбінаційний принцип Рітца*: якщо хвильові числа двох спектральних ліній належать до однієї серії, то їх різниця також є хвильовим числом деякої третьої лінії спектра цього атома.

4.3. Постулати Бора. Теорія атома водню за Бором

Планетарна модель атома Резерфорда разом із класичною механікою та електродинамікою виявилася неспроможною пояснити стійкість атома водню та наявність лінійчастого спектра. Вихід з цієї ситуації був запропонований в 1913 р. данським фізиком Нільсом Бором. Теорія Бора застосована не лише до атомів водню, але й до водневоподібної системи, яка складається із ядра з зарядом Ze та одного електрона, що обертається навколо ядра (He^+ , Li^{++}).

Теорія Бора ґрунтується на двох постулатах та правилі квантування орбіт.

1. *Атом може перебувати тільки у певних стаціонарних станах, в яких він не випромінює енергію.* Цим стаціонарним станам відповідають певні орбіти, рухаючись по яких електрони не випромінюють електромагнітних хвиль.

2. *Під час переходу атома з одного стаціонарного стану з енергією E_n в інший з енергією E_m випромінюється або поглинається квант енергії:*

$$h\nu = E_n - E_m. \quad (3.9)$$

Випромінювання відбувається при переході атома із стаціонарного стану з більшою енергією у стаціонарний стан з меншою енергією. І, навпаки, поглинання кванта світла супроводжується переходом атома у

стаціонарний стан із більшою енергією. Стаціонарним станам із більшою енергією відповідають більш віддалені від ядра орбіти електрона.

3. *Правило квантування орбіт: стаціонарними є тільки ті орбіти, при русі на яких моменти імпульсу електрона задовольняють умову*

$$mvr = n\hbar = n \frac{h}{2\pi}, \quad (3.10)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ – квантове число.

Використавши постулати Бора та правило квантування, знайдемо радіуси стаціонарних орбіт та частоти електромагнітних хвиль випромінювання воднеподібної системи при переході електрона з одного стаціонарного стану в інший. Розглянемо атомну систему, яка містить ядро із зарядом $+Ze$ та електрон, який рухається по колу із сталою швидкістю v навколо нього (рис. 3.6).

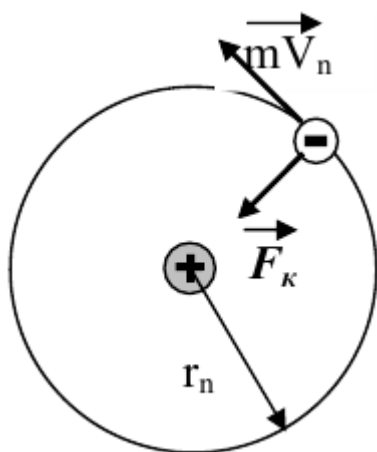


Рис. 3.6.

Електрон, рухаючись під дією кулонівської сили по колу, отримує доцентрове

прискорення $a = \frac{v^2}{r}$, тому можна записати

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (3.11)$$

З цієї формули визначимо радіус орбіти електрона

$$r = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2}. \quad (3.12)$$

Визначивши з умови (3.11) швидкість електрона та підставивши її у формулу (3.12), отримаємо

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{Ze^2 m}. \quad (3.13)$$

При $n = 1$ для атома водню ($Z = 1$) $r_1 = a_0 = 0,528 \cdot 10^{-10}$ м. Цю величину називають *першим борівським радіусом*.

Відповідно до уявлень класичної механіки повна енергія електрона є сумою його кінетичної енергії та потенціальної енергії взаємодії з ядром

$$E = E_k + E_p = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.14)$$

Врахувавши, що з формули (3.11) $mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$, повна енергія електрона

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.15)$$

Підставивши радіус орбіти електрона з (3.13) у вираз для його енергії (3.15), отримаємо

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (3.16)$$

При переході атома зі стаціонарного стану з енергією E_m у інший стаціонарний стан з енергією E_n випромінюється квант світла з частотою

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} = \frac{E_m - E_n}{2\pi\hbar} = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3.17)$$

або з довжиною хвилі

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (3.17')$$

Формула (3.17') повністю узгоджується із експериментально встановленою узагальненою формулою Бальмера (3.7), де стала Рідберга

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c}. \quad (3.18)$$

У формулах (3.17) та (3.17') n – визначає рівень, на який переходить атом, а m – рівень, з якого переходить. Тоді спектральні серії, які описуються формулами (3.3) – (3.7), пояснюються як переходи між стаціонарними станами атома водню (рис. 3.7).

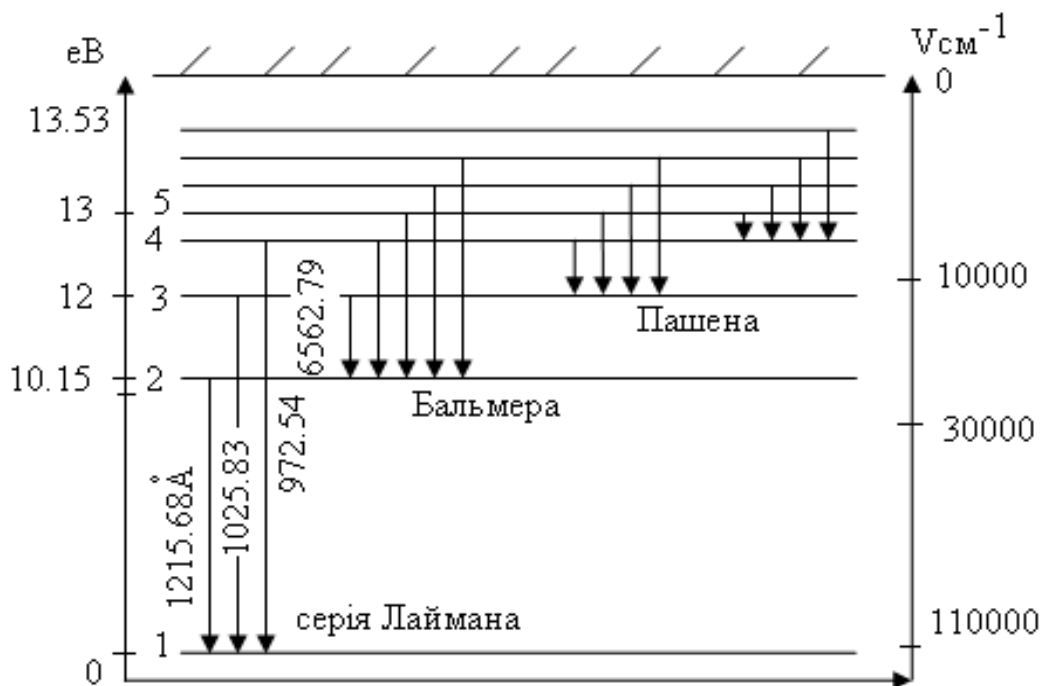


Рис. 3.7

Отже, теорія Бора дає можливість пояснити закономірності лінійчастих спектрів випромінювання атомів водню. Однак залежність інтенсивності спектральних ліній від частоти, поляризованість світла, поглинання світла ця теорія пояснити неспроможна. Окрім того, теорія Бора змогла пояснити тільки спектри елементів першої групи періодичної системи елементів Менделєєва. Основний недолік теорії Бора полягає у тому, що в ній одночасно користуються класичними та квантовими уявленнями, які суперечать одне одному. Але незважаючи на це, борівська теорія дала можливість з єдиної точки зору описати багато емпіричних результатів.

Створюючи свою теорію, Бор керувався принципом наступності у розвитку фізичних теорій. Цю ідею він назвав *принципом відповідності*:

будь-яка нова теорія, яка претендує на більшу узагальненість, не відкидає стару теорію, а включає її в себе та вказує межі застосування. Так формули теорії відносності переходять у формули класичної механіки при умові, що швидкість руху тіла значно менша від швидкості світла. Між квантовою механікою та класичною механікою граничний перехід пов'язаний з можливістю не брати до уваги скінченності сталої Планка і вважати, що $h \rightarrow 0$. З іншого боку, *при великих квантових числах, висновки та результати квантової механіки відповідають класичним результатам.* Як бачимо з рис. 3.7, при $n \rightarrow \infty$, відстань ΔE між енергетичними рівнями зменшується і наближається до нуля, тобто енергетичний спектр електрона стає квазінеперервним.

Завдання 1. Визначення довжини хвилі спектральних ліній атома водню

Прилади і матеріали: 1) спектрограф; 2) газорозрядні водневі трубки; 3) котушка Румкорфа; 4) випростувач ВС-24м.

Як дисперсійний прилад у роботі використовується спектрограф ИСП-51. Оптичну схему спектрографа з коліматором і двома змінними камерами представлено на рис.3.8. Позначення: 1 – джерело світла (у нашому випадку – це газорозрядна воднева трубка); 2 – конденсор; 3 – призма порівняння; 4 – вхідна щілина коліматора; 5 – об'єктив коліматора; 6 – диспергуюча система, що складається з трьох призм з кутами заломлення 63° ; 7 – діафрагма; 8 – оптична труба; 9 – площа зображення спектра.

Призми закріплені на столику і встановлені на кут найменшого відхилення променів, що пройшли через призму. Промені з коліматора потрапляють на призму. Призма розкладає кожний промінь на складові, тому промені, які пройшли через призму, виявляються паралельні між собою. Після призми промені потрапляють в оптичну трубу 8. Одноколірні промені збираються у фокальній площині і дають

зображення щілини (вузьку кольорову смужку). Це зображення можна розглядати через окуляр труби 8. У полі зору труби є візир-вказівник у вигляді вертикальної нитки.

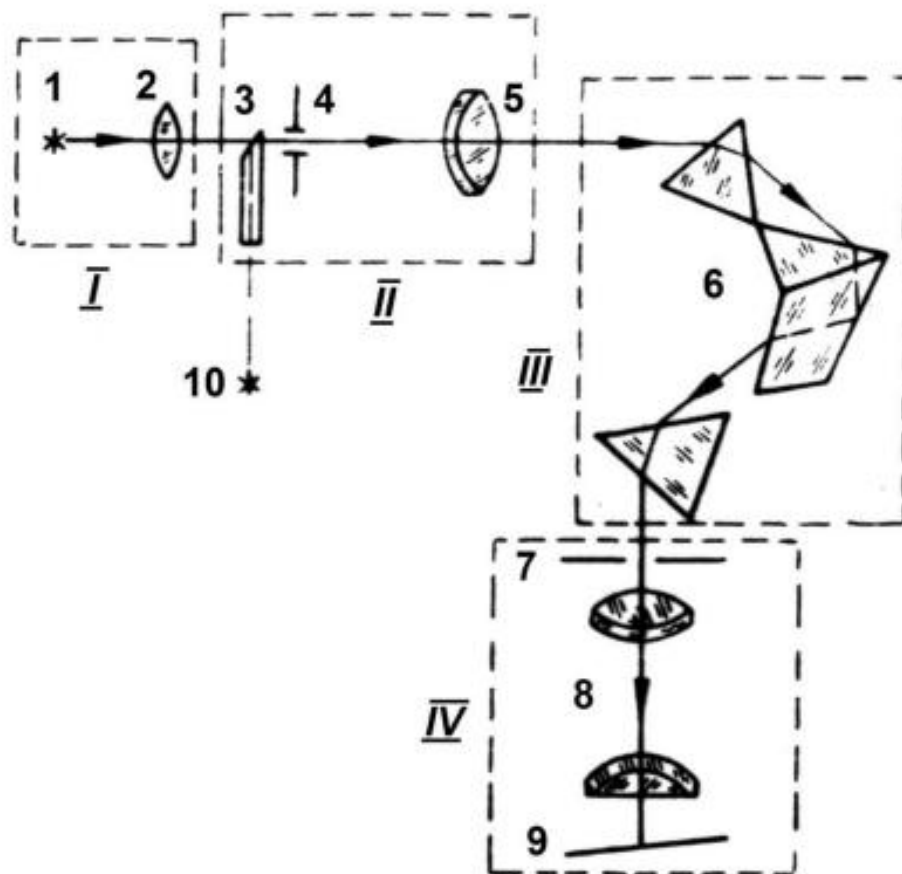


Рис. 3.8

Для здійснення орієнтації труби наведення вказівника на одну з ліній спектра використовується мікромір з лінійною та круговою шкалами. Ціна найменшої поділки кругової шкали 0,02 поділки лінійної шкали-міліметра. За допомогою мікрометра фіксується положення вказівника, тобто положення тої спектральної лінії, з якою він збігається.

У додатку і на робочому місці знаходиться градуовальний графік: залежність довжини хвиль спектральних ліній від показів мікрометра.



Порядок виконання завдання

1. Ознайомитись з установкою, не вмикаючи її в сітку.
2. Увімкнути випростувач ВС-24м і встановити на ньому напругу 12 В, необхідну для нормальної роботи котушки Румкорфа і газорозрядної трубки. **Увага! Котушка Румкорфа – джерело високої напруги-десятки тисяч вольт.** Всередині газорозрядної водневої трубки повинно з'явитися свічення рожевого кольору.
3. Перевірити фокусування світла на щілину спектрографа.
5. Переміщаючи окуляр трубки, добитися чіткого зображення спектральних ліній і вказівника.
6. Обертаючи мікрометричний гвинт, суміщаємо вказівник по чергово з кожною із спектральних ліній і записуємо відлік мікрометра. Результати вимірів занести у таблицю.

Покази мікрометра			
λ , нм			

7. За формулою (3.4) розрахувати номери рівнів, між якими здійснювались електронні переходи з випромінюванням експериментально визначених спектральних ліній.
8. Розрахувати енергетичні положення рівнів та побудувати схему переходів.

Завдання 2. Визначення сталої Планка за відомими довжинами хвилі спектральних ліній атома водню

З формули (3.17') виразимо сталу Планка

$$h = \sqrt[3]{\frac{Z^2 e^4 m_e \lambda}{8 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)}. \quad (3.19)$$

За формулою (3.19) обчисліть сталу Планка, використовуючи значення довжини хвиль: отриманих у попередньому завданні.

Контрольні запитання



1. У чому полягає суть досліду Резерфорда?
2. Які основні результати дослідів Резерфорда?
3. Яка будова атома відповідно до планетарної моделі?
4. Які недоліки планетарної моделі атома?
5. Запишіть спектральні закономірності випромінювання атома водню.
6. Сформулюйте постулати Бора та правило квантування орбіт?
7. Визначте радіус першої Борівської орбіти?
8. Визначте енергію атома водню відповідно до теорії Бора.
9. Які недоліки теорії Бора?
10. Поясніть досліди Франка і Герца на основі постулатів Бора.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ПОГЛИНАННЯ γ -ВИПРОМІНЮВАННЯ РІЗНИМИ РЕЧОВИНАМИ

Мета роботи: дослідження закономірностей поглинання γ -випромінювання речовиною.

Вивчити:



1. Будова ядра.
2. Енергія зв'язку ядер. Дефект маси ядра.
3. Радіоактивність.
4. Закони радіоактивного розпаду.
5. Характеристики радіоактивного випромінювання.
6. Взаємодія рентгенівського та γ - випромінювання з речовиною.
7. Механізми поглинання γ - квантів.



Теоретичні відомості

4.1. Радіоактивність. Закони радіоактивного розпаду

Природна радіоактивність

У 1896 році Антуан Беккерель виявив, що сполуки урану, які протягом кількох років були в цілковитій темряві, продовжують діяти на фотопластинку. Історія відкриття радіоактивності дуже цікава. Незадовго до цього були відкриті рентгенівські промені, і Беккерель вивчав зв'язок флюоресценції з рентгенівським випромінюванням. Спроможні флюоресціювати солі урану поміщалися на фотоплівку, загорнену в чорний папір, і ставилися на сонячне світло. Під дією сонячних променів уран флюоресціює. Якщо до складу спектра флюоресценції входять рентгенівські промені, то, проходячи через чорний папір, вони будуть викликати почорніння плівки. Декілька днів не було сонця, і плівки з ураном пролежали в темному ящику. Проте

після проявлення було виявлено їхнє сильне почорніння. Так з'ясувалося, що солі урану самі випускають деякі промені.

Через два роки П'єр. Кюрі та Марія Склодовська Кюрі, досліджуючи уранову руду, відкрили нові елементи, які назвали полонієм та радієм. Причому ці елементи давали набагато інтенсивніше випромінювання, ніж уран. Особливістю випромінювання була його самочинність та сталість, незалежність від зовнішніх умов. Речовини, які випускають таке випромінювання називають радіоактивними, а властивість речовин – радіоактивністю.

Природною радіоактивністю називають самочинне перетворення одних атомних ядер на інші, яке супроводжується різноманітним радіоактивним випромінюванням (α -, β -, γ -промені).

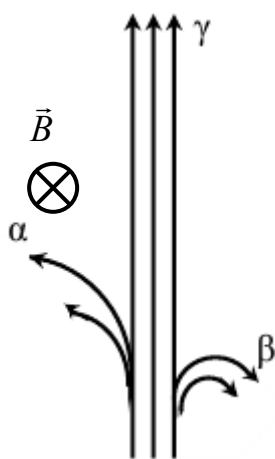


Рис. 4.1

Дослідження складу відкритого випромінювання було вперше проаналізовано М. Кюрі за відхиленням радіоактивних променів у магнітному полі.

На рис. 4.1 зображено напрями поширення радіоактивного випромінювання у магнітному полі, напрямлене перпендикулярно до площини рисунка. Характер відхилення променів у магнітному полі показує, що α -частинки несуть позитивний заряд, β -промені – негативний, а γ -промені – не заряджені.

Дальші дослідження довели, що α -промені – важкі частинки з малою проникною здатністю (пізніше експеримент показав, що це ядра гелію ${}^4_2\text{He}$; β -промені – легкі частинки з більшою проникною здатністю (експеримент показав, що це електрони); γ -промені, які володіють максимальною проникною здатністю, і становлять жорстке електромагнітне випромінювання, що виникає при переході ядра зі збудженого стану в основний.

Закони радіоактивного розпаду

Природні радіоактивні перетворення ядер, які відбуваються самочинно, називають *радіоактивним розпадом*. Атомне ядро, яке

зазнає радіоактивного розпаду, називають материнським, а ядро, що виникає внаслідок розпаду, – дочірнім.

Виведемо закон радіоактивного розпаду. Очевидно, що число ядер dN , які розпалися за деякий інтервал часу від t до $t + dt$, пропорційне цьому інтервалу dt та кількості ядер N в цей момент часу t . Також, для кожного ядра існує певна ймовірність λ , що воно зазнає розпаду за одиницю часу. Тоді кількість ядер, які розпадуться за час dt можна визначити наступним чином:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (4.1)$$

де λ – стала розпаду.

Розв'язавши рівняння (6.5) з врахуванням умови, що в початковий момент число ядер дорівнює N_0 , отримаємо закон радіоактивного розпаду

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.2)$$

Спонтанний характер радіоактивного розпаду означає, що різні ядра мають різну тривалість життя. Середня тривалість життя ядер

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

Час, за який розпадається половина початкової кількості ядер, називається періодом піврозпаду T . Із формули (6.6) отримаємо, що

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2.$$

Періоди піврозпаду природних ізотопів змінюються у дуже широких межах. Наприклад, для ${}^{238}_{92}\text{U}$ $T = 4,5$ мільярдів років, а для полонію ${}^{212}_{84}\text{Po}$ $T = 0,3$ мкс.

Характеристики радіоактивного випромінювання

1. *Активність* – кількість розпадів радіоактивних ядер за одиницю часу

$$A = \frac{dN}{dt}.$$

Одиницею активності є бекерель (Бк) – 1 розпад/с.

2. *Експозиційна доза* – чисельно дорівнює відношенню сумарного заряду всіх йонів одного знаку, створених у повітрі вторинними частинками в елементарному об’ємі до маси повітря в цьому об’ємі

$$D_{\text{експ}} = \frac{q}{m}$$

і вимірюється в Кл/кг. На практиці використовують позасистемну одиницю – рентген (R), $1 R = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

3. *Доза поглинання* – відношення енергії, яка передається іонізуючим випромінюванням речовині до маси цієї речовини

$$D_{\text{погл}} = \frac{E}{m}.$$

Одиницею вимірювання є грей ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$). Позасистемна одиниця – рад ($1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$).

4. *Еквівалентна доза* – це добуток поглинутої дози на коефіцієнт якості іонізуючого випромінювання

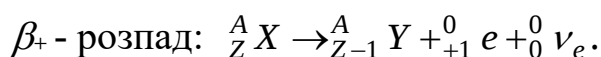
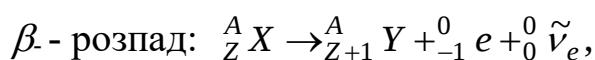
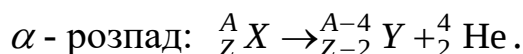
$$D_{\text{екв}} = K D_{\text{погл}}.$$

Для рентгенівського та γ -випромінювання $K = 1$, для нейтронів $K > 1$ залежно від енергії. В системі СІ одиницею еквівалентної дози є зіверт (Зв).

5. *Потужність експозиційної дози* – чисельно дорівнює відношенню сумарного заряду всіх йонів одного знаку, створених у повітрі вторинними частинками в елементарному об’ємі до маси повітря в цьому об’ємі за одиницю часу

$$P_{\text{експ}} = \frac{D_{\text{експ}}}{t} = \frac{q}{mt}.$$

Правила зміщення



Радіоактивні сім'ї

Отже, що внаслідок радіоактивного α - чи β -розпаду ядра радіоактивних елементів перетворюються на ядра ізоотопів інших хімічних елементів. У багатьох випадках дочірнє ядро також буде радіоактивним. Тоді виникає ланцюжок радіоактивних перетворень, який називають радіоактивною сім'єю. Оскільки масове число змінюється тільки при α -розпаді на 4 одиниці, то при їх діленні на 4, залишок може приймати тільки $k = 0, 1, 2, 3$. Отже, може існувати тільки чотири радіоактивні сім'ї. Масове число ізоотопів кожної сім'ї можна виразити формулою $A = 4n + k$.

У природі існує три радіоактивні сім'ї, назви яких походять від родоначальників сімей – ізоотопів з найбільшими періодами піврозпаду, що живуть найдовше:

- сім'я урану ${}_{92}^{238}\text{U}$ ($T = 4,5 \cdot 10^8$ років), яка закінчується ізоотопом свинцю ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ ($A = 4n + 2$);
- сім'я торію ${}_{90}^{232}\text{Th}$ ($T = 1,4 \cdot 10^{10}$ років), яка закінчується ізоотопом свинцю ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ ($A = 4n$);
- сім'я актиноурану ${}_{92}^{235}\text{U}$ ($T = 7,1 \cdot 10^8$ років), яка закінчується ізоотопом свинцю ${}_{82}^{207}\text{Pb}$ ($A = 4n + 3$).

Ізоотопів четвертої радіоактивної сім'ї ($A = 4n + 1$) в природі не існує, але вони отримані штучно. Встановлено, що найбільш довго існуючим ізоотопом цієї сім'ї є нептуній ${}_{93}^{238}\text{Np}$ ($T = 2,25 \cdot 10^6$ років). Ця сім'я закінчується ізоотопом вісмуту ${}_{83}^{209}\text{Bi}$.

Закономірності α -розпаду

Радіоактивний α -розпад характерний для важких ядер з $A > 200$ та $Z > 82$. Відокремленню чотирьох нуклонів сприяє властивість насичення ядерних сил. Порівняно з окремими нуклонами, α -частинка піддається меншій дії ядерних сил притягання і більшій силі кулонівського відштовхування від протонів ядра.

З досліду Резерфорда із розсіювання α -частинок на ядрах урану було показано, що α -частинки з енергією $8,8 \text{ MeV}$ розсіюються за

законом Кулона. Отже, висота бар'єра для α -частинки більша, ніж $8,8 \text{ MeV}$. Одночасно було встановлено, α -частинки, які випускає ядро урану, мають енергію порядку 4 MeV . Отже, α -частинка неспроможна подолати потенціальний бар'єр і проходить через заборонену область, де її повна енергія менша, ніж потенціальна. Це явище називають тунельним ефектом.

При вивченні α -розпаду було встановлено, що

- 1) радіоактивні ядра з меншим періодом піврозпаду випромінюють частинки з більшою енергією;
- 2) ядра випромінюють не одну, а кілька груп α -частинок, енергії яких утворюють дискретний спектр, що вказує на наявність енергетичних рівнів у ядрі.

Закономірності β -розпаду

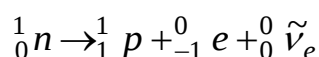
Бета-розпадом називається процес перетворення стабільного ядра на ізобару-ядро із зарядом, відмінним від вихідного на $\Delta Z = \pm 1$, що супроводжується випусканням електрона (позитрона) або захопленням електрона з оболонки атома. Одночасно ядро випускає нейтрино або антинейтрино.

Періоди піврозпаду β -активних ядер лежать у межах від 10^{-2} с до 10^{18} років. Якщо α -розпад спостерігається винятково у важких ядер, то β -розпад властивий ядрам як з малими, так і з великими значеннями масового числа A .

Види β -розпаду. Відомі три види β -розпаду.

1. Електронний розпад або β -розпад, при якому з ядра вилітає електрон і антинейтрино і утворюється ядро з тим самим масовим числом, але з ізбільшеним на одиницю атомним номером ($\Delta Z = +1$).

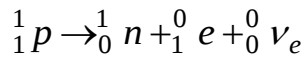
Найпростішим прикладом β -розпаду є розпад вільного нейтрона за схемою



За рахунок цього процесу народжується електрон всередині ядра.

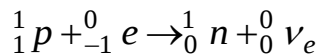
2. Позитронний або β^+ -розпад, при якому з ядра вилітають позитрон і нейтрино, а нове ядро має атомний номер на одиницю менше ($\Delta Z = -1$)

Розпад вільного протона неможливий енергетично, оскільки його маса менша маси нейтрона. Всередині ядра такий процес може йти за рахунок енергії ядра:



3. Електронне захоплення, при якому ядро захоплює електрони з атомної оболонки і випускає нейтрино:

Найчастіше захоплення відбувається з K -оболонки, і тому процес називається K -захоплення, але він можливий і для інших оболонок. При цьому всередині ядра один протон перетворюється на нейтрон:



Оскільки електрони не входять до складу ядра, вони народжуються у процесі самого розпаду. Якщо α -розпад являє собою прояв чисто ядерних сил, то процеси β -розпаду обумовлені особливими силами, що називають слабкими взаємодіями.

Дослідження енергетичного розподілу народжених при β -розпаді електронів показали, що в процесі β -розпаду випускаються електрони з енергіями від 0 до $T_{\text{макс}}$, де $T_{\text{макс}}$ приблизно дорівнює різниці мас ядер.

4.2. Поглинання γ -квантів

Під час проходження крізь речовину γ -випромінювання, як і будь-яке інше випромінювання, поглинається та розсіюється. Зменшення кількості γ -квантів dN у пучку після проходження шару поглиначав товщини dx становитиме

$$dN = -\mu N dx. \quad (4.3)$$

Коефіцієнт пропорційності μ називають *повним лінійним коефіцієнтом послаблення (поглинання)*. Його визначають як відносне послаблення пучка γ -квантів під час проходження одиниці довжини поглиначав. Очевидно, що зі зростанням товщини поглиначав d кількість γ -квантів зменшуватиметься за законом

$$N = N_0 \exp(-\mu d) \quad (4.4)$$

Така залежність спостерігатиметься лише для вузьких і монохроматичних пучків, оскільки для різних ділянок енергетичного

спектра γ -квантів переважають різні процеси взаємодії. Серед цих процесів основні – фотоефект, ефект Комптона, а також ефект утворення пар електрон-позитрон. Оскільки всі три процеси незалежні, тобто механізми взаємодії, характерні для одного з них, ніяк не впливають на інші, то можна записати такий вираз

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa. \quad (4.5)$$

де τ – коефіцієнт поглинання, що відповідає фотоефекту; σ – коефіцієнт розсіяння, що відповідає ефектові Комптона; κ – коефіцієнт поглинання, що відповідає ефектові утворення пар електрон-позитрон.

Для малих енергій γ -квантів ($E_\gamma < 1 \text{ MeV}$) визначальними у поглинанні є фотоефект і ефект Комптона; для великих енергій ($E_\gamma > 1.0 \text{ MeV}$) – це лише процес утворення пар електрон-позитрон. Для проміжних значень енергій γ -квантів найбільший внесок дає фізичний процес комптонівського розсіяння на електронах речовини.

Завдання 1. Визначення коефіцієнта поглинання гамма-випромінювання

Прилади і матеріали: 1) радіометр Б-2; 2) Лічильник Гейгера-Мюллера; 3) радіоактивні препарати; 4) секундомір; 5) пластини різних матеріалів; 6) штангельциркуль.

Лінійний коефіцієнт поглинання визначають за допомогою установки, в якій використано джерело йонізованого випромінювання, що дає вузький пучок γ -квантів. Радіоактивний розпад препарату ^{60}Co , який використовують у цій роботі, приводить до появи γ -квантів з близькими енергіями $E_1 \approx 1,17 \text{ MeV}$ і $E_2 \approx 1,33 \text{ MeV}$. За обраних нами умов можна наближено вважати, що $E_1 \approx E_2$, тобто ми маємо справу з монохроматичним γ -випромінюванням.

На шляху між джерелом γ -квантів і газорозрядним лічильником поступово встановлюють щораз більшу кількість однакових за товщиною пластинок поглинача. Одержуємо залежність швидкості

лічби n_d від товщини поглинача d . Оскільки величина n_d прямо пропорційна до інтенсивності γ -випромінювання, то маємо

$$n_d = n_0 \exp(-\mu d), \quad (4.6)$$

де n_0 – швидкість лічби без поглинача.

Логарифмування цього виразу дає

$$\ln[n_d] = \ln[n_0] - \mu d. \quad (4.7)$$

Тому в напівлогарифмічних координатах ($x = d$, $y = \ln(n_0/n_d)$) ця експериментальна залежність матиме вигляд прямої, тангенс кута нахилу якої дорівнює величині коефіцієнта поглинання.



Порядок виконання завдання

1. Включити радіометр в електромережу. Встановити коефіцієнт перерахунку 1х64. Це означає, що приладом буде фіксуватись кожний 64 імпульс. Дати прогрітись приладові протягом 1–2 хв. Тумблер „пуск” повинен бути вимкнений.
2. Натиснути кнопку „скинути”. Встановити на нуль обидві шкали електромеханічного лічильника.
3. Встановити робочу напругу на лічильнику 400 В.
4. Визначити швидкість лічби n_0 без поглинача.
5. Визначити товщину однієї пластинки d_0 . Для однакових за товщиною пластин загальна товщина поглинача $d = m \cdot d_0$, де m – кількість пластин.
6. Встановлюючи по чергово все більше пластин поглинача, знаходимо швидкості лічби лічильника $n_d = N/t$ для відповідної кількості пластин. Вимірювання проводити на протязі 5 хв.
7. Проведіть аналогічні вимірювання для інших матеріалів поглинача.

Матеріал	Кількість пластин	d_0 , мм	d , мм	t , с	N_0	n_0 , 1/с	N_d	n_d , 1/с	μ , 1/мм

- 8 Побудуйте графіки залежностей швидкості лічби від товщини для поглиначів з різних матеріалів (формула 4.7). Визначте величини коефіцієнтів поглинання для цих матеріалів.

Контрольні запитання



1. Що таке природна радіоактивність?
2. Сформулюйте закони α - та β -розпаду.
3. Що таке період піврозпаду?
4. Як період піврозпаду впливає на активність радіоактивних ізотопів?
5. Дайте визначення повного лінійного коефіцієнта послаблення та поясніть його назву.
6. Які основні механізми взаємодії гамма-випромінювання з речовиною?.
7. Чому ймовірність взаємодії гамма-квантів з електронами К- і - оболонки найвища?
8. Запишіть і поясніть вираз для зміни енергії гамма-кванту внаслідок ефекту Комптона.
9. Перерахуйте основні умови появи ефекту утворення пар електрон-позитрон. Опишіть особливості цього ефекту.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 5. РЕЄСТРАЦІЯ ЯДЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ЛІЧИЛЬНИКА

Мета роботи: ознайомитися з методами реєстрації ядерного випромінювання.

Вивчити: 2. Методи реєстрації та спостереження мікрочастинок.



3. Принцип роботи газорозрядних лічильників. Будова та принцип роботи лічильника Гейгера.

4. Камера Вільсона.

5. Бульбашкова камера.

6. Прискорювачі заряджених частинок.



Теоретичні відомості

Прилади для реєстрації частинок називаються детекторами частинок. Наявні детектори можна поділити на слідові реєстратори, іонізаційні камери неперервної дії і сцинтиляційні лічильники.

За допомогою лічильників реєструється проходження частинки через визначену ділянку простору у визначений момент часу з макроскопічною точністю. Крім того, у різноманітних типах лічильників можуть визначатися і деякі характеристики частинки, такі як енергія, заряд, швидкість, маса.

У слідових реєстраторах заряджена частинка залишає слід, що називають треком. Треки фотографуються. Тому в слідових реєстраторах можна одержувати незрівнянно більшу, ніж у лічильниках, інформацію про напрямок руху частинки, процесах її зіткнень з іншими частинками, про її розпад і цілу низку інших характеристик частинки.

Нейтральні частинки треків не утворюють. Проте за допомогою слідових реєстраторів одержують багато інформації і про нейтральні частинки. Слідові реєстратори характерні також тим, що при їх використанні одержання потрібної інформації потребує досить тривалого і трудомісткого опрацювання результатів вимірювань.

У іонізаційній камері неперервної дії відбувається реєстрація не окремих частинок, а інтегральної характеристики – потоку енергії, створеного зарядженими частинками.

До лічильників належать імпульсні іонізаційні камери, пропорційні лічильники, лічильники Гейгера-Мюллера, люмінесцентні лічильники, черенковські лічильники, напівпровідникові лічильники.

До слідових реєстраторів – камери Вільсона, бульбашкові камери, товстошарові фотоемульсії.

Іонізаційна камера

Іонізаційна камера являє собою тонкостінний замкнутий об'єм, наповнений газом. У цьому об'ємі розміщуються два електроди, до яких прикладається напруга (100–1000В). Принцип дії камери такий. Заряджена частинка при потраплянні у камеру іонізує газ, що її наповнює. Утворені частинкою позитивні та негативні іони рухаються до електродів, створюють електричний струм, за яким і відбувається

реєстрація. Принципова схема іонізаційної камери зображена на рис. 5.1.

Напруга в камері підбирається так, щоб всі утворені іони доходили до електродів, не встигнувши рекомбінувати, але при цьому не розганялися б

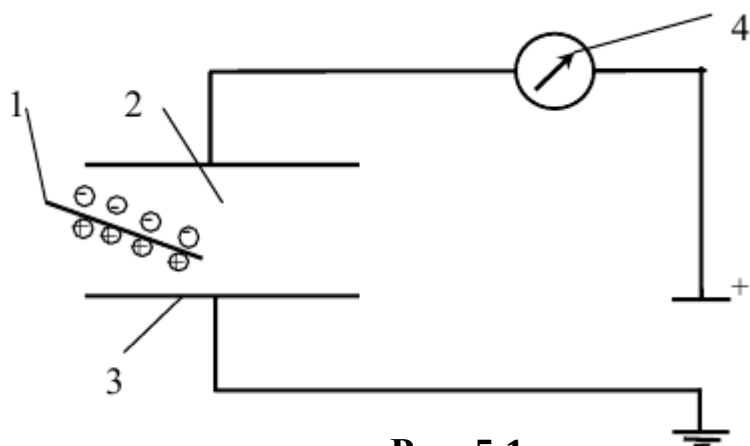


Рис. 5.1

настільки сильно, щоб робити повторну іонізацію. Тому в камері вимірюється повна іонізація, зроблена частинкою, тобто, повна енергія частинки, якщо її пробіг цілком помістився у камері. Іонізаційні камери звичайних типів придатні лише для реєстрації частинок, що мають невеликий пробіг, тобто важких нерелятивістських частинок, тому що треки електронів і релятивістських частинок у камері не вміщуються (саме тому камера повинна бути тонкостінною).

Газорозрядні лічильники

Робочою речовиною у газорозрядних лічильниках є газ, до якого прикладена електрична напруга. Газорозрядні лічильники поділяються на пропорційні і лічильники Гейгера-Мюллера. У пропорційному лічильнику газовий розряд, несамоствійний, тобто такий, що гасне при припиненні зовнішньої іонізації. У лічильнику Гейгера-Мюллера (рис.



Рис. 5.2

5.2), навпаки, розряд самостійний, тобто такий, що буде існувати і без зовнішньої іонізації після виникнення, якщо не вжити спеціальних заходів

для його гасіння. Газорозрядний лічильник – це тонкостінна скляна герметична камера циліндричної форми. Із внутрішньої сторони камера покрита тонким шаром металу, що служить катодом. Анодом служить тонка (діаметром біля 0,05 мм) металева нитка, протягнена по осі циліндра.

Така різка асиметрія геометрії електродів призводить до того, що електричне поле дуже велике в малій області навколо анодної нитки і мале в іншому об'ємі всередині лічильника. Схема лічильника зображена на рис. 5.3.

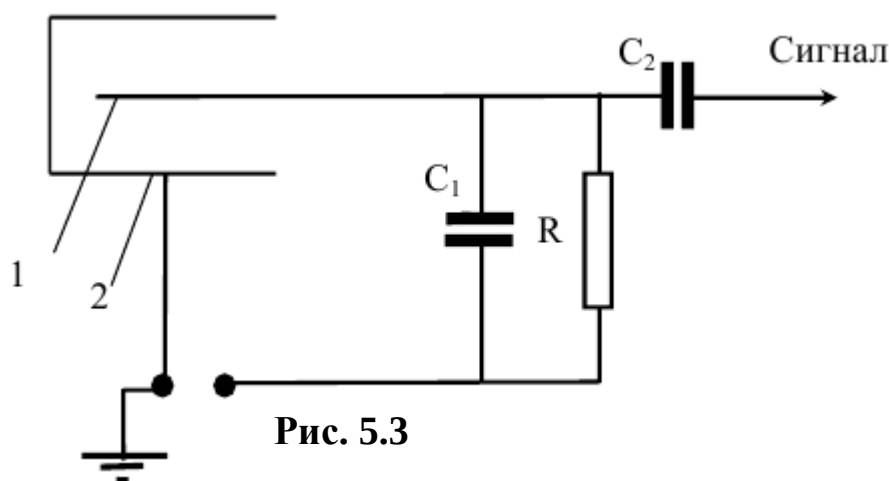


Рис. 5.3

При проходженні зарядженої частинки в лічильнику виникає імпульс напруги, причому значно більший, ніж в іонізаційній камері.

Лічильники Гейгера-Мюллера працюють у режимі самостійного розряду з гасінням. У них імпульс дуже великий (0,2–40 В) і не залежить від енергії зареєстрованої частинки. Тому лічильники Гейгера-Мюллера тільки реєструють частинку без виміру її енергії. Часове розділення цих лічильників досить велике (до 10^{-7} с).

Важливою технічною характеристикою лічильника Гейгера-Мюллера є лічильна характеристика, тобто залежність числа відліків від напруги на лічильнику. Ця характеристика має вид кривої з дуже широкою, майже горизонтальною ділянкою, що називається плато (рис. 5.4). Лічильник тим кращий, чим ширше плато і чим ближче воно до горизонтального. Ці лічильники використовуються і для реєстрації γ -квантів за рахунок вторинних ефектів фотоефект, комптон-ефект і народження пар на стінках.

Напівпровідниковий лічильник

Основною частиною напівпровідникового лічильника є монокристал розміром з невеличку монету. Кристал оброблений так, що він з одного боку є донором, а з іншого – акцептором з тонким (від сотень мікрон до 5 мм) перехідним шаром. Інакше кажучи, кристал – це напівпровідниковий діод. На кристал подається запірна електрична

напруга. Якщо ж через перехідний шар проходить швидка заряджена частинка, то утворені при гальмуванні електрони і дірки відтягаються до електродів, створюють електричний імпульс, пропорційний кількості іонів. Оскільки середня енергія іонізації в напівпровіднику на порядок менша, ніж у газі, то імпульси, що виникають при реєстрації, будуть відповідно на порядок більші.

Камера Вільсона

У цій камері робочою речовиною є перенасичена пара (вода, етиловий спирт). Зареєстрована заряджена частинка приводить до конденсації пари на своєму шляху, залишаючи слід (або, що те ж саме, трек) з туману. Трек спостерігається візуально або фотографується.

У робочому об'ємі створюють досить сильне (десятки В/см) стале електричне поле, що видаляє іони, які випадково виникли (за рахунок космічних променів і ін.)

У камері відбуваються такі процеси.

1. До вмикання робочого циклу тиск у камері такий, що пара не є пересиченою, але близька до насичення. Камера неперервно очищується від випадкових іонів електричним полем.

2. Робочий цикл починається швидким адіабатичним розширенням газу приблизно на 20 %. Пара стає пересиченою. На траєкторіях частинок, що пролетіли через камеру після зняття поля, утворюються треки з туману.

3. Треки освітлюються і фотографуються.

4. Камера повертається у вихідний стан.

При опрацюванні треків можна отримати таку інформацію про ядерні реакції. Насамперед по геометрії треків встановлюється кількість заряджених частинок, що брали участь в реакціях, і напрямки їх руху. По-друге, якщо весь трек вміщується у камері, то за величиною пробігу можна встановити енергію частинки. По-третє, порахувавши кількість

крапель на одиницю довжини треку, можна визначити густину іонізації, тобто величину втрат. За втратами можна визначити швидкість частинки, тобто масу при відомій енергії, або навпаки, енергію при відомій масі. Для визначення заряду та імпульсу частинки камеру поміщають у сильне магнітне поле, що дає можливість за кривизною треку визначати знак заряду та імпульс частинки.

Переваги камери Вільсона: Керованість – її можуть пускати в хід інші реєстратори. Можна встановити перед камерою лічильник Гейгера-Мюллера і зробити так, що камера буде спрацьовувати тільки тоді, коли через лічильник пройшла частинка.

Бульбашкова камера

У трековій камері робочою речовиною може бути не тільки пересичена пара, але і перегріта (вище точки кипіння) рідина. Така камера називається бульбашковою (Д.Глезер), тому що трек зарядженої частинки утворюється бульбашками пари. Запускається бульбашкова камера так само, як і камера Вільсона – різким зменшенням тиску, що переводить рідину в нестійкий перегрітий стан.

Швидкість роботи бульбашкової камери досить велика – до десятків розширень за секунду.

Завдання 1. Дослідження лічильної характеристики самогасного лічильника

Прилади і матеріали: 1) радіометр Б-2; 2) Лічильник Гейгера-Мюллера; 3) радіоактивні препарати; 4) секундомір.

Лічильною характеристикою лічильника Гейгера Мюллера називають залежність швидкості лічби n (числа зареєстрованих за

одиницю часу йонізуючих частинок) від прикладеної напруги за постійної інтенсивності йонізуючого випромінювання (рис. 5.4).

Якщо величина напруги не перевищує значень напруг для інтервалу Гейгера, то імпульси матимуть різні значення амплітуди. Система реєстрування характеризується певним порогом чутливості. Вона може реєструвати тільки імпульси, в яких значення амплітуди є більшим за порогове. Зростання напруги на лічильнику призводить до збільшення кількості імпульсів з достатньою для реєстрування амплітудою (ділянка AB). Залежно від величини напруги, яка прикладається, стан лічильника буде розміщуватися в області або пропорційності, або в обмеженої пропорційності.

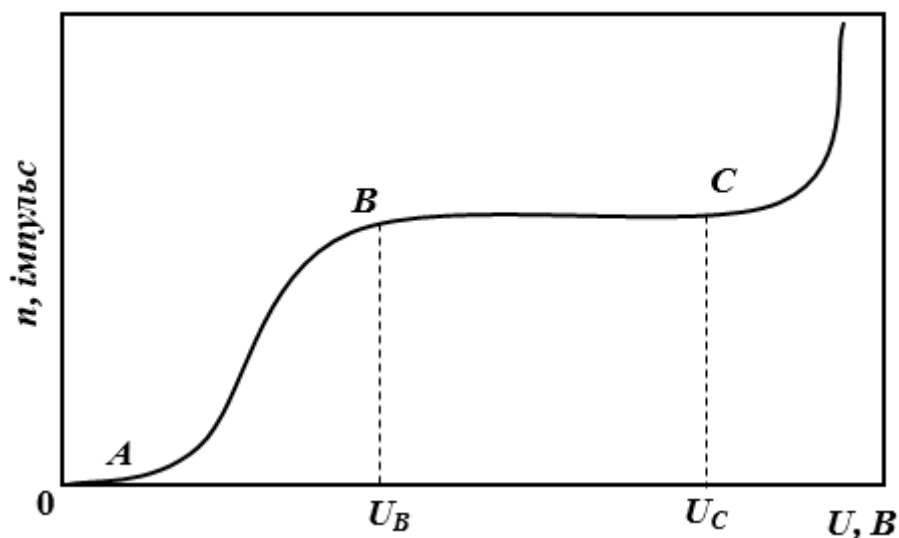


Рис. 5.4

В інтервалі напруг Гейгера-Мюллера (кожна йонізуюча частинка дає імпульс, значення амплітуди якого є достатнім для реєстрування (ділянка BC)). У цьому інтервалі лічильної характеристики в ідеальному випадку швидкість лічби не залежатиме від напруги та кількості утворених пар йон-електрон під дією енергії частинки. Насправді, зростання напруги призводить до значного росту швидкості лічби. Це пояснюється тим, що кількість подвійних імпульсів зростає з

підвищенням напруги. Система реєстрування з великою роздільною здатністю бачить кожен компонент такого імпульсу як окремий імпульс.

Інтервал напруг, за яких швидкість лічби майже не змінюється, – це і є робоча область лічильника, яку називають *плато лічильника*. В якісних газорозрядних лічильниках інтервал плато за робочою напругою має протяжність 150–220 В, а ріст швидкості лічби при напрузі U_C , порівняно з U_B , є менше 10%. *Робочу напругу* лічильника обирають так, щоб вона збігалася із серединою плато.

Ефективність лічильника – це відносна кількість зареєстрованих лічильником йонізуючих частинок відносно їх загального числа, які пройшли через нього. Ефективність лічильника під час реєстрування електронів є більшою, ніж 99 %.

У випадку, коли напруга є більшою, ніж значення U_C , то у лічильнику розвивається негаснучий розряд.



Порядок виконання завдання

У цьому завданні необхідно зняти лічильну характеристику для двох режимів:

- швидкість лічби зумовлена тільки дією фону;
- швидкість лічби зумовлена сумарним впливом фону та випромінювання ізотопу.

Фон – це покази приладу за умови, що не має досліджуваних джерел випромінювання. В основному фон зумовлений космічними променями, самовільними імпульсами, які зумовлені емісією термоелектронів з катода, радіоактивним забрудненням навколишнього середовища.

1. Увімкніть радіометр в електромережу, установіть коефіцієнт перерахунку 1х32, або більше. У цьому випадку прилад буде

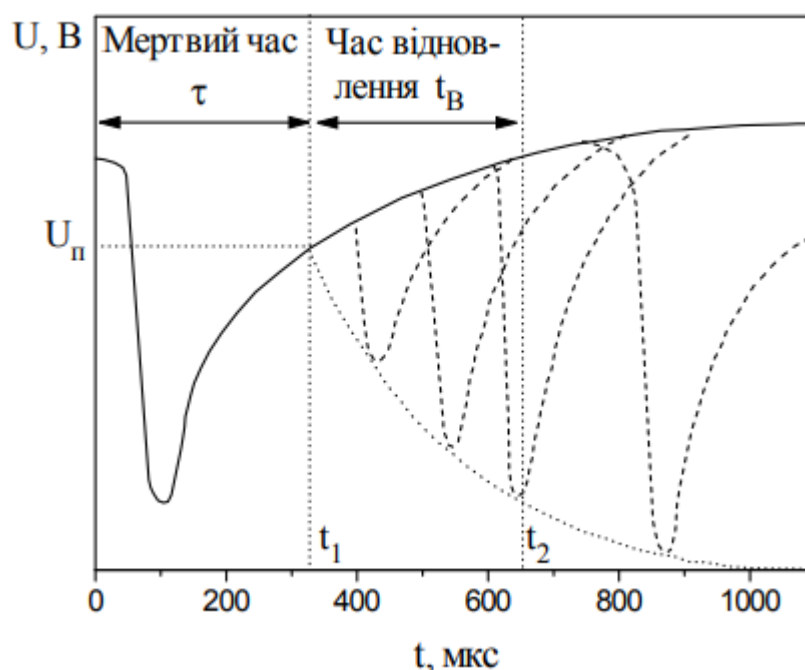
- фіксуватись кожний 32 імпульс. Дайте прогрітись приладові упродовж 1–2 хв. Тумблер „пуск” повинен бути вимкнтий.
2. Натисніть кнопку „скинути”. Встановіть на нуль шкали електромеханічного лічильника.
 3. Регулятором напруги встановіть на вольтметрі 100 В. Пересуньте повзунок з лічильником так, щоб лічильник виявився повністю ззовні свинцевого контейнера.
 4. Включіть тумблер „пуск” одночасно із увімкненням секундоміра.
 5. Визначте число N_ϕ імпульсів фону за час $t = 3$ хв. За цими даними визначіть швидкість лічби n_ϕ – число імпульсів за 1 хв.
 6. Підвищуючи напругу з кроком 100 В, проведіть аналогічні вимірювання n_ϕ для напруг $100 \leq U \leq 500$ В.
 7. Пересуньте повзунок з лічильником так, щоб він увійшов у свинцевий контейнер – у поле дії радіоактивного препарату.
 8. У межах від 100–500 В з кроком 100 В проведіть аналогічні виміри швидкості лічби n . Результати вимірів занесіть у робочу таблицю

U, B	N_ϕ	N	n_ϕ	n	$n - n_\phi$
100					
200					
300					
400					
500					

9. Обчисліть $n - n_\phi$. Побудуйте графік залежності $n - n_\phi = f(U)$. Визначте робочу напругу (плато) лічильника. Зробіть висновок.

Завдання 2. Визначення мертвого часу самогасного лічильника

При вимірюванні (реєстрації) радіоактивного випромінювання, необхідно знати, що процеси реєстрування частинки та відновлення вимірювального приладу до початкового стану займають певний час (рис. 5.5). На початковому етапі, коли лічильник “побачив” частинку, він втрачає можливість реєструвати наступні частинки протягом деякого проміжку часу. Це триватиме доти, доки напруга не досягне у момент часу t_1 гейгерівської межі U_n . Такий час повної нечутливості лічильника до радіоактивного випромінювання називають *мертвим часом*.

**Рис. 5.5**

Роздільна здатність лічильників Гейгера-Мюллера визначається і величиною мертвого часу і величиною часу відновлення (рис. 5.5). Від

моменту часу t_1 лічильник знову здатний зареєструвати нову частинку, яка потрапить у його об'єм. Але потенціал на аноді ще не прийняв свого вихідного значення. Напруга на лічильнику повністю відновлюється у момент t_2 .

Упродовж інтервалу часу $(t_1 - t_2)$ лічильник готовий зареєструвати нову частинку, але відповідний імпульс напруги буде за амплітудою меншим. Відтак перерахунковий пристрій може й не зафіксувати цей імпульс. Час, потрібний для відновлення амплітуди імпульсу до її вихідного значення, після закінчення мертвого часу, називають *часом відновлення* t_B .

Проміжок часу від моменту збудження розряду до повернення потенціалу анода до вихідного значення в момент часу t_2 – це *час розділення* лічильника. Значення мертвого часу лічильника визначає мінімальний проміжок часу, який має розділяти проходження мікрочастинок крізь лічильник для того, щоб зареєструвати їх як окремі події.

Потрібно враховувати, що, окрім трубки лічильника, перерахунковий пристрій теж має мертвий час. Проте його величина на порядок менша від часу самої трубки лічильника. Тому на практиці можна вважати, що роздільна здатність усього пристрою обмежує насамперед мертвий час лічильника.

Встановимо взаємозв'язок між числом γ -квантів n , яка була зареєстрована лічильником за одиницю часу і справжньою швидкістю лічби n_0 :

$$n_0 = \frac{n}{1 - \tau n}, \quad (5.1)$$

де τ – мертвий час лічильника.

Один із методів визначення мертвого часу лічильника полягає у використанні кількох джерел. Основою методу є порівняння швидкості лічби двох окремих джерел із загальною швидкістю лічби тих самих джерел, відкритих одночасно.

Нехай n_1 – швидкість лічби, коли відкритим буде тільки перший препарат, n_2 – відповідно, тільки другий, n_{12} – швидкість лічби частинок за умови, що відкриті обидва препарати. Тоді справжні швидкості лічби n_{0i} можна обчислити за формулами:

$$n_{0i} = \frac{n_i}{1 - m_i}, \quad (5.2)$$

Оскільки, $n_{012} = n_{01} + n_{02}$, то

$$\frac{n_{12}}{1 - m_{12}} = \frac{n_1}{1 - m_1} + \frac{n_2}{1 - m_2}. \quad (5.3)$$

Розв'язавши це рівняння відносно τ , нехтуючи доданками, які містять τ^2 , отримаємо:

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1 n_2}. \quad (5.4)$$



Порядок виконання завдання

1. Включіть радіометр в електромережу. Встановіть коефіцієнт перерахунку 1х32. Це означає, що приладом буде фіксуватись кожний 32 імпульс. Дайте прогрітись приладові упродовж 1–2 хв. Тумблер „пуск” має бути вимкнтий.
2. Натисніть кнопку „скинути”. Встановіть на нуль шкали електромеханічного лічильника.
3. Встановіть робочу напругу на лічильнику, визначену в попередньому завданні.
4. За допомогою свинцевої діафрагми закрийте друге джерело та зробіть вимірювання швидкості лічби n_1 частинок, які потрапляють на лічильник від першого джерела.
5. Переставте свинцеву діафрагму, закриваючи перше і відкриваючи друге джерело.
6. Проведіть аналогічні вимірювання швидкості лічби n_2 від другого джерела.

7. Відкрийте обидва джерела. Проведіть вимірювання швидкості лічби n_{12} для частинок, які потрапляють на газорозрядний лічильник від обох джерел. У всіх випадках вимірювання повинні тривати не менше 10–15 хв. Результати вимірів занесіть в таблицю.

$t, \text{хв}$	N_1	N_2	N_{12}	n_1	n_2	n_{12}	τ

8. За формулою (5.4) визначте мертвий час лічильника.

Контрольні запитання



1. Що таке природна радіоактивність?
2. Які методи реєстрації елементарних частинок знаєте?
3. Поясніть принцип роботи бульбашкової камери.
4. Поясніть принцип роботи камери Вільсона.
5. Опишіть типову будову газорозрядного лічильника.
2. Перерахуйте основні режими роботи лічильників і відповідні області залежності імпульсу напруги від напруги на електродах лічильника. Коротко опишіть фізичні процеси, що відбуваються.
3. Що таке коефіцієнт газового підсилення і від чого він залежить?
4. Опишіть особливості самогасних лічильників. Назвіть і поясніть методи гасіння газового розряду.
5. Дайте визначення мертвого часу та часу відновлення газорозрядного лічильника. Що таке час розділення лічильника?
6. Поясніть метод кількох джерел для визначення мертвого часу. Виведіть робочу формулу.
7. Які ви ще знаєте методи реєстрування заряджених частинок? Коротко охарактеризуйте їх.

ДОДАТКИ

ДОДАТКИ

1. Робота виходу електрона з поверхні металу

Речовина	Робота виходу A		Речовина	Робота виходу A	
	еВ	$A \cdot 10^{-19}$ Дж		еВ	$A \cdot 10^{-19}$ Дж
Алюміній	3,74	5,98	Літій	2,3	3,7
Вольфрам	4,5	7,2	Натрій	2,5	4,0
Залізо	4,36	6,98	Срібло	4,7	7,5
Золото	4,58	7,42	Цинк	4,0	6,4
Молібден	4,3	6,9	Германій	4,8	7,7
Нікель	4,5	7,2	Кальцій	2,8	4,5
Платина	5,3	8,5	Цезій	1,8	2,9

2. Періоди піврозпаду деяких радіоактивних нуклідів

Нуклід	T	Нуклід	T
Вуглець (^{14}C)	5 730 років	Радій (^{226}Ra)	1 620 років
Кобальт (^{58}Co)	71 доба	Торій (^{232}Th)	$1,41 \cdot 10^{10}$ років
Стронцій (^{90}Sr)	28 років	Уран (^{238}U)	$4,5 \cdot 10^9$ років
Полоній (^{210}Po)	140 діб	Уран (^{239}U)	23,54 хвилини
Радон (^{222}Rn)	3,82 доби	Плутоній (^{239}Pu)	24 390 років

3. Атомна маса деяких нуклідів

Нуклід	$m_{ат}$	Нуклід	$m_{ат}$
Водень (^1H)	1,007 825	Титан (^{50}Ti)	49,944 736
Дейтерій (^2H)	2,014 108	Титан (^{51}Ti)	50,949 858
Тритій (^3H)	3,016 028	Ванадій (^{52}V)	51,944 800
Гелій (^3He)	3,016 045	Марганець (^{55}Mn)	54,930 249
Гелій (^4He)	4,002 596	Кобальт (^{58}Co)	57,935 776
Літій (^6Li)	6,015 110	Стронцій (^{90}Sr)	89,907 711
Літій (^7Li)	7,016 046	Полоній (^{210}Po)	209,982 760
Берилій (^7Be)	7,016 925	Радон (^{222}Rn)	222,017 422
Бор (^{11}B)	11,009 304	Радій (^{226}Ra)	226,025 279
Вуглець (^{14}C)	14,003 217	Торій (^{232}Th)	232,038 112
Силіцій (^{31}Si)	30,975 350	Уран (^{238}U)	238,050 637
Фосфор (^{31}P)	30,973 762	Уран (^{239}U)	239,054 149
Кальцій (^{44}Ca)	43,955 49	Плутоній (^{239}Pu)	239,052 037

4. Маса і енергія спокою деяких елементарних частинок

частинка	маса		енергія	
	кг	а.о.м.	Дж	МеВ
електрон	$9,11 \cdot 10^{-31}$	0,00055	$8,16 \cdot 10^{-14}$	0,511
протон	$1,672 \cdot 10^{-27}$	1,00728	$1,5 \cdot 10^{-10}$	938
нейтрон	$1,675 \cdot 10^{-27}$	1,00866	$1,51 \cdot 10^{-10}$	939
α -частинка	$6,64 \cdot 10^{-27}$	4,00149	$5,96 \cdot 10^{-10}$	3733

ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ Д.І.МЕНДЕЛЄЄВА

ПЕРІОДИ	ГРУПИ ЕЛЕМЕНТІВ																		
	I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII				
1	H 1 1,0079 1s Гідроген															(H)	He 2 4,0026 1s Гелій	Порядковий номер	Назва елемента систематична
2	Li 3 6,941 [He]2s Літій	Be 4 9,0122 [He]2s Берилій	B 5 10,811 [He]2s 2p Бор	C 6 12,011 [He]2s 2p Карбон	N 7 14,007 [He]2s 2p Нітроген	O 8 15,999 [He]2s 2p Оксиген	F 9 18,998 [He]2s 2p Флуор	Ne 10 20,179 [He]2s 2p Неон	26 Fe 55,847 [Ar]3d⁶4s² Ферум Символ								Атомна маса	Електронна конфігурація	
3	Na 11 22,990 [Ne]3s Натрій	Mg 12 24,305 [Ne]3s Магній	Al 13 26,982 [Ne]3s 3p Алюміній	Si 14 28,086 [Ne]3s 3p Сицилій	P 15 30,974 [Ne]3s 3p Фосфор	S 16 32,066 [Ne]3s 3p Сульфур	Cl 17 35,453 [Ne]3s 3p Хлор	Ar 18 39,948 [Ne]3s 3p Аргон											
4	K 19 39,098 [Ar]4s Калій	Ca 20 40,078 [Ar]4s Кальцій	Sc 21 44,956 [Ar]3d ¹ 4s ² Скандій	Ti 22 47,88 [Ar]3d ² 4s ² Титан	V 23 50,942 [Ar]3d ³ 4s ² Ванадій	Cr 24 51,996 [Ar]3d ⁴ 4s ¹ Хром	Mn 25 54,938 [Ar]3d ⁵ 4s ² Манган	Fe 26 55,847 [Ar]3d ⁶ 4s ² Ферум	Co 27 58,933 [Ar]3d ⁷ 4s ² Кобальт	Ni 28 58,69 [Ar]3d ⁸ 4s ² Нікел									
5	Rb 37 85,468 [Kr]5s Рубідій	Sr 38 87,62 [Kr]5s Стронцій	Y 39 88,906 [Kr]4d ¹ 5s Ітрій	Zr 40 91,224 [Kr]4d ² 5s Цирконій	Nb 41 92,906 [Kr]4d ⁴ 5s Ніобій	Mo 42 95,94 [Kr]4d ⁵ 5s Молибден	Tc 43 98,906 [Kr]4d ⁵ 5s Технецій	Ru 44 101,07 [Kr]4d ⁶ 5s Рутеній	Rh 45 102,91 [Kr]4d ⁷ 5s Родій	Pd 46 106,42 [Kr]4d ⁸ 5s Паладій									
6	Cs 55 132,91 [Xe]6s Цезій	Ba 56 137,33 [Xe]6s Барій	*La 57 138,91 [Xe]5d ¹ 6s Лантан	Hf 72 178,49 [Xe]4f ¹⁴ 5d ² 6s Гафній	Ta 73 180,948 [Xe]4f ¹⁴ 5d ³ 6s Тантал	W 74 183,84 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁴ 6s Вольфрам	Re 75 186,207 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁵ 6s Реній	Os 76 190,2 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁶ 6s Осмій	Ir 77 192,22 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁷ 6s Іридій	Pt 78 195,08 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁸ 6s Платина									
7	Au 79 196,97 [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s Аурум	Hg 80 200,59 [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s Меркурій	Tl 81 204,38 [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s 6p Талій	Pb 82 207,2 [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s 6p Плюмбум	Bi 83 208,98 [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s 6p Бісмут	Po 84 [210] [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s 6p Полоній	At 85 [210] [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s 6p Астат	Rn 86 [222] [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s 6p Радон											
8	Fr 87 [223] [Rn]7s Францій	Ra 88 [226] [Rn]7s Радій	**Ac 89 [227] [Rn]6d ¹ 7s Актиній	Rf 104 [261] [Rn]5f ¹⁴ 6d ² 7s Резерфордій	Db 105 [268] [Rn]5f ¹⁴ 6d ³ 7s Дубній	Sg 106 [271] [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁴ 7s Сиборій	Bh 107 [278] [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁵ 7s Борій	Hs 108 [285] [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁶ 7s Гасій	Mt 109 [289] [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁷ 7s Майтнерій	Ds 110 [291] [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁸ 7s Дармштадтій									
9	Rg 111 [282] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Рентгеній	Cn 112 [285] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Коперніцій	Nh 113 [286] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Ніхоній	Fl 114 [289] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Флеровій	Mc 115 [290] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Московій	Lv 116 [293] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Ліверморій	Ts 117 [294] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Теннессій	Og 118 [294] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s Оганессій											
Висі оксиди	E₂O	EO	E₂O₃	EO₂	E₂O₅	EO₃	E₂O₇	EO₄											
Леткі сполуки з Гідро-геном				EH₄	EH₃	H₂E	HE												
*Лантаноїди	58 Ce 140,12 [Xe]4f ¹ 5d ¹ 6s Церій	59 Pr 140,91 [Xe]4f ² 5d ¹ 6s Празеодим	60 Nd 144,24 [Xe]4f ³ 5d ¹ 6s Неодим	61 Pm [145] [Xe]4f ⁴ 5d ¹ 6s Прометій	62 Sm 150,4 [Xe]4f ⁵ 5d ¹ 6s Самарій	63 Eu 151,96 [Xe]4f ⁶ 5d ¹ 6s Європій	64 Gd 157,25 [Xe]4f ⁷ 5d ¹ 6s Гадоліній	65 Tb 158,93 [Xe]4f ⁸ 5d ¹ 6s Тербій	66 Dy 162,5 [Xe]4f ⁹ 5d ¹ 6s Диспозій	67 Ho 164,93 [Xe]4f ¹⁰ 5d ¹ 6s Гольмій	68 Er 167,26 [Xe]4f ¹¹ 5d ¹ 6s Ербій	69 Tm 168,93 [Xe]4f ¹² 5d ¹ 6s Тулій	70 Yb 173,04 [Xe]4f ¹³ 5d ¹ 6s Ітербій	71 Lu 174,97 [Xe]4f ¹⁴ 5d ¹ 6s Лютецій					
*Актиноїди	90 Th 232,04 [Rn]5f ¹ 6d ² 7s Торій	91 Pa [231] [Rn]5f ² 6d ² 7s Проктінцій	92 U 238,03 [Rn]5f ³ 6d ¹ 7s Уран	93 Np [237] [Rn]5f ⁴ 6d ¹ 7s Нептуній	94 Pu [244] [Rn]5f ⁶ 6d ¹ 7s Плутоній	95 Am [243] [Rn]5f ⁷ 6d ¹ 7s Америцій	96 Cm [247] [Rn]5f ⁷ 6d ² 7s Курій	97 Bk [247] [Rn]5f ⁹ 6d ¹ 7s Берклій	98 Cf [251] [Rn]5f ¹⁰ 6d ¹ 7s Каліфорній	99 Es [252] [Rn]5f ¹¹ 6d ¹ 7s Ейнштейній	100 Fm [257] [Rn]5f ¹² 6d ¹ 7s Фермій	101 Md [259] [Rn]5f ¹³ 6d ¹ 7s Менделєєв	102 No [259] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s Нобелій	103 Lr [260] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s Лоуренсій					

ЛІТЕРАТУРА

1. Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф. Курс фізики. Кн. 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Київ : Либідь, 2001. 421 с.
2. Григорович Г.М. Загальна фізика. Квантова фізика. Атомна і ядерна фізика. Лабораторний практикум / Геннадій Григорович, Ольга Одрехівська, Роман Пелещак, Володимир Штим. Дрогобич : Видавничий відділ Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка, 2014. 90 с.
3. Кучерук І. М., Горбачук, І. Т. Загальний курс фізики. Т. 3. Оптика. Квантова фізика. Київ : Техніка, 2006. 518 с.
4. Одрехівська О. О., Пелещак. Р. М. Загальна фізика. Квантова фізика. Фізика атома, атомного ядра та елементарних частинок. Дрогобич : Редакційно-видавничий відділ ДДПУ імені Івана Франка, 2011. 98 с.
5. Яворський Б. М., Детлаф А. А. Курс фізики. Київ : Вища школа, 1973. Т. 3. 499 с.
6. Курс фізики : навчальний підручник / за ред. І. Е. Лопатинського. Львів : Бескид-Біт, 2002. 376 с.
7. Нечволод М. К. Курс фізики. Запитання і задачі : навчальний посібник / М. К. Нечволод, М. М. Голоденко, А. Ф. Прун. Київ : Просвіта, 2001. 232 с.

Олег Кузик,
Олеся Даньків

КВАНТОВА ФІЗИКА. ФІЗИКА АТОМА ТА АТОМНОГО ЯДРА

МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

**Дрогобицький державний педагогічний університет
імені Івана Франка**

Редактор
Ірина Невмержицька

Технічний редактор
Артимко Ірина

Здано до набору 12.03.2025 р. Формат 60x90/16. Гарнітура Times. Ум. друк.
арк. 4,355. Зам. 12.

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка.
(Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до державного реєстру
видавців, виготівників та розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5140
від 01.07.2016 р.). 82100, Дрогобич, вул. Івана Франка, 2