

М.О. Галушак, А.Г. Калугін, С.А. Татарина

ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА
КВАНТОВА ТА АТОМНА ФІЗИКА

Лабораторний практикум

Частина IV

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ,
МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ**

**Івано-Франківський національний технічний
університет нафти і газу**

Кафедра загальної та прикладної фізики

М.О. Галушак, А.Г. Калугін, С.А. Татарина

ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА

КВАНТОВА ТА АТОМНА ФІЗИКА

Лабораторний практикум

Частина IV

**Івано-Франківськ
2012**

УДК 530.145+539.18/539.1

ББК 22.343+22.38

Г-16

Рецензенти:

В.І. Пустогов кандидат технічних наук, доцент кафедри загальної та прикладної фізики ІФНТУНГ;

Т.І. Луцишин кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри загальної та прикладної фізики ІФНТУНГ;

*Рекомендовано методичною радою університету
(протокол № 14 від 20.10.2011 р.)*

Упорядники: М.О. Галушак, А.Г. Калугін, С.А. Татарина.

Г-16 Загальна фізика. Квантова та атомна фізика. Лабораторний практикум. Частина IV. - Івано-Франківськ, ІФНТУНГ, 2012. – 81 с.

МВ 02070855-3733-2012

Лабораторний практикум містить методичні вказівки для виконання лабораторних робіт з розділу курсу загальної фізики – «Квантова та атомна фізика». До кожної роботи подаються короткі теоретичні відомості, методика і послідовність виконання роботи. Значна увага приділяється з'ясуванню природи та практичному застосуванню фізичних явищ. Лабораторний практикум відповідає чинній навчальній програмі й призначений для студентів технічних спеціальностей та викладачів фізики вищих навчальних закладів.

УДК 530.145+539.18/539.1

ББК 22.343+22.38

МВ 02070855-3733-2012

© Галушак М.О.,
Калугін А.Г.,
Татарина С.А.
©ІФНТУНГ, 2012

ЗМІСТ

	Ст.
Вступ	4
Теоретичні основи фізики атомного ядра та елементарних частинок	5
Лабораторна робота № 90	18
<i>Досліди Франка і Герца</i>	
Лабораторна робота № 91	25
<i>Визначення концентрації і рухливості носіїв струму в напівпровіднику методом ефекту Холла</i>	
Лабораторна робота № 92	30
<i>Визначення довжини вільного пробігу альфа-частинок</i>	
Лабораторна робота № 93	37
<i>Визначення потенціалів збудження атомів інертного газу</i>	
Лабораторна робота № 94	39
<i>Вивчення роботи лічильника Гейгера-Мюллера та зняття його лічильної характеристики</i>	
Лабораторна робота № 95	44
<i>Вивчення законів випромінювання абсолютно чорного тіла</i>	
Лабораторна робота № 96	61
<i>Визначення коефіцієнта поглинання гамма-променів</i>	
Лабораторна робота № 99	68
<i>Вивчення треків заряджених частинок</i>	
Лабораторна робота № 103	75
<i>Визначення коефіцієнта поглинання β-променів</i>	
Перелік літературних джерел	81

ВСТУП

Фізика є базовою дисципліною для багатьох загальноінженерних і спеціальних дисциплін. Процес пізнання у фізиці, як і в будь-якій науці, починається зі спостереження явищ в природних умовах або із спеціально поставлених дослідів-експериментів. Для вивчення явища експериментатор повинен володіти достатніми навиками проведення вимірювань, які набуваються в процесі навчання.

Основними завданнями фізичного лабораторного практикуму є виховання у студентів навиків дослідницької роботи, якісного і кількісного вивчення фізичних явищ. До складу посібника увійшло 9 лабораторних робіт з методичними вказівками щодо їх виконання та оформлення звітів. Методичні вказівки призначені для допомоги студентам при виконанні лабораторних робіт з розділу «Квантова та атомна фізика» і складені у відповідності з навчальним планом і робочою програмою з курсу фізики.

Кожна лабораторна робота містить короткі теоретичні відомості, порядок виконання роботи, практичні завдання та запитання для самоконтролю, посилання на літературні джерела. Особлива увага звертається на найбільш повне розкриття фізичної суті досліджуваних явищ та змісту тих фізичних величин, якими ці явища описуються.

При підготовці даного посібника були використані методичні вказівки до лабораторних робіт з розділу "Фізика атомного ядра", підготовлених у 1995 та 1998 роках викладачами кафедри фізики М.О. Галушаком, А.І. Антошук, Я.В. Солоничним, Г.С. Подвальних, Л.Ю. Годованцем.

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА ТА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Основні характеристики атомних ядер

Атомне ядро складається з елементарних частинок – **протонів** і **нейтронів**. Протон (р) має позитивний заряд, що дорівнює заряду електрона, масу спокою

$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1836 m_e$, спін $s = \frac{1}{2}$ і власний магнітний

момент $\mu_{mp} = +2,79 \mu_y$, де $\mu_y = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$ –

ядерний магнетон. Нейтрон (n) – нейтральна частинка з масою

спокою $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1839 m_e$, спіном $s = \frac{1}{2}$ і власним

магнітним моментом $\mu_{np} = -1,91 \mu_y$. **Протони і нейтрони**

називають нуклонами (від латинського *nukleus* – ядро).

Загальна кількість нуклонів в ядрі називається **масовим**

числом A . До складу ядра входять Z протонів та N нейтронів,

тому $A = Z + N$.

Атом з певним числом протонів і нейтронів в складі ядра називається **нуклідом**. Нуклід з ядром в основному стані

позначають ${}_Z^A X$, де X – символ хімічного елемента з

порядковим номером Z .

Атомне ядро характеризується зарядом Ze , де e – заряд протона, Z – **зарядове число ядра**.

Зарядове число Z характеризує одночасно:

- число протонів в ядрі;
- число електронів в електрично нейтральному атомі;
- порядковий номер елемента в періодичній системі Менделєєва.

Сьогодні відомі і вивчені близько 1800 ядер природних і штучних елементів, які відрізняються або Z , або A , або Z і A . Радіус ядра визначається емпіричною формулою:

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}, \text{ де } R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Власний момент імпульсу ядра – *спін ядра* – складається із спінів нуклонів та орбітальних моментів імпульсу нуклонів. Обидві ці величини є векторними, тому спін є їх векторною сумою. Спін ядра квантується за законом:

$$L_{\text{я}} = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (1)$$

де I – спінове ядерне квантове число (або спін ядра), яке набуває цілі або напівцілі значення: 0, 1/2, 1, 3/2, ... Ядра з парним значенням A мають цілий спін, ядра з непарним – напівцілий спін.

Масу атомів і ядер в ядерній фізиці виражають в атомних одиницях маси (а.о.м.). За атомну одиницю маси приймається 1/12 частина маси атома вуглецю ^{12}C . $1 \text{ а.о.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. Згідно із співвідношенням Ейнштейна $E = mc^2$ масу атомів визначають також в одиницях енергії: $1 \text{ а.о.м.} = 931,50 \text{ MeV}$.

Радіоактивність. Закон радіоактивного розпаду атомних ядер

Радіоактивністю називають самовільне (спонтанне) перетворення ядер нестійких ізотопів одних елементів у ядра ізотопів інших елементів, що зумовлено внутрішніми причинами та супроводжується α -, β -, γ -випромінюванням, а також інших частинок (нейтронів, протонів).

До радіоактивних процесів належать: α – розпад, β – розпад, γ – випромінювання, спонтанний поділ тяжких ядер, протонна радіоактивність.

Радіоактивність, яка спостерігається в ядрах, що існують у природних умовах, називається **природною**. Радіоактивність ядер, які отримані за допомогою ядерних реакцій, називається **штучною**. Між природною та штучною радіоактивністю немає принципової різниці.

Природні радіоактивні перетворення ядер, які відбуваються самочинно, називаються **радіоактивним розпадом**. Ядро, що виникло внаслідок розпаду, називають **дочірнім** ядром, а ядро, яке розпалось, – **материнським**.

Теорія, яка пояснює це явище, ґрунтується на припущенні, що радіоактивний розпад є спонтанним процесом.

Численні досліді показали, що на швидкість радіоактивного розпаду не впливають ніякі зовнішні зміни температури, тиску, наявності електричних і магнітних полів, вид хімічної сполуки, її агрегатний стан. З цього випливає, що радіоактивний процес відбувається в глибинних частинах атома, тобто в його ядрі. Радіоактивний розпад – це властивість самого атомного ядра, і залежить вона тільки від його внутрішнього стану.

Внаслідок самочинності цього процесу природно припустити, що число ядер $|dN|$, які розпадаються за інтервал часу від t до $t+dt$, пропорційне до проміжку часу dt і кількості N наявних ядер, які ще не розпались на момент часу t :

$$-dN = \lambda N dt.$$

Тут λ – стала величина, яку називають **сталю розпаду, або радіоактивною сталою**. Знак „–“ вказує на те, що загальна кількість радіоактивних ядер під час розпаду зменшується ($dN < 0$):

Стала розпаду $\lambda = -\frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{N}$ дорівнює відносному зменшенню кількості ядер, які зазнають розпаду, за одиницю часу. Стала λ визначає швидкість радіоактивного розпаду.

Розділивши в рівнянні $dN = -\lambda N dt$ змінні, та проінтегрувавши, отримуємо:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt; \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t.$$

Звідси:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2)$$

Цей вираз виражає **закон радіоактивного розпаду**, згідно з яким кількість атомів, які не розпались, зменшується за експонентою. У цій формулі N_0 – початкова кількість ядер, які не розпались в момент часу $t=0$, N – кількість ядер, які не розпались в момент часу t .

Кількість ядер, які розпались за час t , визначається виразом

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (3)$$

Стала розпаду λ є оберненою величиною середнього часу життя τ певного радіоактивного елементу $\tau = \frac{1}{\lambda}$. Тому

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4)$$

Для характеристики стійкості ядер відносно розпаду, для оцінки тривалості життя певного радіоактивного ізотопу вводять поняття про період піврозпаду $T_{1/2}$.

Періодом піврозпаду називається час, протягом якого початкова кількість ядер певної речовини розпадається наполовину.

З визначення $T_{1/2}$ випливає, що

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{1}{2}.$$

Звідси отримуємо:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693 \tau.$$

Періоди піврозпаду різних природних ізотопів досить відрізняються один від одного. Так, $T = 4,51 \cdot 10^9$ років для ${}^{238}_{92}\text{U}$ і $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ для ${}^{212}_{84}\text{Po}$.

Кількість атомів, що розпадається за одну секунду, називається **активністю елемента**.

Активність A визначається такими формулами:

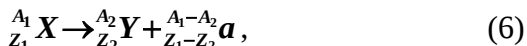
$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \frac{N \ln 2}{T}. \quad (5)$$

Отже, активність обернено пропорційна до періоду піврозпаду і зменшується з часом за експоненціальним законом.

За одиницю активності препарату беруть один розпад за секунду – беккерель (Bk). Часто користуються позасистемною одиницею, яку називають кюрі (Ki):

$$1Ki = 3,7 \cdot 10^{10} Bk.$$

Радіоактивний розпад записують у вигляді рівняння



де ${}^{A_1}_{Z_1}X$ – материнське радіоактивне ядро, ${}^{A_2}_{Z_2}Y$ – дочірнє ядро (продукт розпаду), ${}^{A_1-A_2}_{Z_1-Z_2}\alpha$ – частинка, яка випускається.

Закономірності радіоактивного випромінювання атомних ядер

Альфа - розпад

α – розпадом називається випускання ядрами α – частинок.

Альфа–випромінювання відхиляється електричними і магнітними полями, має високу йонізуючу здатність і малу проникну здатність (поглинається шаром алюмінію завтовшки $\sim 0,05 \text{ мм}$). α – випромінювання – це потік йонізованих атомів

гелію. Заряд α – частинки дорівнює $+2e$, а маса рівна масі ядра ізотопу гелію ${}^4_2\text{He}$.

Відомо більше ніж дві сотні α – активних ядер, в основному важких елементів $A > 200, Z > 82$. Лише невелика група α – активних ядер знаходиться в області з масовими числами $A=140-160$.

α – частинки, кожна з яких складається з двох протонів і двох нейтронів, утворюються всередині важких ядер лише в момент α – розпаду. Відокремленню цих чотирьох нуклонів сприяє властивість насичення ядерних сил. Можливість α – розпаду викликана тим, що маса материнського ядра m_M більша від суми мас дочірнього ядра m_D і α – частинки.

$$\Delta m = m_M - (m_D + m_\alpha). \quad (7)$$

Отже, при α – розпаді виділяється енергія

$$E_\alpha = \Delta mc^2.$$

Енергія α – розпаду ($4-9 \text{ MeV}$) виділяється у вигляді кінетичної енергії продуктів розпаду: α – частинки і дочірнього ядра. Кінетична енергія між ними розподіляється обернено пропорційно до їх маси, тому практично всю енергію розпаду отримує α – частинка.

Дослідження показують, що здебільшого ядра випромінюють не одну, а кілька груп α – частинок, енергії яких утворюють дискретний спектр. Його називають тонкою структурою α – спектра.

Бета - розпад

β – розпадом називається процес самочинного перетворення нестабільного ядра в ядро-ізобар із зарядом, який відмінний на $\Delta Z = \pm 1$, за рахунок випускання електрона (позитрона) або захоплення електрона.

Період піврозпаду β – радіоактивних ядер змінюється від $\sim 10^{-2} \text{ с}$ до $2 \cdot 10^{15}$ років. Енергія β – розпаду знаходиться в межах від 18 KeV (для ${}^3_1\text{H}$) до $16,6 \text{ MeV}$ (для ${}^{14}_7\text{N}$).

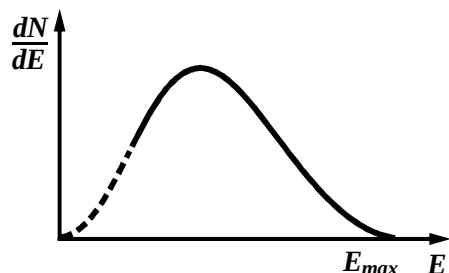
β – випромінювання відхиляється електричними і магнітними полями; його йонізуюча здатність значно менша (приблизно на два порядки), а проникна здатність значно більша (поглинається шаром алюмінію 2 мм), ніж у α – частинок. β – випромінювання – це потік швидких електронів.

Терміном β – розпад називають три типи ядерних перетворень: електронний β^- – розпад, позитронний β^+ – розпад, а також електронне захоплення (e^- або K – захоплення).

Явище електронного β^- – розпаду відбувається за правилом зміщення



і супроводжується випромінюванням електрона. Електрони, що випромінюються в процесі β^- – розпаду, мають широкий спектр енергій від нуля до деякого максимального значення (рис.1).



Рисунк 1

При β^- розпаді кількість нуклонів в ядрі не змінюється. При β^- – розпаді разом з електроном випускається ще одна нейтральна частинка – *антинейтрино*, яка позначається як ${}^0_0\tilde{\nu}_e$.

Суцільний спектр β^- – частинок зумовлений розподілом енергії між електронами і антинейтрино, причому сума енергій обох частинок становить $E_{\max}$. Оскільки при β^- – розпаді кількість нуклонів в ядрі не змінюється, а Z збільшується на одиницю, то єдиний шлях, яким може відбуватись цей процес, це перетворення одного з нейтронів ядра в протон з одночасним утворенням електрона і антинейтрино:

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e + {}_0^0\tilde{\nu}_e. \quad (9)$$

Цей процес супроводжується виконанням законів збереження електричних зарядів, імпульсу і масових чисел.

Явище β^+ – розпаду характерне лише для штучно радіоактивних ядер і було вперше виявлено Фредериком та Ірен Жоліо-Кюрі при бомбардуванні різних ядер α – частинками. Цей вид радіоактивного розпаду відбувається за таким правилом зміщення:

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}_{+1}^0\tilde{e} + {}_0^0\nu_e. \quad (10)$$

Процес β^+ – розпаду проходить за такою схемою: один з протонів ядра перетворюється у нейтрон, випромінюючи при цьому позитрон і нейтрино:

$${}_1^1p \rightarrow {}_0^1n + {}_{+1}^0\tilde{e} + {}_0^0\nu_e. \quad (11)$$

Позитрон – ${}_{+1}^0\tilde{e}$ – частинка з масою спокою, яка точно дорівнює масі спокою електрона, спіном $\frac{1}{2}$, і яка має додатний електричний заряд $+e$.

Позитрони можуть народжуватись при взаємодії γ – квантів великих енергій ($E_\gamma > 1,02\text{MeV} = 2m_e c^2$) з речовиною. Цей процес відбувається за схемою

$$\gamma \rightarrow {}_{-1}^0e + {}_{+1}^0\tilde{e}. \quad (12)$$

Гамма – випромінювання і його властивості

γ -випромінювання не відхиляється електричними і магнітними полями, володіє відносно слабкою іонізуючою і надзвичайно великою проникною здатністю (проходить крізь шар свинцю завтовшки ~ 5 см), дифрагує на кристалах. γ -**випромінювання** – це короткохвильове електромагнітне випромінювання з дуже малою довжиною хвилі $\lambda < 10^{-10}$ м.

Експериментально встановлено, що γ - випромінювання не є самостійним видом радіоактивності, а лише супроводжує α - та β - розпад; виникає також під час ядерних реакцій, гальмування заряджених частинок, їх розпаду та ін. Повертаючись в основний стан, збуджене ядро може пройти через ряд проміжних станів, тому γ - випромінювання одного і того самого радіоактивного ізотопу може містити кілька груп γ -квантів, що відрізняються одна від одної своєю енергією. Отже, спектр γ - випромінювання дискретний.

Ядро, яке знаходиться у збудженому стані, може передати енергію E при переході в основний стан одному з електронів атома (без випускання γ - кванта). При цьому випромінюється електрон конверсії, а саме явище називається внутрішньою конверсією. Якщо енергія збудженого ядра виділяється у вигляді γ - кванта, то його частота визначається з $\varepsilon = h\nu$. Якщо випромінюються електрони конверсії, то їх енергія буде $E - A_K$, $E - A_L$, ..., де A_K, A_L - робота виходу електронів з відповідних електронних оболонок. Вакантні місця, що виникли внаслідок випромінювання електронів конверсії, будуть заповнюватись електронами з верхніх оболонок. Тому внутрішня конверсія завжди супроводжується характеристичним рентгенівським випромінюванням.

γ - кванти мають нульову масу спокою, тому під час проходження крізь речовину вони або поглинаються, або

розсіюються речовиною, але їх енергія не змінюється. Внаслідок поглинання інтенсивність γ - випромінювання зменшується за експоненціальним законом:

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

де I_0 та I – інтенсивність γ - випромінювання на вході і виході речовини завтовшки x , μ – лінійний коефіцієнт поглинання, який залежить від властивостей речовини та енергії γ - квантів.

Одиниці вимірювання радіоактивного випромінювання та апаратура для його реєстрації

Розрізняють такі одиниці радіоактивного випромінювання:

Поглинута доза випромінювання – фізична величина, що дорівнює відношенню енергії поглинутого випромінювання до маси опромінюваної речовини. Одиниця поглинутої дози випромінювання – *грей* (Gp): $1 Gp = 1 \frac{Дж}{кг}$ – доза

випромінювання, при якій опромінюваній речовині масою $1 кг$ передається енергія довільного йонізуючого випромінювання $1 Дж$.

Експозиційна доза випромінювання – фізична величина, що дорівнює відношенню суми електричних зарядів всіх йонів одного знака, створених електронами, звільненими в опромінюваному повітрі (при повному використанні йонізуючої здатності електронів), до маси цього повітря.

Одиниця експозиційної дози випромінювання – кулон, поділений на кілограм $\left(\frac{Кл}{Кг} \right)$, часто користуються позасистемною одиницею – рентген (P):

$$1 P = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{Кл}{Кг}.$$

При експозиційній дозі, яка дорівнює одному рентгену, в 1 м^3 сухого повітря при нормальному атмосферному тиску виникає сумарний заряд йонів одного знака величиною $0,33 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}$.

Біологічна доза – величина, яка вказує вплив випромінювання на організм.

Одиниця біологічної дози – біологічний еквівалент рентгена (*бер*): *1 бер* – доза довільного виду йонізуючого випромінювання, яка здійснює таку саму біологічну дію, яку здійснює доза рентгенівського або γ – випромінювання в 1 Р :

$$\left(1\text{ бер} = 10^{-2} \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right).$$

Потужність дози випромінювання – величина, яка дорівнює відношенню дози випромінювання до часу опромінювання.

Всю апаратуру для радіаційного контролю можна поділити на такі групи:

1. Дозиметричні прилади для встановлення рівня радіації. До них належать також індикатори-сигналізатори.
2. Радіометричні прилади для вимірювання рівня радіоактивного забруднення середовища.
3. Портативні пристрої індивідуального дозиметричного контролю.
4. Спектрометричне обладнання для встановлення спектру радіонуклідів у забрудненому середовищі.

До основних методів індикації радіоактивних випромінювань належать:

1. Йонізаційний – вимірюється йонізаційний струм, який виникає в йонізаційній або газорозрядній камерах, куди проникають радіоактивні частки.
2. Сцинтиляційний – за допомогою фотоелектронного помножувача реєструються світлові спалахи сцинтилятора під дією йонізуючого випромінювання;

3. Фотографічний – в якому за допомогою стопи фотографічних пластин фіксується ступінь їх затемнення під дією радіоактивних променів.
4. Хімічний – вимірюється вихід радіаційно-хімічних реакцій під дією йонізуючих випромінювань.
5. Калориметричний – фіксується тепло, що виділяється у детекторі під час опромінення його радіацією.
6. Біологічний – базується на здатності радіації викликати зміни у біологічних тканинах.

Найбільш поширеним лічильником потоку йонізуючих

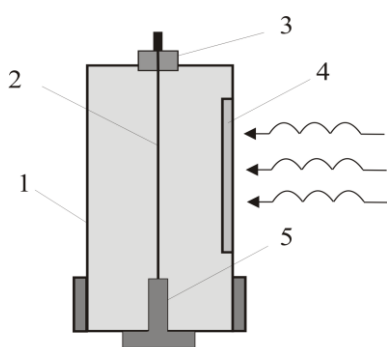


Рисунок 2

частинок або жорсткого випромінювання є газований лічильник Гейгера-Мюллера (рис.2). Це заповнений сумішшю газів при зниженому тиску (~ 100 мм.рт.ст.) циліндр 1, в якому вмонтоване вікно 4, що здатне пропускати потік частинок або жорсткого випромінювання. Зовнішнім електродом такого газового

лічильника (катодом) є корпус циліндра, а центральним збираючим електродом (анодом) є тонка металева нитка 2, яка натягнута вздовж осі циліндра та старанно ізольована ізоляторами 3, 5 від корпуса.

При створенні достатньої різниці потенціалів між електродами лічильника в ньому під дією зовнішнього потоку йонізуючих частинок або жорсткого випромінювання буде спостерігатися явище вторинної (ударної) йонізації газу. В результаті цього, в об'ємі лічильника виникає значна кількість позитивних йонів та електронів, які рухаються відповідно до катода та анода лічильника (розрядний струм). Увімкнення в електричне коло лічильника великого опору і спеціально підібрана газова суміш сприяють швидкому загасанню

розряду ($\sim 10^{-9}$ с), тобто формуванню дуже короткочасного імпульсу струму. Щоб запобігти появі випадкових імпульсів або неперервного розряду в газ, яким заповнений лічильник, додають до 10% парів етилового спирту або ефіру, йонізаційний потенціал яких набагато менший, ніж йонізаційний потенціал одноатомного газу (аргону), що складає основу газової суміші. У цьому випадку, позитивні йони одноатомного газу за час руху до катода встигають або нейтралізуватися, викидаючи електрони з багатоатомних молекул, або витратити свою енергію на дисоціацію цих молекул на радикали. Цей фізичний процес одержав назву гасіння газового розряду і лічильники, що працюють за цим принципом, носять назву самогасних.

Лабораторна робота № 90

ДОСЛІДИ ФРАНКА І ГЕРЦА

Мета роботи: вивчення процесу збудження атомів інертного газу електронами, вимірювання першого потенціалу збудження.

Теоретичні відомості

Нільс Бор створив теорію будови атома на основі двох постулатів:

I постулат: Електрони в атомі обертаються навколо ядра по стаціонарних орбітах. При цьому вони не випромінюють і не поглинають енергії. Умова стаціонарності орбіти:

$$mvr = \frac{h}{2\pi} \cdot n, \quad (90.1)$$

де mvr – момент імпульсу електрона на орбіті, n – номер орбіти, h – стала Планка.

II постулат має квантовий характер: При переході з однієї орбіти на іншу (з одного стаціонарного рівня на інший) електрон поглинає енергію (при переході на нижчий рівень) або випромінює енергію (при переході на вищий рівень) у вигляді кванта $h\nu$. Записується цей постулат за наступною формулою:

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (90.2)$$

де E_1 – енергія на першому рівні, E_2 – енергія на другому рівні.

Досліди Д. Франка і Г. Герца експериментально підтвердили другий постулат Бора, тобто енергія може передаватись атому тільки дискретними порціями (квантами). Ця порція енергії не може бути менше $h\nu$ і більше $h\nu$, а точно приймає значення $h\nu$.

Перехід електронів з основного енергетичного рівня на наступний переводить атом у збуджений стан. Через короткий час (10^{-8} с) атом повертається в основний стан. Електрон переходить на основний енергетичний рівень. При цьому випромінюється квант світла.

Потенціал збудження – це напруга, яка необхідна, щоб надати електрону енергію для переходу з основного рівня на перший збуджений рівень.

$$eU_3 = h\nu. \quad (90.3)$$

Потенціал іонізації – це напруга, при якій електрон відривається від атома, перетворюючи його на йон.

$$eU = A_{\text{іонізації}}. \quad (90.4)$$

Схема досліду змальована на рисунку 90.1.

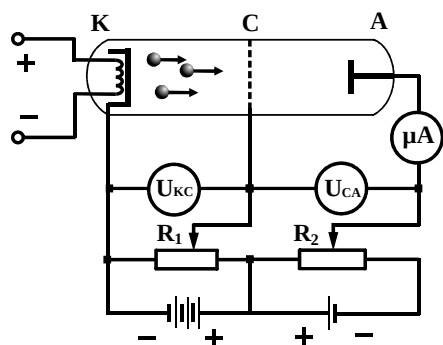


Рисунок 90.1

Між катодом і сіткою лампи створено постійне електричне поле. Електрони, що випускаються розігрітим катодом, прискорюються в електричному полі і прямують до сітки, стикаючись з атомами розрідженого одноатомного газу, що заповнює лампу. Франк і Герц в своїх дослідах в якості

досліджуваного газу використовували пари ртуті.

Якщо енергія електрона, що налітає на атом, недостатня щоб його іонізувати, то можливі лише пружні зіткнення, при яких електрон практично не втрачає енергії. При збільшенні різниці потенціалів між катодом і сіткою (потенціометром R_1) енергія електрона збільшується і стає достатньою для збудження атомів.

Електрони прискорюються, зростає швидкість і, відповідно, енергія їх зростає. На певній відстані від катода електрон вже має достатню енергію для збудження атомів ртуті. Відбувається непружне зіткнення з атомом ртуті. Атом поглинає енергію, електрон атома переходить на вищий енергетичний рівень, а вільний електрон втрачає свою енергію і зменшує швидкість до нуля. Якщо це зіткнення відбувається біля сітки, то електрон попадає в область між сіткою і анодом з нульовою швидкістю і затримується гальмівним потенціалом U_{ca} приблизно в 0,5 В, який створюється потенціометром сітка-анод. Слід відмітити, що газ в лампі розріджений, тому електрон може зустріти на своєму шляху до сітки один атом.

Кількість електронів, які долітають до анода за 1 секунду визначають величину струму, який вимірюється міліамперметром.

При подальшому збільшенні напруги між катодом і сіткою, електрон може досягти енергії збудження атома приблизно посередині цього простору і при непружному зіткненні з атомом ртуті втратити всю енергію. При подальшому русі він знову прискорюється і, якщо біля сітки він набере достатньої енергії для збудження, то він втратить її вдруге і знову не зможе досягти анода. Це буде другий потенціал збудження.

Побудуємо вольтамперну характеристику цієї лампи, тобто залежність анодного струму від напруги між катодом і сіткою. При збільшенні напруги від 0 до першого потенціалу збудження струм в лампі зростає за законом трьох других (як у вакуумі). При досягненні напруги потенціалу збудження $U_{зб}$ частина електронів не досягають анода і струм зменшується. У вольтамперній характеристиці з'являється «провал струму». При подальшому зростанні напруги між катодом і сіткою відбудеться повторне зростання струму і при досягненні подвійної напруги збудження струм знову почне спадати.

Необхідно врахувати, що вклад в подолання затримуючого поля вносить лише поздовжня складова швидкості електрона, а не повна швидкість, яка міняється при пружних зіткненнях. Це приводить до згладжування залежності $I(U)$ і деякому зміщенню максимумів на кривій у бік менших енергій.

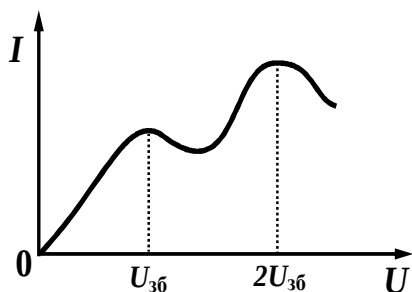


Рисунок 90.2

Таким чином, на кривій залежності струму анода від напруги сітка-катод (рис.90.2) є ряд максимумів і мінімумів, віддалених один від одного на відстані $U_{зб}$, що дорівнює енергії першого збудженого стану. Для атома ртуті $U_{зб} = 4,9$ В.

Потенціал $U_{зб}$ називається *критичним потенціалом атома ртуті* або *першим потенціалом збудження*. Якщо прискорююча напруга в лампі досягає першого потенціалу збудження, пари ртуті починають світитися - атом повертається в свій основний стан, випромінюючи енергію. Це можна спостерігати на досліді, замінивши скляну колбу кварцовою, прозорою для ультрафіолетових променів.

Якщо світло від розрядної трубки пропустити крізь дифракційну ґратку, то отримаємо лінію $\lambda = 253,7$ нм, що відповідає першому потенціалу збудження. Застосовуючи другий постулат Бора отримуємо співвідношення (90.5):

$$E_2 - E_1 = eU = \frac{hc}{\lambda} . \quad (90.5)$$

Отримуємо $U_{зб} = 4,887$ В, що підтверджує результат досліду Франка і Герца.

Відзначимо, що декілька причин приводять до того, що провали на ВАХ не являються ідеальними (співпадаючими з теоретичною кривою):

1. Електрони мають різну початкову енергію в прикатодній області;

2. Залежність потенціалу збудження від початкової енергії електрона. При енергіях електрона близьких до енергії збудження атома існує висока вірогідність тимчасового захоплення електрона атомом з утворенням негативного іона. Після цього відбудуватиметься авто-відрив, і атом повертається в основний стан;

3. Вклад в подолання затримуючого поля вносить лише поздовжня складова швидкості електронів, а не повна швидкість, яка міняється при пружних зіткненнях;

4. Наявність контактної різниці потенціалів між катодом і анодом та катодом і сіткою. Контактна різниця виникає через те, що робота виходу електрона з катода менша ніж робота виходу з анода;

5. Просторовий потенціал створюваний самими електронами. Його вплив буде максимальним в області найбільшої щільності електронів – поблизу катода і виявлятиметься, в першу чергу, на першому максимумі.

Експериментальна установка

Принцип дії установки полягає в отриманні на екрані осцилографа залежності анодного струму I_a газонаповненої лампи (тріода з підігрівним катодом) від напруги катод-сітка $U_{кс}$ при фіксованій напрузі анод-сітка з подальшим вимірюванням напруги в характерних точках.

До складу установки входять об'єкт дослідження ОД і вимірювальний пристрій ВП (див. рис. 90.3). Об'єкт дослідження встановлюється в штативі 8 і з'єднується з вимірювальним пристроєм за допомогою кабелю 9.

Об'єкт дослідження виконаний на базі манометричної лампи ПМИ-2, заповненої криптоном. Лампа поміщена в металевий корпус, на підставці якого є стійка 10 для установки її в штатив.

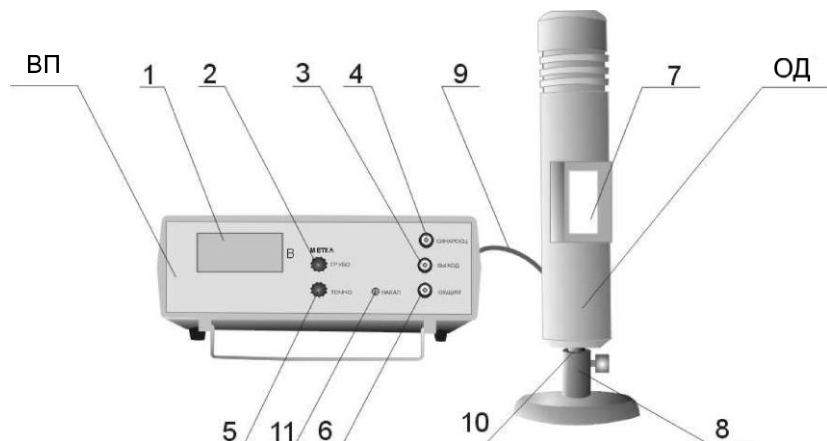


Рисунок 90.3

Вимірювальний пристрій виконаний у вигляді конструктивно закінченого виробу. На передній панелі корпусу розташовані елементи управління (виведення резистора установки струму розжарювання «НАКАЛ» 11, і ручки 2 «ГРУБО» і 5 «ТОЧНО» для переміщення мітки), табло індикації 1 напруги катод-сітка і виходи 3 і 6 для підключення осцилографа і його синхронізації 4.

На задній стінці вимірювального пристрою розташовані мережевий вимикач, мережевий шнур, запобіжники, клемма заземлення і роз'єм для підключення об'єкту дослідження.

Установка працює таким чином.

З генератора пилкоподібної напруги на об'єкт дослідження подаються імпульси амплітудою приблизно 40В. Крім того на об'єкт дослідження подається також регульована напруга розжарювання U_p і запірна напруга $U_{зап}$, які забезпечують нормальний режим роботи лампи. Анодний

струм лампи I_a вимірювальним пристроєм перетвориться в напругу пропорційну струму і подається на вхід осцилографа. На екрані осцилографа відображається залежність I_a від напруги $U_{кс}$.

Вимірювальний пристрій при цьому формує на екрані осцилографа мітку, яку можна переміщати по екрану осцилографа за допомогою ручок «ГРУБО» і «ТОЧНО». При наведенні мітки на певні точки графіка, що відображається, відбувається збіг опорної напруги і миттєвої пилоподібної напруги, що дозволяє вимірювати напругу $U_{кс}$ за допомогою цифрового вимірювача напруги.

Порядок виконання роботи

1. Встановити на осцилографі розгортку 5 ms/под. і посилення 0,5 В/см.

2. Включити осцилограф і за допомогою ручок « $\leftrightarrow$ » та « $\updownarrow$ » встановити розгортку променя в центрі екрану.

3. Включити вимірювальний пристрій. При цьому повинен засвітитися об'єкт дослідження. Витримати лампу у ввімкненому стані протягом 10 хвилин для встановлення робочого режиму лампи.

4. Відрегулювати синхронізацію осцилографа для отримання стійкої картини на екрані.

Примітка: в разі спотворення осцилограми відрегулюйте її за допомогою резистора «НАКАЛ» вимірювального пристрою.

5. За допомогою ручок «ГРУБО» і «ТОЧНО» переміщати мітку по осцилограмі, поєднуючи лівий край мітки з характерними точками (мінімумами або максимумами) і виконати вимірювання $U_{кс}$ по індикатору вимірювального пристрою.

6. Обертаючи ручки «ГРУБО» і «ТОЧНО» на лицьовій панелі ВП, встановити мітку на осцилограмі по черзі на 3 максимумах, записуючи кожного разу покази індикатора «В».

7. Визначити не менше чотирьох значень першого потенціалу збудження для двох серій вимірів. Знайти його середнє значення і оцінити похибку.

Контрольні запитання

1. Які зіткнення називаються пружними і непружними? Як вони впливають на вольтамперну характеристику трьохелектродної лампи?
2. Що таке перший потенціал збудження?
3. Чому можливе свічення газу в лампі?
4. Що таке потенціал йонізації атома?
5. Сформулюйте постулати Бора.

Лабораторна робота № 91

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ І РУХЛИВОСТІ НОСІЇВ СТРУМУ В НАПІВПРОВІДНИКУ МЕТОДОМ ЕФЕКТУ ХОЛЛА

Мета роботи: виміряти концентрацію і рухливість носіїв струму в напівпровіднику за допомогою визначення постійної Холла і питомого опору зразка.

Теоретичні відомості

Ефект Холла, відкритий у 1879 році, полягає у виникненні в металі (або напівпровіднику) із струмом густиною j , поміщеному в магнітне поле B , електричного поля в напрямку, перпендикулярному $\vec{B}$ і $\vec{j}$.

Помістимо металеву пластинку із струмом густиною j в магнітне поле B , направлене перпендикулярно $\vec{j}$ (рис 91.1).

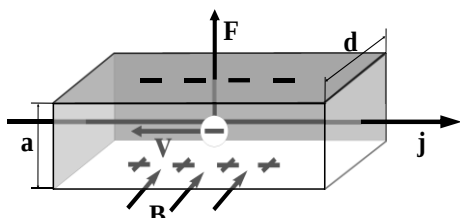


Рисунок 91.1

Для вибраного напрямку $\vec{j}$ швидкість носіїв струму (електронів) в металі направлена вліво. На заряди, що рухаються в магнітному полі, діє сила Лоренца $\vec{F}$, що скривлює

їх траєкторію усередині напівпровідника.

В даному випадку вона направлена вгору. Таким чином, у верхнього краю пластинки виникає підвищена концентрація електронів (він зарядиться негативно), а у нижнього - їх недостача (він зарядиться позитивно).

В результаті виникає додаткове поперечне електричне поле $\vec{E}_B$, направлене від низу до верху. Тоді

$$eE_B = \frac{e\Delta\varphi}{a} = evB, \quad (91.1)$$

де a - ширина пластинки, $\Delta\varphi$ - поперечна (холлівська) різниця потенціалів. Оскільки сила струму

$$I = jS = nevS, \quad (91.2)$$

де S - площа поперечного перерізу пластинки товщиною d , n - концентрація електронів, v - середня швидкість їх впорядкованого руху, отримаємо

$$\Delta\varphi = \left(\frac{I}{nead} \right) Ba = \left(\frac{1}{en} \right) \left(\frac{IB}{d} \right) = R \left(\frac{IB}{d} \right), \quad (91.3)$$

$$\text{де } R = \frac{1}{en} \quad - \text{ стала Холла.} \quad (91.3a)$$

Розглянуте виведення холлівської сталої є наближеним, оскільки не враховує швидкість хаотичного руху електронів. Більш строгий вираз можна записати у вигляді

$$R = \frac{A}{qn}, \quad (91.4)$$

де A - стала, що залежить від механізму розсіювання носіїв заряду, і для напівпровідника з носіями одного знаку змінюється в межах від 1,17 до 1,93, якщо основним є розсіювання на йонізованих атомах домішок.

Залежно від типів носіїв знак зарядів може бути як «+» так і «-», що дозволяє не сплутати в експерименті ефект Холла з іншими можливими ефектами, не залежними від напрямку струму.

З цією метою в експерименті виміри $\Delta\phi$ проводять двічі в протилежних напрямках $\vec{B}$ і $\vec{j}$, тоді

$$\Delta\phi = \frac{(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)}{2}. \quad (91.5)$$

У даній роботі використовується домішковий напівпровідник з концентрацією основних носіїв зарядів значно більшій концентрації неосновних носіїв зарядів, тому приймаємо $A=1,17$.

Питомий опір зразка ρ можна знайти, знаючи геометричні розміри зразка a і d , його довжину l і його опір r :

$$\rho = \frac{r \cdot l}{a \cdot d}, \quad (91.6)$$

а рухливість μ можна обчислити за формулою

$$\mu = \frac{1}{\rho \cdot q \cdot n}, \quad (91.7)$$

де n - концентрація носіїв заряду q .

З формули (91.3) можна визначити сталу Холла:

$$R = \frac{\Delta\phi \cdot d}{I \cdot B} . \quad (91.8)$$

Експериментальна установка

Загальний вигляд установки показаний на рисунку (91.2).

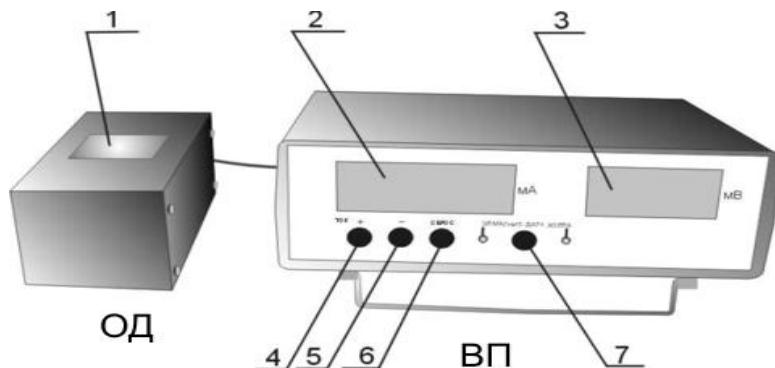


Рисунок 91.2 - 1- вікно; 2- табло mA ; 3- табло mV ;
4- кнопка $ТОК$ «+»; 5- кнопка $ТОК$ «-»; 6- кнопка
«СБРОС»; 7- «ЕЛ. МАГНИТ - ДАТЧ. ХОЛЛА»

Установка складається з об'єкту дослідження і вимірювального пристрою. Об'єкт дослідження конструктивно виконаний у вигляді збірного корпусу, в якому встановлені електромагніт і датчик Холла. Зверху об'єкт дослідження має вікно, через яке видно полюси електромагніту і плата з датчиком Холла.

На передній панелі вимірювального пристрою розміщені наступні елементи управління та індикації:

- кнопки «СБРОС» і «ТОК» «+», «-» задають значення і напрям струму через датчик Холла (при режимі роботи з

датчиком Холла) і котушку електромагніту (при режимі роботи з електромагнітом);

Примітка: Після натискання кнопки «СБРОС» значення струму обнулюється, і напрям струму міняється на протилежний.

- кнопка «ЕЛ. МАГНИТ - ДАТЧ. ХОЛЛА» перемикає режими роботи з датчиком Холла і електромагнітом, що відображається відповідним світлодіодом.

- табло мА і мВ відображають значення струму через датчик Холла або котушку електромагніта (залежно від режиму роботи) і е.р.с. Холла.

На задній панелі вимірювального пристрою розташований вимикач «СЕТЬ».

Порядок виконання роботи

1. Включити установку за допомогою вимикача «СЕТЬ». Повинні висвітлитися індикатори, що вказують наявність напруги і струму. Записати сталі a , d , q , l , r .

2. Встановити струм через електромагніт відповідний магнітному полю B (мТл) заданому викладачем. Виміряти не менше 10 разів е.р.с. Холла $\Delta\phi_i$ при різних значеннях керуючого струму I .

Примітка: Не допускається задавати струм через датчик Холла більше 3 мА!

3. Дані занести в таблицю.

Таблиця 91.1

№ з/п Величина	1	2	3	4	5	6
I						
B						
$\Delta\phi_1$						
$\Delta\phi_2$						
$\Delta\phi_{\text{сер}}$						

4. Провести виміри $\Delta\varphi_2$ з протилежним напрямом струму. Дані занести в таблицю, обчисливши $\Delta\varphi_{\text{сер}}$ за формулою (91.5).

5. Повторити виміри для інших значень індукції магнітного поля B .

6. Побудувати графік $\Delta\varphi = f(I)$

7. Обчислити сталу Холла, використовуючи формулу (91.8)

8. Знайти $R_{\text{сер}}$.

9. Використовуючи формулу (91.3а) обчислити концентрацію носіїв заряду в напівпровіднику.

10. Розрахувати ρ і μ за формулами (91.6) та (91.7).

11. Оцінити похибки визначення ρ і μ .

Контрольні запитання

1. У чому полягає ефект Холла?
2. Від чого залежить стала Холла R ?
3. З якою метою в експерименті ми змінюємо напрям струму через зразок і повторюємо вимірювання?

Лабораторна робота № 92

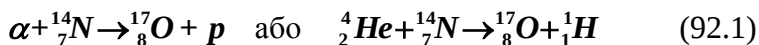
ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ПРОБІГУ АЛЬФА-ЧАСТИНОК

Мета роботи: отримання кривої проходження α -частинок через речовину, визначення довжини середнього пробігу і енергії α -частинок.

Теоретичні відомості

Альфа-частинки – це ядра атома гелію He , мають заряд $+2e$, складаються з двох протонів і двох нейтронів. α –

частинки виникають при радіоактивному розпаді атомних ядер, а також в різних ядерних реакціях. α – частинки використовуються, як бомбардуючі частинки. Саме при вивченні розсіяння α – частинок на тонких металевих плівках Резерфорд у 1911 році зробив висновок, що маса атома практично цілком зосереджена в позитивно зарядженому ядрі, що має розміри $\sim 10^{-15}$ м. Перша ядерна реакція:



була також здійснена з використанням α – частинок (1919 р.). На сучасних прискорювачах отримують пучки альфа-частинок з енергією від декількох до сотень МеВ для вивчення властивостей атомних ядер.

Особливості альфа-розпаду:

а) α – розпад можливий тільки для важких ядер з $Z > 83$:



б) Періоди напіврозпадів $T_{1/2}$ α – активних ядер змінюються в широких межах, наприклад, для ${}_{84}^{212}\text{Po}$ $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$ с, а для ${}_{82}^{204}\text{Pb}$ $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{17}$ років, при цьому вони дуже сильно залежать від енергії тих α – частинок, що вилітають:

$$\log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}} \quad (92.3)$$

емпіричний закон Гейгера-Неттола, де C, D – сталі величини;

в) α – частинки, що вилітають з ядер певного сорту, мають, як правило, одну і ту ж певну енергію порядку 4-9 МеВ для рідкоземельних ядер. Виникаючі альфа-частинки взаємодіють

з речовиною за допомогою пружного розсіювання і іонізаційного гальмування.

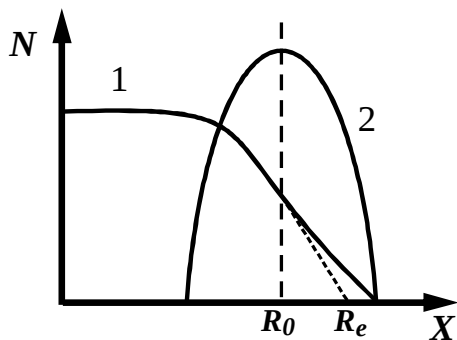
При пружному розсіюванні сумарна кінетична енергія частинок зберігається і перерозподіляється між ними. Унаслідок великої маси ($M_\alpha = 7350 m_e$, m_e – маса електрона) альфа-частинки майже не розсіюються на електронах середовища (тільки на ядрах), продовжуючи рухатися прямолінійно.

Кулонівське поле електронів атомів речовини взаємодіє з рухомою α – частинкою, яка при цьому втрачає енергію, поступово зупиняючись. Це процес іонізаційного гальмування. Характерною особливістю альфа-частинок є існування у них певного пробігу R – відстані, яку проходить частинка до моменту повної втрати енергії. Величина пробігу визначається тими втратами енергії, які відбуваються при її русі:

$$R = - \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx}, \quad (92.4)$$

а втрати енергії згідно формули Бете:

$$- \frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2 n}{v^2}, \quad (92.5)$$



Рисунк 92.1

де n - концентрація атомів поглиначи, z - заряд частинки, v - її швидкість. Таким чином, втрата енергії на іонізацію пропорційна масовій товщині поглиначи і не залежить від його природи:

$$\Delta E \sim \rho \Delta x. \quad (92.6)$$

Метод вимірювання

Якщо досліджувати монохроматичний потік α -частинок і підраховувати число частинок, збільшуючи поступово відстань між джерелом і детектором, тобто заставляючи альфа-частинки проходити все більший шар повітря, то число N частинок в пучку починає на певній відстані падати не відразу до нуля, а з деяким нахилом (крива 1 на рис.92.1):

Якщо цю криву продиференціювати і побудувати величину dN/dx залежно від товщини шару x , то вийде крива 2 (рис. 92.1) з різким максимумом при $x = R_0$, що показує, що переважна більшість α -частинок має певний пробіг з деяким відхиленням в ту і іншу сторону. У діапазоні енергій $4 < E\alpha < 15$ MeV використовують для оцінки $E\alpha$ залежність:

$$R_0 = 0.318 E_{\alpha}^{\frac{3}{2}}, \quad (92.7)$$

Для $E\alpha < 4$ MeV зв'язок між пробігом і енергією частинки представлений у вигляді номограми (рис. 92.2) за допомогою якої по пробігу частинки можна знайти її енергію, і навпаки. Інколи для оцінки $E\alpha$ використовують Re -екстрапольований пробіг, отриманий шляхом продовження нахиленої лінії 1 до перетину з віссю абсцис (рис. 92.1).

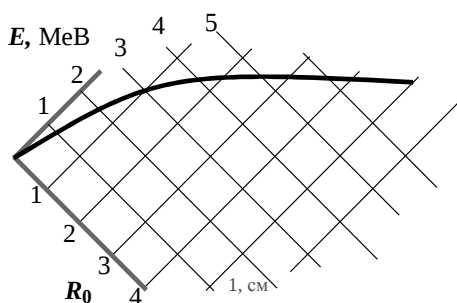


Рисунок 92.2

Для побудови кривої $N(x)$ необхідно внести поправку на тілесний кут з урахуванням реальних розмірів вікон детектора і джерела, оскільки в детектор потрапляє лише частина випромінювання.

Збільшення відстані зменшує тілесний кут, в

якому лічильник "бачить" джерело частинок, і приводить до зменшення числа реєстрованих частинок. Для одержання повного числа частинок треба зареєстроване число частинок поділити на поправку, узятую з таблиці 92.1:

Таблиця 92.1

x/r_0	0,1	0,2	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,25	1,5
По правка	0,286	0,253	0,197	0,175	0,158	0,127	0,102	0,080	0,062

де x - відстань між вікном детектора і α -препаратом,
 r_0 - радіус віконця детектора.

Експериментальна установка:

Загальний вигляд устаткування наведений на рис. 92.3:

Установка складається з об'єкту дослідження і вимірювального пристрою, що сполучаються між собою кабелем.

Об'єкт дослідження складається з лічильника альфа-частинок з джерелом живлення і пристроєм формування імпульсів, тримача джерела альфа-частинок. Тримач джерела встановлюється на лаві перед лічильником. Крім того, на лаві прикріплена лінійка, для виміру відстані від джерела до лічильника.

З корпусу формувача виведений кабель з роз'ємом для підключення об'єкту дослідження до вимірювального пристрою.

На передній панелі вимірювального пристрою розміщені наступні елементи управління і індикації:

- кнопка «СБРОС» - призначена для встановлення у вихідний стан перед початком виміру або переривання виміру з встановленням у вихідний стан;

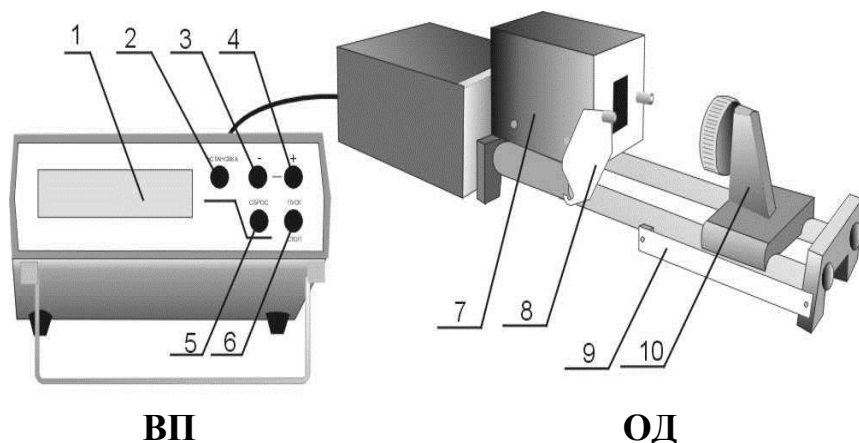


Рисунок 92.3 - 1 - індикатор; 2 - кнопка «Установка»; 3 - кнопка «-»; 4 - кнопка «+»; 5 - кнопка «СБРОС»; 6 - кнопка «ПУСК»; 7 - блок лічильника; 8 - шторка; 9 - лінійка; 10 - тримач джерела альфа – частинок.

- кнопка «ПУСК/СТОП» - призначена для переривання виміру без встановлення у вихідний стан і для включення режиму виміру при початку виміру або після зупинки виміру;

- кнопка «УСТАНОВКА» - призначена для включення і виключення (шляхом повторного натиснення) режиму встановлення часу вимірювання;

- кнопки "+" і "-" - призначені для встановлення часу вимірювання (при цьому при короткочасному натисненні відбувається встановлення одиниць секунд, а при тривалому - встановлення десятків секунд, перемикання діапазонів 99,9 і 999с відбувається автоматично);

- індикатор – призначений для індикації кількості частинок при проведенні виміру і часу виміру відповідно, а також режимів роботи;

На задній панелі вимірювального пристрою розташований вимикач «СЕТЬ».

Порядок виконання роботи

1. Підготувати пристрій до вимірів. Включити пристрій за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв. Натиснути кнопку «СБРОС», при цьому покази TIME і IMP обнуляться.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА», на індикаторі повинен з'явитися напис SET. Виставити час вимірювання (240 с) кнопками “+” і “-”. Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» відключити відповідний режим.
3. Виставити мінімальну відстань x між альфа-джерелом і детектором.
4. Натиснути кнопки «СБРОС» і «ПУСК», діждатися закінчення підрахунку імпульсів N . Дані записати в таблицю 92.2.

Таблиця 92.2

№ з/п	x	N	t	r_0	x/r_0	поправка	$N_{\text{повне}}$

5. Збільшити відстань x і повторити вимірювання N .
6. Провести вимірювання для 6 – 7 відстаней.
7. Встановити час вимірювання 480 с і повторити всі вимірювання.
8. Вимкнути установку, за допомогою вимикача «СЕТЬ».
9. Розрахувати поправку на тілесний кут. Обчислити повне число частинок $N_{\text{повне}}$.
11. Побудувати графік $N(x)$.
12. Побудувати залежність $\frac{dN}{dx} = f(x)$ (див. рис. 92.1).
13. Знайти величину пробігу R_0 і оцінити енергію частинок $E\alpha$ згідно номограми 92.2.

Контрольні запитання

1. Що таке α -частинка?
2. Які характерні особливості α -розпаду?
3. У чому полягає закон Гейгера–Неттола?
4. Як α -частинки взаємодіють з речовиною?
5. Що називається довжиною пробігу α -частинки?
6. Як оцінити енергію α -частинки?

Лабораторна робота № 93

ВИЗНАЧЕННЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗБУДЖЕННЯ АТОМІВ ІНЕРТНОГО ГАЗУ

- Мета роботи:** визначення першого потенціалу збудження атомів інертного газу і обчислення постійної Планка.
- Прилади:** тиратрон, гальванометр, вольтметр, потенціометри, джерело струму.

Теоретичні відомості

Теоретичний матеріал, який необхідно засвоїти при підготовці до даної роботи викладений у Лабораторній роботі № 90.

Порядок виконання роботи

Завдання 1. *Знімання сіткової характеристики лампи.*

1. Ввімкнути і прогріти установку.
2. За допомогою реостату встановити від’ємну напругу на аноді відносно сітки.

- Зняти вольт-амперну характеристику лампи при встановленій напрузі на аноді. З цією метою реостатом збільшують напругу на сітці U_c відносно катоду і записують значення анодного струму I_A (таких точок повинно бути як найбільше).
- Побудувати графік залежності анодного струму від напруги на сітці $I_A = f(U_c)$.
- За графіком знайти значення потенціалу збудження атомів інертного газу.

Завдання 2. *Визначення постійної Планка і енергії кванта.*

- За формулою $h = \frac{eU}{\nu} = \frac{eU\lambda}{c}$ (U – величина першого потенціалу збудження атомів інертного газу, $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ – довжина хвилі, яка відповідає даному потенціалу ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$), e – заряд електрона, c – швидкість світла у вакуумі) визначити постійну Планка, використавши значення першого потенціалу збудження атомів U за графіком.
- За формулою $E = \frac{hc}{\lambda}$ визначити квант енергії, який відповідає даній довжині хвиль.

Контрольні запитання

- Які зіткнення називаються пружними і непружними, і як вони впливають на вольтамперну характеристику трьохелектродної лампи?
- Що таке перший потенціал збудження?
- Чому можливе свічення газу в лампі?
- Що таке потенціал йонізації атома?
- Сформулюйте постулати Бора.

Лабораторна робота № 94

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ЛІЧИЛЬНИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА ТА ЗНЯТТЯ ЙОГО ЛІЧИЛЬНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Мета роботи: ознайомлення з будовою і принципом дії лічильника Гейгера-Мюллера, зняття його лічильної характеристики та визначення робочої ділянки.

Прилади: лічильник Гейгера-Мюллера, лічильник імпульсів, джерело регульованої високої напруги, радіоактивний препарат, секундомір.

Теоретичні відомості

Лічильник Гейгера-Мюллера використовується для реєстрації деяких елементарних частинок, а також для

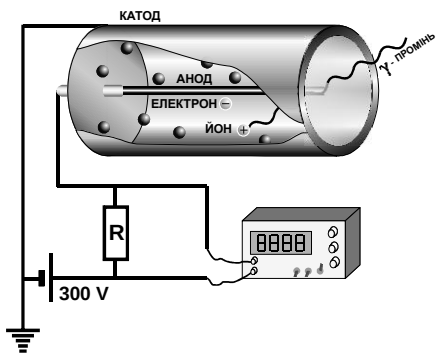


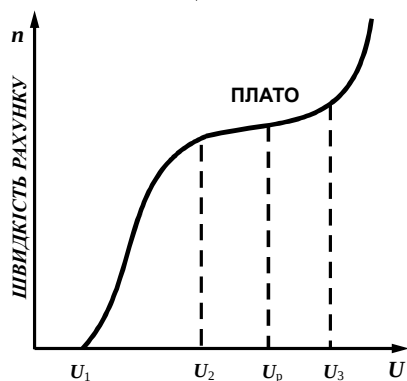
Рисунок 94.1

вимірювання інтенсивності рентгенівського і гамма-випромінювання. Лічильник (рис. 94.1) складається з циліндричного корпусу, по вісі якого проходить закріплена на ізоляторах тонка металева нитка - анод. Катодом є металевий (або покритий металеву фольгою) корпус лічильника. Корпус наповнений інертним газом під тиском порядку 100 мм рт. ст. Для впуску йонізуючого випромінювання в торці лічильника роблять віконце з слюди чи берилієвої або алюмінієвої фольги. Деякі

частинки або рентгенівські і гамма-промені можуть проникати в лічильник безпосередньо через його стінки. Дія лічильника базується на використанні явища йонізації інертного газу йонізуючим випромінюванням.

Оскільки газ в трубці є діелектриком, то при напрузі між катодом і анодом, недостатній для пробію газу, струм в колі лічильника відсутній. Якщо ж частинка (або фотон) з високою енергією попадає в простір між електродами, то вона викликає йонізацію атомів газу. Електрони та позитивно і негативно заряджені йони, які при цьому утворюються, рухаються до електродів під дією прикладеного електричного поля. В колі лічильника виникає імпульс струму, який реєструється лічильником імпульсів. Напруга на опорі R збільшується, а напруга на лічильнику зменшується і розряд припиняється.

Лічильники характеризуються такими параметрами як ефективність, мертвий час і стабільність роботи. *Ефективність* лічильника визначається відношенням кількості зареєстрованих імпульсів струму до кількості йонізуючих частинок, які попадають в лічильник. Проміжок часу, протягом якого лічильник не здатний зареєструвати наступні йонізуючі частинки, називається *мертвим часом лічильника*. Цей час визначаються тривалістю руху до катода



Рисунк 94.2

позитивних йонів і в лічильниках Гейгера-Мюллера становить 150-300 мкс. Наявність мертвого часу лічильника обумовлює появу прорахунків і обмежує швидкість реєстрації імпульсів струму. Наприклад, при швидкості реєстрації 500 імпульсів/с прорахунки становлять 15%.

Лічильна характеристика.
Залежність кількості імпульсів

струму $n = N/t$, які дає лічильник за одиницю часу, від прикладеної до нього напруги при сталій активності джерела йонізуючого випромінювання називається *лічильною характеристикою* лічильника. Прикладаючи різну величину напруги між катодом і анодом, одержуємо різну кількість імпульсів при постійному потоці радіаційного випромінювання. Як видно із рис. 94.2, лічильник починає працювати при напругах $U > U_1$. При збільшенні напруги швидкість рахунку зростає, а на ділянці від U_2 до U_3 , яка називається плато, стає майже сталою. При наступному збільшенні напруги між анодом і катодом швидкість рахунку знову зростає, потім розряд стає неперервним (лічильник показує велику кількість імпульсів). Довжина і нахил плато визначають стабільність роботи лічильника при зміні напруги на ньому. Хороші лічильники мають плато довжиною 100-300 В. Лічильники, в яких довжина плато менша 50 В, непридатні до експлуатації. Робоча напруга U_p лічильника вибирається посередині плато.

Зробимо аналіз лічильної характеристики лічильника, яка приведена на рис. 94.2. При напругах між електродами ($U < U_1$) утворені йони повністю рекомбінують і не встигають долетіти до електродів. При цьому імпульс струму в колі лічильника відсутній. Із збільшенням напруги ($U > U_1$) процес рекомбінації стає менш ймовірним. І тому все більша частина йонів і електронів досягає електродів. Кількість імпульсів струму в колі лічильника зростає, при збільшенні напруги від U_2 до U_3 всі утворені йони і електрони досягають електродів лічильника. Швидкість реєстрації імпульсів струму при цьому визначається кількістю йонізуючих частинок, які попадають в лічильник за одиницю часу. Тому плато лічильника є його робочою ділянкою.

Збільшення напруги - між електродами лічильника в області $U > U_3$ викликає йонізацію атомів електричним полем. Тому кількість імпульсів струму при цьому більша, ніж

кількість йонізуючих частинок, які попадають в лічильник. Очевидно, що ця область напруг не може бути робочою ділянкою лічильника.

Опис установки

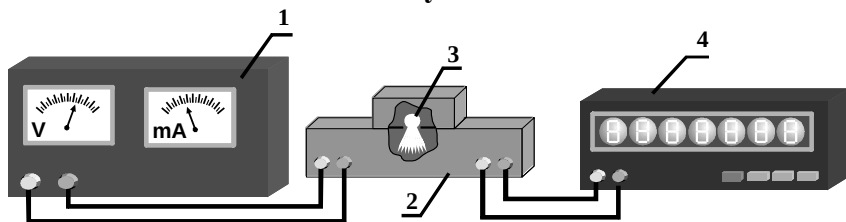


Рисунок 94.3

Для зняття лічильної характеристики лічильника Гейгера-Мюллера використовується установка (рис. 94.3), яка складається з регульованого джерела (1) високої постійної напруги, і лічильника Гейгера-Мюллера (2), який закритий кожухом, в якому є щілина. Проти цієї щілини міститься радіоактивний препарат (3) в свинцевій хатці. Імпульси струму, які виникають в колі лічильника, реєструються лічильником імпульсів (4).

Порядок виконання роботи

Завдання 1. Зняття лічильної характеристики лічильника.

1. Ввімкнути джерело високої напруги в сітку і прогріти його протягом 10 хвилин.
2. Виставити напругу джерела 100В. Натиснути клавішу «Скид» на лічильнику імпульсів.
3. Натиснути клавішу «Пуск» і одночасно ввімкнути секундомір.
4. Через 100 с натиснути клавішу «Стоп» лічильника імпульсів і записати його покази N .

- Збільшуючи напругу джерела через кожні 20В, і натискаючи кнопку «Скид» лічильника, повторювати пункти 4-5. Результати вимірювань занести в таблицю.
- Розрахувати кількість імпульсів струму за одиницю часу по формулі $n = N/t$, де N – покази лічильника, t – покази секундоміра.
- На міліметровому папері побудувати лічильну характеристику лічильника Гейгера-Мюллера, виявити на ній робочу ділянку і встановити робочу напругу лічильника.

Завдання 2. Вимірювання фону.

- При встановленій робочій напрузі лічильника визначити радіоактивний фон $N_{\text{ф}}$, середню швидкість рахунку $n_{\text{ф}}$ при відсутності радіоактивного джерела. Радіоактивний фон викликаний космічним випромінюванням.
Дослід повторити 5 разів і знайти середнє значення $n_{\text{с}}$.

Зразок форми звіту по лабораторній роботі

- Робоча формула: $n = N/t$.
- Таблиця результатів вимірювань і розрахунків:

№ досліду	U	N	t	n	$N_{\text{ф}}$	$n_{\text{ф}}$

- Побудувати графік лічильної характеристики.
- Визначити робочу ділянку і робочу напругу лічильника.
- Радіоактивний фон: $n_{\text{ф}} = n_{\text{с}} \pm \Delta n$.
- Висновки.

Контрольні запитання.

- Яке призначення та будова лічильника Гейгера-Мюллера?
- Який принцип роботи лічильника Гейгера-Мюллера?
- Що таке ефективність лічильника і як її покращити?

4. Що таке «мертвий час» лічильника?
5. Що таке лічильна характеристика лічильника?
6. Пояснити вид лічильної характеристики.
7. Що таке радіоактивний фон і від чого він залежить?
8. Що таке йонізація газу?

Лабораторна робота № 95

ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ АБСОЛЮТНО ЧОРНОГО ТІЛА

Мета роботи: дослідити залежність теплового випромінювання (енергетичної світимості або інтегральної випромінювальної здатності) абсолютно чорного тіла від температури і перевірити виконання закону Стефана-Больцмана.

Теоретичні відомості

Будь-яке тіло з температурою $T > 0 \text{ К}$ випромінює електромагнітні хвилі. Таке випромінювання називають *тепловим* (температурним). На енергію випромінювання перетворюється внутрішня енергія тіла: хаотичний тепловий рух збуджує атоми і молекули, які при переході в основний енергетичний стан випускають кванти електромагнітного поля. З усіх видів випромінювання лише теплове може знаходитися в термодинамічній рівновазі з речовиною. Із збільшенням температури потужність випромінювання різко зростає, а спектр випромінювання (суцільний) зміщується в діапазон коротких хвиль. Теплове випромінювання має місце, в основному, в оптичному діапазоні $\lambda = 0,01 \dots 1000 \text{ мкм}$, який підрозділяють на три частини: видиме випромінювання ($0,4 \dots 0,76 \text{ мкм}$), ультрафіолетове (УФ) – коротше $0,4 \text{ мкм}$ і

інфрачервоне (ІЧ) – довше 0,76 мкм. Тіла при $T \approx 300$ К випускають ІЧ випромінювання ($\lambda=3...50$ мкм), а при $T > 800$ К з'являється також видиме оком світло.

Окрім теплового часто зустрічається інший механізм свічення тіл – люмінесценція, наприклад випускання світла деякими речовинами (люмінофорами) під дією УФ випромінювання або швидких електронів. Люмінесценція не пов'язана з нагріванням тіл до високої температури, оскільки випромінюючі атоми збуджуються безпосередньо УФ випромінюванням або електронним ударом.

Енергетичні характеристики випромінювання

Розрізняють інтегральні і спектральні енергетичні характеристики випромінювання. Спектральні величини, на відміну від інтегральних, розглядають розподіл енергії на різних частотах.

Інтегральна випромінювальна здатність позначається буквою R і чисельно дорівнює тепловій енергії W , що випромінюється (випускається) з одиниці площі $S_{\text{випр}}$ за одиницю часу і вимірюється у ватах на метр в квадраті (Вт/м^2).

$$R = \frac{W}{S_{\text{випр}} \cdot t} = \frac{\Phi}{S_{\text{випр}}} . \quad (95.1)$$

$\Phi = \frac{W}{t}$ - Потік (потужність) випромінювання – енергія, що випромінюється за одиницю часу. Φ вимірюється у ватах (Вт).

Спектральна випромінювальна здатність r_λ (спектральна густина випромінювальності), це випромінювальна здатність в одиничному інтервалі довжин хвиль d_λ , або частота dv .

$$r_{\lambda} = \frac{dR}{d\lambda} = \frac{dW}{S_{\text{випр}} \cdot t \cdot d\lambda} \quad \text{або} \quad r_{\nu} = \frac{dR}{d\nu} = \frac{dW}{S_{\text{випр}} \cdot t \cdot d\nu}. \quad (95.2)$$

З іншого боку інтегральна випромінювальна здатність R – це випромінювальна здатність в усьому інтервалі довжин хвиль від нуля до нескінченості або в усьому інтервалі частот. Інтегральна випромінювальна здатність визначається інтегралом

$$R = \int_0^{\infty} r_{\lambda} \cdot d\lambda \quad \text{або} \quad R = \int_0^{\infty} r_{\nu} \cdot d\nu. \quad (95.3)$$

Падаючий на тіло потік Φ ділиться на три частини – відбиту ($\Phi_{\text{відб}}$), поглинену ($\Phi_{\text{погл}}$) і пропущену крізь тіло ($\Phi_{\text{проп}}$):

$$\Phi = \Phi_{\text{відб}} + \Phi_{\text{погл}} + \Phi_{\text{проп}}. \quad (95.4)$$

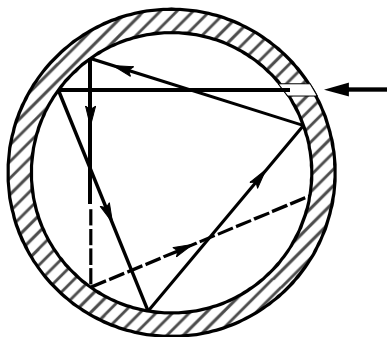


Рисунок 95.1 - Модель абсолютно чорного тіла.

Для монохроматичного випромінювання вводять спектральні коефіцієнти відбиття, поглинання і пропускання називають відношення, які відповідно визначаються:

$$\rho_{\lambda T} = \frac{\Phi_{\text{відб}}}{\Phi}; \quad \alpha_{\lambda T} = \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi};$$

$$\tau_{\lambda T} = \frac{\Phi_{\text{проп}}}{\Phi}. \quad (95.5)$$

Ці безрозмірні величини змінюються від 0 до 1, залежать від речовини, стану поверхні, довжини хвилі, температури тіла. Коефіцієнт $\alpha_{\lambda T}$ називають також поглинальною здатністю тіла. З (95.5), (95.6) слідує співвідношення

$$\rho_{\lambda T} + \alpha_{\lambda T} + \tau_{\lambda T} = 1. \quad (95.6)$$

Тіло, що поглинає весь падаючий на нього потік випромінювання, незалежно від довжини хвилі і температури, називається *абсолютно чорним тілом* (АЧТ). Для нього $\alpha_{\lambda T} = 1$.

Строго кажучи, АЧТ – наукова абстракція, таких тіл в природі не існує. Проте в обмеженому спектральному інтервалі багато тіл близькі до АЧТ, особливо маленький отвір в стінці великої замкнутої порожнини, стінки якої непрозорі і мають однакову температуру (рис. 95.1).

Лише незначна частина випромінювання, що проникло в порожнину, вийде назовні. Отвір в порожнині служить експериментальною моделлю АЧТ і використовується в оптиці.

Поряд з поняттям АЧТ використовують поняття сірого тіла, поглинальна здатність якого менше одиниці, але приблизно однакова для всіх довжин хвиль.

Теплове випромінювання чорного тіла

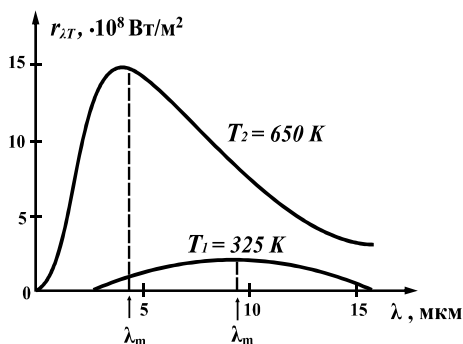
Згідно з теорією Кірхгофа, випромінювальна здатність АЧТ залежить лише від його температури і довжини хвилі. Це означає, що випромінювання з маленького отвору нагрітої порожнини не залежить від властивостей речовини стінок порожнини. Випромінювання АЧТ описується простішими і точнішими законами, ніж випромінювання інших тіл. Моделі АЧТ використовуються як еталонне джерело з відомими властивостями.

Закон випромінювання Планка (основний закон теплового випромінювання):

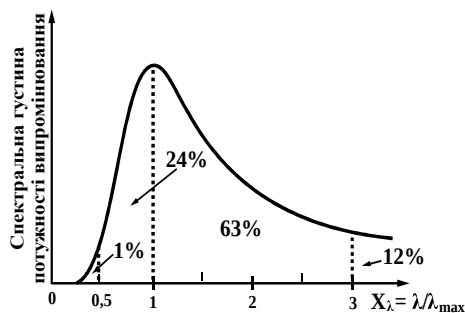
Спектральна випромінювальна здатність АЧТ ($r_{\lambda T}$) залежить від довжини хвилі (частоти) та температури і дорівнює

$$r_{\lambda T} = \frac{2\pi^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\frac{hc}{e^{kT}} - 1} \quad \text{або} \quad r_{\nu T} = \frac{2\pi^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}, \quad (95.7)$$

де c - швидкість світла у вакуумі, k - стала Больцмана, h - стала Планка.



Рисунк 95.2



Рисунк 95.3

При виведенні (95.7) Планк висунув гіпотезу, згідно якої атомні осцилятори випромінюють енергію не безперервно, а певними порціями – квантами, причому енергія кванта пропорційна частоті випромінювання $E = h\nu$.

Залежність $r_{\lambda T}$ від λ при $T = \text{const}$ описує спектр випромінювання. На рис. 95.2 представлені спектри випромінювання при значеннях температури, характерних для даної лабораторної роботи.

Потужність випромінювання з одиничної площі у вузькій спектральній смузі ширини $d\lambda$, тобто величина $r_{\lambda T} d\lambda$,

має максимум при деякому значенні $\lambda = \lambda_{\text{max}}$, яке зменшується із збільшенням температури.

Хоча спектр змінюється із зміною температури, він має загальні закономірності, не залежні від T , якщо виразити хвилі

в безрозмірній одиниці $x_\lambda = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$. Тоді доля випромінюваної

енергії в різних ділянках не залежить від температури (доля в % від повної енергії приведена на рис. 95.3).

Корисно запам'ятати, що приблизно 90 % енергії припадає на спектральний інтервал $x_\lambda = 0.5...3.0$, тобто від $0,5 \cdot \lambda_{\max}$ до $3\lambda_{\max}$.

Формула (95.7) і закон Ламберта повністю описують випромінювання АЧТ. З (95.7) можна отримати ряд корисних послідовностей, наприклад закон Стефана-Больцмана і закон зміщення Віна (відкриті раніше закону випромінювання Планка). Якщо взяти інтеграл від формули Планка по частоті в інтервалі від 0 до нескінченості, то одержимо закон Стефана-Больцмана.

Закон зміщення Віна. Довжина хвилі $\lambda_{\max}$, на яку припадає максимум спектральної випромінювальної здатності АЧТ, обернено пропорційна абсолютній температурі:

$$\lambda_{\max} = \frac{C}{T}, \quad (95.8)$$

де $C = \frac{hc}{4.965K} = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{м}$ - стала.

Даний закон можна отримати із формули Планка, оскільки функція $r_{\lambda,T}$ набуває свого максимуму то похідна функції повинна дорівнювати нулю. Звідси:

$$\frac{dr_{\lambda T}}{d\lambda} = 0.$$

Закон Стефана-Больцмана. Інтегральна випромінювальна здатність АЧТ, тобто повна потужність випромінювання з одиничної площі, пропорційна четвертій степені абсолютної температури

$$R = \sigma T^4 \quad (95.9)$$

У математичному вигляді закон Стефана-Больцмана отримуюємо, використовуючи рівняння (95.3) та (95.7):

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} \cdot d\lambda = \sigma \cdot T^4 \quad \text{або} \quad R = \int_0^{\infty} r_{\nu T} \cdot d\nu = \sigma \cdot T^4, \quad (95.10)$$

де $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$ є стала Стефана-Больцмана (одна з фундаментальних фізичних сталих).

Значення R_e для різної температури АЧТ приведені в таблиці 95.1.

Таблиця 95.1

T, K	$\lambda_{max}, \mu m$	$R_e, \text{Вт/м}^2$	Приклади
3	1000	$5 \cdot 10^{-6}$	Рідкий гелій, реліктове випромінювання Всесвіту
$3 \cdot 10^2$	10	$5 \cdot 10^2$	Тіла при кімнатній температурі
$3 \cdot 10^3$	1	$5 \cdot 10^6$	Теплові джерела світла
$3 \cdot 10^5$	0,01	$5 \cdot 10^{14}$	Вогненна куля на певній стадії ядерного вибуху

Випромінювання реальних тіл

Випромінювання реальних тіл відрізняється від випромінювання АЧТ за потужністю, спектром і кутовим розподілом.

Закон Кірхгофа. Для всіх тіл відношення випромінювальної здатності $R_{\lambda T}$ до поглинальної здатності $\alpha_{\lambda T}$ дорівнює випромінювальній здатності $r_{\lambda T}$ абсолютно чорного тіла при тій же температурі і довжині хвилі, причому $r_{\lambda T}$ (див. формулу (95.8)) є універсальною функцією λ і T

$$\frac{R_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}} = r_{\lambda T}. \quad (95.11)$$

З формули (95.11) виходить, що випромінювання реальних тіл $R_{\lambda T} = \alpha_{\lambda T} r_{\lambda T}$ менше, ніж АЧТ при однакових λ і T , оскільки $\alpha_{\lambda T} < 1$. Якщо тіло погано поглинає випромінювання (добре відбиває або прозоре), то воно буде слабо світитися на цих же довжинах хвиль.

На рис. 95.4а представлені спектри поглинання абсолютно чорного тіла, сірого тіла і тіла з селективним (вибірковим) поглинанням, тобто залежним від λ . Спектри теплового випромінювання цих тіл при однаковій температурі зображені на рис.95.4б.

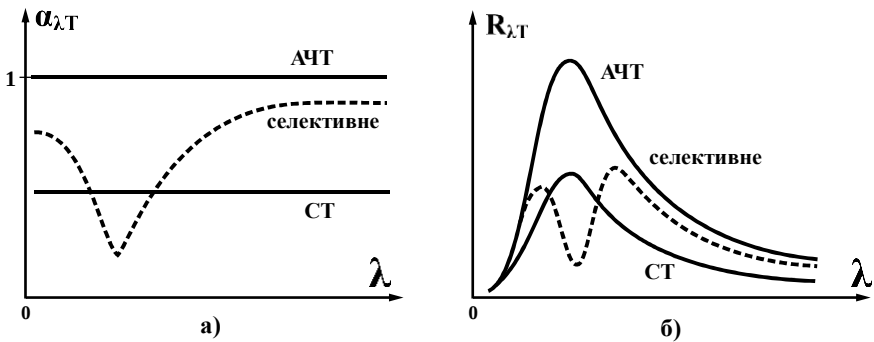


Рисунок 95.4

На всіх довжинах хвиль випромінювання сірого тіла складає певну долю від випромінювання АЧТ, тобто сірий спектр подібний до чорного. Для тіла з селективним поглинанням спектр випромінювання може бути зовсім іншим.

Випромінювальність $R_{\lambda T}^{\text{сір}}$ сірого тіла, згідно із законом Кірхгофа, дорівнює $R_{\lambda T}^{\text{сір}} = \alpha_T r_{\lambda T}$, а повна потужність з одиничної площі

$$R^{cip} = \int_0^{\infty} R_{\lambda T}^{cip} d\lambda = \alpha_T \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = \alpha_T R_e$$

або з урахуванням (95.10)

$$R^{cip} = \alpha_T \sigma T^4. \quad (95.12)$$

Таким чином, закон Стефана-Больцмана (95.10) можна приблизно застосовувати до сірих тіл, ввівши поправочний множник α_T (коефіцієнт поглинання або коефіцієнт чорноти).

Методика експериментального вивчення теплового випромінювання

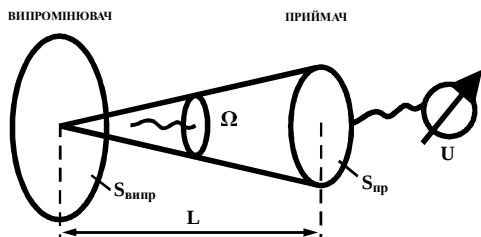
В роботі вивчається закон Стефана-Больцмана, знаходиться значення σ .

Для АЧТ запишемо (див. формули (95.1), (95.10))

$$\Phi_{\text{повн}} = S_{\text{випр}} \sigma T^4.$$

Щоб знайти σ , треба для чорного тіла площі $S_{\text{випр}}$ виміряти температуру T і повний потік випромінювання $\Phi_{\text{повн}}$ (по всіх напрямках і частотах), причому в певних (абсолютних) одиницях - ватах. Такого роду виміри відносяться до абсолютних вимірів і представляють певну складність.

Для чорного тіла повний потік випромінювання в півсферу $\Phi_{\text{повн}}$ можна знайти, якщо виміряти потік Φ в невеликому



Рисунк 95.5

тілесному куті Ω і скористатися законом Ламберта, тобто

відомою залежністю випромінювальної здатності від променистості (яскравості) B .

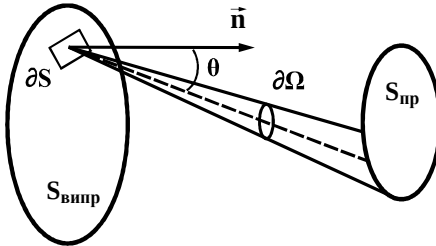
$$R = \pi B. \quad (95.13)$$

Принципова схема вимірювання наведена на рис. 95.5. Випромінювач площі $S_{\text{випр}}$, що має променистість (енергетичну яскравість) B і випромінювальну здатність R , дає повний потік випромінювання по всіх напрямках (див. формулу (95.1)).

$$\Phi_{\text{повн}} = S_{\text{випр}} R = \pi S_{\text{випр}} B. \quad (95.14)$$

Променистість (яскравість) B поверхні $S_{\text{випр}}$ є величина

$$B = \frac{\partial \Phi}{\cos \theta \cdot \partial \Omega \cdot \partial S}.$$



Випромінювання вимірюється приймачем з площею приймального елемента $S_{\text{пр}}$. Потік випромінювання з поверхні ∂S , в тілесному куті $\partial \Omega$, під кутом θ (рис. 95.6) дорівнює

$$\partial \Phi = B \cos \theta \partial S \partial \Omega.$$

Рисунок 95.6 - Вимірювання потоку $\partial \Phi$ приймачем з площею приймального елемента $S_{\text{пр}}$

Потік випромінювання Φ в тілесному куті Ω падаючий на приймач, дорівнює

$$\Phi = B \int_{S_{\text{випр}}} \int_{\Omega} \cos \theta \partial S \partial \Omega, \quad (95.15)$$

де інтегрування здійснюється за площею випромінювача $S_{\text{випр}}$ і по всіх кутах у напрямі приймача. Інтеграл знаходиться просто для випадку, коли лінійні розміри випромінювача і приймача малі в порівнянні з відстанню L між ними. Тоді кут θ малий ($\cos \theta \approx 1$), тілесний кут рівний $\Omega = \frac{S_{\text{нр}}}{L^2}$ і з (95.15) отримаємо:

$$\Phi = S_{\text{випр}} \Omega B = \frac{S_{\text{випр}} S_{\text{нр}}}{L^2} B \quad (95.16)$$

Нагадаємо, що тілесний кут з вершиною в центрі сфери дорівнює відношенню площі, що вирізується створюючими кута на поверхні сфери.

Виключаючи B з (95.14) і (95.16), отримаємо співвідношення між потоками:

$$\Phi_{\text{повн}} = \frac{\pi L^2}{S_{\text{нр}}} \Phi. \quad (95.17)$$

За законом Стефана-Больцмана для сірого тіла (95.15)

$$\Phi_{\text{повн}} = S_{\text{випр}} R^{\text{ср}} = S_{\text{випр}} \alpha_T \sigma T^4. \quad (95.18)$$

Виключимо $\Phi_{\text{повн}}$ з (95.17) і (95.18), тоді

$$\Phi = \left(\frac{S_{\text{нр}}}{\pi L^2} \right) S_{\text{випр}} \alpha_T \sigma T^4, \quad (95.19)$$

де $S_{\text{випр}} \alpha_T \sigma T^4$ - повна потужність випромінювання з площі $S_{\text{випр}}$, сірого тіла при температурі T , а множник $\frac{S_{\text{нр}}}{\pi L^2}$ - це доля випромінювання, що потрапляє в приймач.

У даній роботі температура випромінювача змінюється від кімнатної (приблизно 22°C або $T_0=295$ К) до $T \approx 1100$ К. При кімнатній температурі T_0 на приймач з боку випромінювача падає потік (95.19)

$$\Phi_0 = \left(\frac{S_{np}}{\pi L^2} \right) S_{випр} \alpha_T \sigma T_0^4 . \quad (95.19a)$$

Отже, при зростанні температури від T_0 до T потік випромінювання зростає на величину

$$\Delta \Phi = \Phi - \Phi_0 = \left(\frac{S_{np}}{\pi L^2} \right) S_{випр} \alpha_T \sigma (T^4 - T_0^4) . \quad (95.20)$$

Вираз (95.20) – головний для експериментальної частини роботи.

Випромінювання, що приймається, приймач перетворює у вихідну напругу U , яка пропорційна приросту потоку (при малих $\Delta \Phi$):

$$U = P \Delta \Phi = P (\Phi - \Phi_0) . \quad (95.21)$$

Коефіцієнт перетворення (чутливість) P можна вимірювати за допомогою калібрування. Залежність (95.21) змальована на рис. 95.7. Та обставина, що "відгук" приймача U пропорційний $\Delta \Phi$, а не самому потоку Φ , обумовлена принципом дії приймача.

Інша важлива властивість приймача – приблизно однакова чутливість до випромінювання різної частоти, що випускається нагрітими тілами. Тепловий спектр широкий (принаймні від $0,5 \lambda_{\max}$ до $3 \lambda_{\max}$), і всі його складові повинні перетворитися у вихідний сигнал з однаковою значенням P .

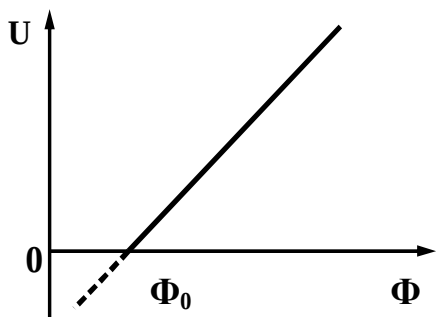


Рисунок 95.7 – Чутливість приймача (вираз (95.21)).

При вивченні закону Стефана-Больцмана і визначенні сталої σ використовується модель АЧТ (випромінювач), для якої вимірюється залежність

$$\Delta\Phi = \frac{U}{P} \text{ від температури } T \text{ і}$$

будується графічна залежність $\Delta\Phi$ від $(T^4 - T_0^4)$. Якщо, згідно з (95.20), отримана

залежність пряма, що проходить через початок координат, то потужність теплового випромінювання АЧТ пропорційна T^4 .

З нахилу отриманої прямої (співвідношення $\frac{\Delta\Phi}{(T^4 - T_0^4)}$), приймаючи приблизно $\alpha_T=1$, можна знайти сталу Стефана-Больцмана:

$$\sigma = \frac{\pi L^2}{S_{\text{випр}} S_{\text{пр}}} \cdot \frac{\Delta\Phi}{T^4 - T_0^4} . \quad (95.22)$$

Геометричні параметри (L , $S_{\text{випр}}$, $S_{\text{пр}}$), а також коефіцієнт перетворення (чутливість) приймача P приведені в паспорті установки.

Експериментальна установка

Установка складається з об'єкту дослідження (печі) (ОД), вимірювального пристрою (ВП) і термостовпчика (ТС) що сполучаються між собою кабелями. Зовнішній вигляд установки наведений на рис. 95.8.

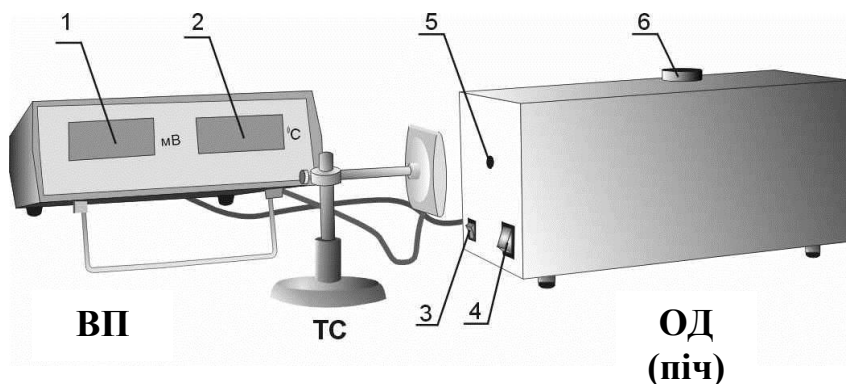


Рисунок 95.8 - Зовнішній вигляд установки: 1 – індикатор мВ; 2 – індикатор °С; 3 – вимикач ВЕНТ.; 4 – вимикач СЕТЬ; 5 – вихідний отвір випромінювача; 6 – ручка регулювання швидкості нагріву печі.

Об'єктом дослідження (ОД) є модель абсолютно чорного тіла, яка виготовлена у вигляді закритої термоізованої електропечі з отвором на передній стінці. До її складу входять: нагрівальний пристрій, вбудований в теплозахисний корпус, термопара для виміру температури усередині печі контактним способом, регульоване джерело живлення, призначене для розігріву печі до температури 800°C і регулювання швидкості нагріву та вентилятори для охолодження печі.

На передній панелі об'єкту дослідження розміщені:

- отвір для виходу випромінювання печі;
- вимикач «СЕТЬ» - призначений для включення живлення печі (включення живлення відображається підсвічуванням перемикача);
- вимикач «ВЕНТ.» - призначений для включення живлення вентиляторів при охолодженні печі (включення вентиляторів відображається світлодіодом, встановленим над вимикачем «ВЕНТ.»).

На верхній кришці розташована ручка регулювання швидкості нагріву печі. Шкала, наведена на верхній кришці,

вказана в умовних одиницях швидкості нагріву. Положенню ручки "MIN" відповідає майже нульова швидкість нагріву печі (потужність до нагрівального елементу майже не підводиться), а положенню "MAX" відповідає максимальна швидкість нагріву (до нагрівального елементу підводиться максимальна потужність) і відповідно максимальна температура нагріву печі.

Вимірювальний пристрій (ВП) виконаний у вигляді конструктивно закінченого виробу. У ній застосовані аналого-цифрові перетворювачі з індикацією і нормуючими підсилювачами для виміру і індикації температури печі і термо-е.р.с. термостовпчика (ТС). До складу вимірювального пристрою входять також джерела живлення для живлення, як самого пристрою, так і об'єкту дослідження.

На передній панелі вимірювального пристрою розміщені наступні елементи управління та індикації:

- індикатор мВ - призначений для індикації напруги термо-е.р.с. термостовпчика;
- індикатор °С - призначений для індикації температури в печі.

На задній панелі вимірювального пристрою розташований вимикач «СЕТЬ». Термостовпчик (ТС) представляє собою приймач потоку випромінювання (потужності випромінювання) і має кабель для підключення його до вимірювального пристрою. За допомогою стійки термостовпчик встановлюється на штативі. Як термочутливий елемент застосовується набір послідовно з'єднаних хромель-копельових термопар.

Для захисту від конвекційного нагріву перед термочутливим елементом встановлена слюдяна пластина.

Принцип дії установки оснований на лабораторному дослідженні моделі абсолютно чорного тіла (печі) методом виміру температури контактним і оптичним способами. За допомогою термопар контактним способом вимірюється

температура в печі (температура T АЧТ), а за допомогою термостовпчика вимірюється приріст потоку випромінювання ($\Delta\Phi$), що виходить з печі.

Порядок виконання роботи

1. Встановити термостовпчик так, щоб втулка на передній панелі термостовпчика увійшла в отвір на передній панелі печі.

2. Включити вимірювальний пристрій вимикачем «СЕТЬ» на його задній панелі і дати прогрітися протягом 5 хв. (при цьому на індикаторах $^{\circ}\text{C}$ і мВ повинні встановитися значення 000 і 0,00 відповідно).

3. Включити піч за допомогою вимикача "СЕТЬ" (при цьому ручка "СКОРОСТЬ НАГРЕВА" повинна знаходитися в положенні "MIN"). Для виключення перегріву корпусу печі включити за допомогою вимикача "ВЕНТ." вентилятор охолодження. Повертаючи ручку "СКОРОСТЬ НАГРЕВА" домогтися того, що б піч почала нагріватися, причому положенню ручки "MAX" відповідає велика швидкість нагріву (максимальна потужність, що підводиться до нагрівального елементу печі) і максимальна температура в печі, а положенню ручки "MIN" відповідає майже нульова швидкість нагріву (до нагрівального елементу потужність майже не підводиться).

4. Поступово нагріваючи піч (швидкість нагріву регулювати за допомогою ручки на верхній кришці печі), зняти залежність напруги термостовпчика від температури в печі. Відлік слід проводити, коли напруга з термостовпчика і температура в печі будуть дуже повільно змінюватися. Тому, якщо нагрів дуже швидкий, перед відліком слід зменшити швидкість нагріву за допомогою відповідної ручки.

Примітка: Якісніші результати виходять, коли відлік проводять тоді, коли піч знаходиться в тепловій рівновазі

(потужність, що підводиться, до нагрівального елементу печі лише компенсує втрати на її охолодження). При цьому покази температури в печі і напруги з термостовпчика на відповідних індикаторах вимірювального пристрою не міняються.

5. Після досягнення максимально заданої температури печі (800...850°C) повернути ручку регулювання швидкості нагріву печі в положення "MIN", вимкнути піч за допомогою вимикача "СЕТЬ", при цьому почнеться охолодження печі (вентилятор повинен працювати).

Примітка: зняття залежності енергії випромінювання від температури в режимі охолодження на даній установці неможливе, оскільки спотворюються покази термостовпчика унаслідок невідповідності динамічних характеристик термостовпчика і печі.

6. Результати вимірів занести в таблицю 95.2.

Таблиця 95.2

Виміри		Обробка		
$U, мВ$	$t, ^\circ C$	$T = t + 273 + t_0,$ K	$T^4 - T_0^4,$ K	$\Delta\Phi = \frac{U}{\Pi},$ $Вт$

де U - напруга термо-е.р.с. термостовпчика, мВ, яка зчитується з індикатора "мВ" вимірювального пристрою; t - температура в печі (температура АЧТ) °C, яка зчитується з індикатора "°C" вимірювального пристрою, t_0 - кімнатна температура в °C, необхідна для обчислення абсолютної температури T (K) в печі, оскільки термопара, за допомогою якої вимірюється температура в печі, міряє різницю температур кімнати і печі; T_0 - абсолютна температура в кімнаті в градусах K, $T_0 = t_0 + 273$; $\Delta\Phi$ - приріст потоку випромінювання, що виходить з печі у Вт; Π - коефіцієнт перетворення (чутливість) приймача в мВ/Вт.

7. Побудувати графічну залежність $\Delta\Phi$ від $T^4 - T_0^4$. Зробити висновок, чи виконується в досліді закон Стефана-Больцмана.

8. Користуючись розділом "Методика експериментального вивчення теплового випромінювання", даних методичних вказівок і формулою (95.22) цього ж розділу, визначити сталу σ .

9. Оцінити похибки вимірювання сталої σ .

Контрольні запитання

1. Яке тіло називають абсолютно чорним?
2. Що таке випромінювальна здатність, поглинальна здатність? Як пов'язані вони для АЧТ?
3. Від чого залежить випромінювана тілом електромагнітна енергія?
4. У чому полягає закон Кірхгофа для випромінювання?
5. Що визначає формула Планка?
6. Сформулюйте закони Стефана-Больцмана, Віна.

Лабораторна робота № 96

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ ГАММА-ПРОМЕНІВ

Мета роботи: ознайомлення із природою гамма-випромінювання та визначення коефіцієнта поглинання для нього.

Прилади: лічильник Гейгера-Мюллера, джерело високої напруги, джерело гамма-випромінювання, свинцеві пластинки, секундомір, штангенциркуль.

Теоретичні відомості

Явище гамма-випромінювання ядер полягає в тому, що ядро випускає фотон високої енергії без змін зарядового і масового чисел. Таким чином, гамма-випромінювання має електромагнітну природу і виникає за рахунок енергії збудження ядра. Гамма-промені, які випускаються радіоактивною речовиною, складаються з однієї або декількох груп фотонів, з однаковими енергіями, характерними для даної речовини.

Гамма-випромінювання ядер зумовлено взаємодією окремих нуклонів ядра з електромагнітним полем. Незважаючи на це, гамма-випромінювання явище не внутрішньонуклонне, а внутрішньоядерне. Ізольований вільний нуклон випустити (або поглинути) γ -квант не може внаслідок сумісної дії законів збереження енергії та імпульсу. Але всередині ядра нуклон може випромінювати γ -квант, передавши при цьому певний імпульс іншим нуклонам.

При поширенні γ -променів в поглинаючому середовищі їх розподіл по однорідних енергетичних групах порушується внаслідок комптонівського розсіювання. Розрізняють жорстке γ -випромінювання, яке випускається ядрами при їх переході із збудженого стану в основний і м'яке, яке випускається при перебудові електронних оболонок атома після особливого виду радіоактивного перетворення, так званого К-захоплення і нічим не відрізняється від рентгенівських променів К-серії. Фотони жорсткого γ -випромінювання мають енергію 0,1–2 МеВ. В ряді випадків ядро із збудженого стану переходить в основний не відразу, а шляхом послідовних переходів в проміжні стани. Це призводить до того, що випромінюються декілька фотонів із сумарною енергією, яка дорівнює різниці енергій збудженою і основного станів.

Поглинання γ -променів в середовищі викликано трьома процесами: фотоефектом, комптонівським розсіюванням і

утворенням електронно-позитронних пар. При енергіях фотонів порядку 0,1 МеВ поглинання γ -променів в речовині відбувається внаслідок фотоефекту, причому електрон викидається із глибинних оболонок атома, після чого відбувається заповнення звільненого місця з випусканням рентгенівського випромінювання. В поглинанні γ -променів з енергіями фотонів 0,5 - 2,0 МеВ суттєву роль, відіграє ефект Комптона.

Дослідження, проведені в 1934 році і в наступних роках, показали, що γ -фотони з енергіями в декілька МеВ можуть поглинатись ядрами, переводячи їх в збуджені стани, переходи з яких в основний можуть супроводжуватись викидом протона або нейтрона (ядерний фотоефект).

Дію гамма-випромінювання (або інших видів йонізуючого випромінювання) на речовину характеризують дозою йонізуючого випромінювання). Є різні види доз йонізуючого випромінювання. *Поглинута доза випромінювання* – це відношення енергії випромінювання до маси опроміненої речовини. Одиницею поглинutoї дози випромінювання є грей: $1\text{Гр} = 1\text{Дж/кг}$ – доза випромінювання, при якій 1кг опроміненої речовини передається енергія йонізуючого випромінювання в 1Дж. *Експозиційна доза випромінювання* визначається відношенням суми електричних зарядів всіх йонів одного знаку, утворених електронами, вивільненими в опроміненому повітрі, до маси цього повітря. Одиницею експозиційної дози випромінювання в системі одиниць СІ є 1Кл/кг, позасистемною одиницею є рентген: $1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. *Біологічна доза* характеризує дію випромінювання на організми. Одиниця біологічної дози - біологічний еквівалент рентгена (бер). 1бер – доза будь-якого виду йонізуючого випромінювання, яке чинить таку ж біологічну дію, як і доза рентгенівського (або гамма-випромінювання) в 1Р. ($1\text{бер} = 10^{-2}$ Дж/кг).

Потужність дози випромінювання – це відношення дози випромінювання до часу опромінювання. Розрізняють потужність поглинутої дози (в Гр/с) та потужність експозиційної дози (в Вт/кг).

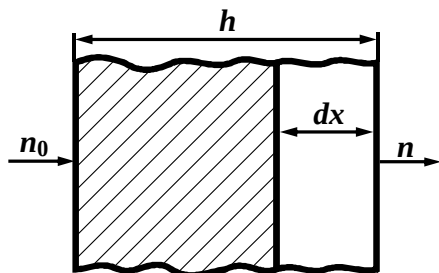


Рисунок 96.1

Вивід робочої формули.

Розглянемо поглинання γ -фотонів речовиною.

Виділимо в речовині шар товщиною dx (рис.96.1). Кількість фотонів dn , які поглинутьсся в цьому шарі за 1 секунду, буде пропорційна як товщині dx , так і кількості фотонів n_0 , які входять в цей шар за одну секунду:

$$dn = -Kndx . \quad (96.1)$$

Знак «-» показує, що з збільшенням товщини шару кількість фотонів на виході з речовини зменшується внаслідок процесу поглинання. В диференціальному рівнянні (96.1) можна розділити змінні:

$$\frac{dn}{n} = -Kdx . \quad (96.2)$$

Проінтегруємо останнє співвідношення:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = -K \int_0^h dx , \quad (96.3)$$

звідки одержимо:

$$\ln \frac{n}{n_0} = -Kx . \quad (96.4)$$

Проінтегруємо останнє співвідношення (96.4):

$$n = n_0 e^{-Kx} , \quad (96.5)$$

де n_0 – кількість фотонів, які падають на поглинаючу речовину за одиницю часу; n – кількість фотонів, які виходять за одиницю часу із поглинаючого середовища товщиною x ; K – коефіцієнт поглинання, який залежить як від роду поглинаючого середовища, так і енергії падаючих γ -квантів. З формули (96.5) можна одержати фізичний зміст коефіцієнта поглинання: коефіцієнт поглинання дорівнює величині, оберненій до товщини поглинаючого шару, при якій потік фотонів зменшується в e разів: $K=1/x$ при

$$n_0/n = e. \quad (96.6)$$

Для двох шарів товщиною x_1 і x_2 одного і того ж середовища співвідношення (96.5) можна записати:

$$\begin{aligned} n_1 &= n_0 e^{-Kx_1}, \\ n_2 &= n_0 e^{-Kx_2}, \end{aligned} \quad (96.7)$$

звідки

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-K(x_1 - x_2)} \quad (96.8)$$

або

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{-K(x_1 - x_2)}, \quad (96.9)$$

де $N_1 = n_1 t$, $N_2 = n_2 t$ – кількість фотонів на виході шарів товщиною x_1 і x_2 за один і той же час t . Прологарифмуємо формулу (96.9):

$$\ln N_1 - \ln N_2 = -K(x_1 - x_2), \quad (96.10)$$

звідки

$$K = \frac{\ln N_1 - \ln N_2}{x_2 - x_1}. \quad (96.11)$$

Способом диференціювання співвідношення (96.11) можна одержати формулу для розрахунку похибки:

$$\Delta K = \frac{\frac{\Delta N_1}{N_1} + \frac{\Delta N_2}{N_2} + K(\Delta x_1 + \Delta x_2)}{|x_2 - x_1|}. \quad (96.12)$$

Опис установки

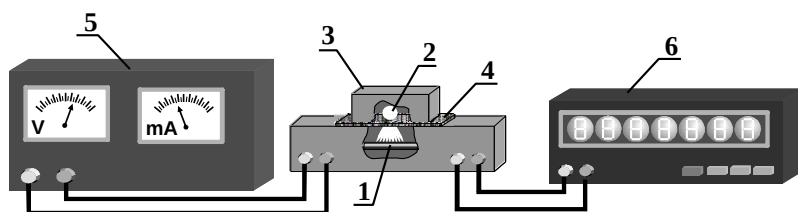


Рисунок 96.2

Лабораторна установка (рис.96.2) складається з лічильника Гейгера-Мюллера (1), проти вхідного вікна якого розміщене джерело гамма-випромінювання (2). Радіоактивний препарат знаходиться у свинцевій хатці (3) з отвором. Між радіоактивним препаратом і лічильником Гейгера-Мюллера поміщаються свинцеві пластини (4). Живиться лічильник Гейгера-Мюллера від джерела високої напруги (5). До виходу лічильника Гейгера-Мюллера ввімкнений лічильник імпульсів (6). Будова і принцип дії лічильника Гейгера-Мюллера описано в лабораторній роботі № 94.

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути живлення установки і дати їй прогрітися на протязі 5 хвилин.

2. Поставити на вхідне вікно лічильника Гейгера-Мюллера свинцеву пластинку, попередньо вимірявши штангенциркулем її товщину x_1 .
3. Натиснути клавішу «Скид» лічильника імпульсів.
4. При відсутності радіоактивного препарату натиснути клавішу «Пуск» і одночасно ввімкнути секундомір.
5. Через 5 хвилин натиснути клавішу «Стоп» і записати покази лічильника імпульсів $N_{\phi 1}$, обумовлені фоном середовища.
6. Поставити на пластинку джерело γ -променів і повторно виконати пункти 3, 4, 5 (при наявності радіоактивного препарату). Записати покази лічильника імпульсів N_1' .
7. Визначити кількість імпульсів, обумовлених джерелом γ -променів: $N_1 = N_1' - N_{\phi 1}$.
8. Поставити на лічильник Гейгера-Мюллера ще одну свинцеву пластину, вимірявши штангенциркулем товщину x_2 двох пластинок разом.
9. При наявності двох пластинок виконати пункти 2-6 і визначити кількість імпульсів в цьому випадку: $N_2 = N_2' - N_{\phi 2}$.
10. Дослід (п.2-9) виконати декілька разів.
11. По формулах (96.11) і (96.12) обчислити значення коефіцієнта поглинання γ -променів і його похибку відповідно.

Зразок форми звіту по лабораторній роботі

1. Схема експериментальної установки.
2. Робочі формули:
3. Таблиця результатів вимірювань і розрахунків:

N_0	x_1	$N_{\phi 1}$	N_1'	N_1	ΔN_1	x_2	$N_{\phi 2}$	N_2'	N_2	ΔN_2	K	ΔK

4. Кінцевий результат: $K = K_c \pm \Delta K$.
5. Висновки.

Контрольні запитання.

1. Яка природа і основні властивості γ - випромінювання?
2. Охарактеризуйте механізм поглинання γ -променів речовиною.
3. Виведіть закон поглинання γ - випромінювання.
4. Виведіть робочу формулу для визначення коефіцієнта поглинання.
5. Поясніть будова і принцип дії лічильника Гейгера-Мюллера.
6. Що таке доза йонізуючого випромінювання?
7. Які види доз (та одиниці їх вимірювання) Ви знаєте?
8. Що таке потужність дози випромінювання?

Лабораторна робота № 99

ВИВЧЕННЯ ТРЕКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

Мета роботи: ознайомлення з методами розшифровки знімків з зображеннями треків заряджених частинок, одержаних в камері Вільсона.

Прилади: знімок треку зарядженої частинки, калька, масштабна лінійка, циркуль.

Теоретичні відомості

Елементарними частинками прийнято називати найменш відомі нам частинки матерії. За змістом поняття елементарності термін «Елементарні частинки» повинен був би означати – найпростіші, далі неподільні частинки, що складають матерію.

Частинки, які називають в ядерній фізиці елементарними, не зовсім відповідають такому означенню і тому термін «елементарні частинки» для них в певній мірі умовний, тому що частинки можуть перетворюватись одна в другу. Як правило, до «елементарних частинок» відносять всі найменші частинки матерії, які вважаються безструктурними матеріальними точками, що мають ряд властивостей: масу, заряд, енергію, спін, час життя, характерні взаємодії з іншими частинками.

Елементарні частинки діляться на такі групи:

1. Фотони – це кванти електромагнітного випромінювання.
2. Лептони – це легкі частинки: нейтрино, електрон, позитрон і мюон.
3. Мезони – кванти ядерної взаємодії. Не мають спіна. Мезони поділяються на π -мезони і K-мезони.
4. Баріони – важкі частинки: нуклони, гіперони, резонанси.

Альфа-частинки не відносяться до елементарних. Це ядра атома гелію. Позначається альфа-частинка α_2^4 , що означає, що масове число дорівнює 4, а заряд двом зарядам електрона із знаком плюс. Альфа-частинка складається з двох протонів і двох нейтронів.

Альфа-частинки утворюються при самовільному розпаді деяких важких ядер. Пояснити утворення α -частинок можна тільки з квантової точки зору в результаті тунельного ефекту. Спектр енергій α -частинок дискретний, на відміну від неперервного спектру β -частинок.

Знімки треків заряджених частинок одержують в камері Вільсона, яка являє собою скляний циліндр із поршнем. Циліндр наповнений інертним газом (гелієм або аргоном), який насичений парами води або спирту. При різкому адіабатному розширенні газу відбувається охолодження газу, що призводить до випадіння роси у вигляді туману в місцях де пролітає елементарна частинка внаслідок іонізації газу. Траєкторія руху частинок візуалізується у вигляді треків.

Російський фізик Скобельцин Д.В. у 1927 році розширив можливості камери Вільсона, помістивши її в магнітне поле. При цьому по викривленню траєкторії руху частинки під дією сили Лоренца можна зробити висновок про знак її заряду. Якщо відомий тип частинки, то по виміряному радіусу кривизни треку можна визначити її енергію, масу, імпульс.

Вивід робочих формул. Як відомо, повна енергія частинки зв'язана з її масою співвідношенням:

$$E = mc^2, \quad (99.1)$$

де m – релятивістська маса.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (99.2)$$

де m_0 – маса спокою частинки, v – її швидкість, c – швидкість світла у вакуумі. З урахуванням співвідношень (99.1) і (99.2) отримаємо формулу:

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (99.3)$$

де E_0 – енергія спокою частинки. Піднесемо до квадрату рівність (99.3) і позбудемось знаменника. Отримаємо:

$$E^2 - E^2 \frac{v^2}{c^2} = E_0^2. \quad (99.4)$$

З врахуванням співвідношення (99.1)

$$E^2 \frac{v^2}{c^2} = p^2 c^2, \quad (99.5)$$

де $p=mv$ – імпульс частинки. З врахуванням (99.5) рівність (99.4) набуде вигляду:

$$E^2 - p^2 c^2 = E_0^2. \quad (99.6)$$

Якщо частинка рухається в магнітному полі з індукцією B таким чином, що кут α між векторами v і B дорівнює 90° , то її траєкторія викривлюється під дією сили Лоренца, яка є доцентровою:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB, \quad (99.7)$$

де r – радіус кривизни траєкторії, q – заряд частинки. Імпульс частинки, виходячи із співвідношення (99.7):

$$p = qrB. \quad (99.8)$$

З врахування співвідношень (99.6) і (99.8) повна енергія частинки:

$$E = \sqrt{E_0^2 + (cqBr)^2} \quad (99.9)$$

або

$$E = E_0 \sqrt{1 + \left(\frac{cqBr}{E_0} \right)^2}. \quad (99.10)$$

Враховуючи, що $cqBr \gg E_0$ формулу (99.10) можна подати у вигляді:

$$E \sim cqBr. \quad (99.11)$$

Кінетична енергія частинки:

$$E_{\kappa} = E - E_0. \quad (99.12)$$

Радіус кривизни траєкторії зарядженої частинки визначають, враховуючи поправку $h/2$ на його зміну від точки до точки (рис.99.1). Хорда $AB = l$, «Стрілка прогину» $CD = h$, $OD = r$. Якщо $h \ll r$, то із геометричної теореми про перпендикуляр, проведений із будь-якої точки кола на її діаметр, маємо:

$$\left(\frac{l}{2}\right)^2 = 2rh, \quad (99.13)$$

звідки :

$$r = \frac{l^2}{8h}. \quad (99.14)$$

Більш точні результати при визначенні r можна одержати із формули, яка враховує зміну кривизни траєкторії від точки до точки:

$$r = \frac{l^2}{8h} + \frac{h}{2}. \quad (99.15)$$

Порядок виконання роботи

Завдання 1. Проведення якісного аналізу знімка.

1. Одержати у викладача знімок досліджуваних треків частинок.
2. Розглянути знімок і виявити на ньому треки заряджених частинок.
3. Зробити висновок про характер передбачуваної події, про співвідношення мас і зарядів рухомих частинок.
4. Визначити по вигляду треку частинки напрям її руху. При цьому треба мати на увазі, що радіус кривизни траєкторії частинки до проходження перешкоди більший, ніж після

проходження перешкоди, що пояснюється втратою частини кінетичної енергії частинки в результаті такого зіткнення.

Радіус кривизни траєкторії зарядженої частинки поступово зменшується внаслідок втрат її енергії на іонізацію і збудження атомів середовища. В цьому випадку трек частинки в кінці її пробігу товстіший, ніж на початку, оскільки частинка, яка має меншу швидкість, більше часу взаємодіє з оточуючими її атомами середовища, іонізуючи більшу їх кількість.

5. Накласти на знімок кальку, перенести на неї трек зарядженої частинки і позначити стрілкою напрям її руху.

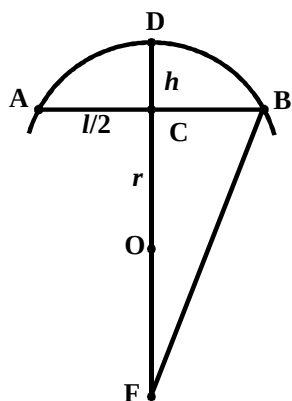


Рисунок 99.1

Завдання 2. Визначення радіусу кривизни треку зарядженої частинки.

1. Вибрати на ділянці треку точки А і В (див.рис.99.1), використовуючи копію знімка на кальці.

2. Визначити точку С як середину відрізка АВ.

3. Через точку С провести перпендикуляр DF до прямої АВ.

4. Виміряти за допомогою мірильної лінійки відрізки АВ і CD та визначити істинні значення l і h , враховуючи масштаб знімку.

5. За формулою (99.15) розрахувати радіус r кривизни треку зарядженої частинки.

Завдання 3. Визначення імпульсу, повної і кінетичної енергії.

1. Використовуючи вказані значення величини заряду і маси спокою частинки та індукцію магнітного поля, за формулою (99.8) розрахувати імпульс частинки.

2. По співвідношенню (99.11) розрахувати повну енергію частинки.

3. Використовуючи формулу (99.12), розрахувати кінетичну енергію частинки.
4. Визначити похибки виміряних величин за результатами багаторазових вимірювань.
5. Визначити похибки величин r , p , E , E_k використовуючи середні значення результатів вимірювання і їх абсолютних похибок.

Зразок форми звіту по лабораторній роботі

1. Перелік виконаних завдань.
2. Робочі формули:

$$r = \frac{l^2}{8h} + \frac{h}{2}; \quad p = qrB; \quad E = cqBr; \quad E_k = E - E_0$$

Вихідні дані m_0 , q , B , c – дає викладач.

3. Таблиця результат вимірювань і розрахунків:

N	l	Δl	h	Δh	r	Δr	p	Δp	E	ΔE	$\Delta E/E$	E_k	ΔE_k	$\Delta E_k/E_k$

4. Формули для розрахунку похибок:

$$\Delta r = \frac{l\Delta l}{4h} + \frac{l^2\Delta h}{8h^2} + \frac{\Delta h}{2}; \quad \Delta p = \frac{\Delta r}{r} p; \quad \Delta E = \frac{\Delta r}{r} E;$$

$$\Delta E_k = \Delta E + \Delta E_0$$

5. Висновки.

Контрольні запитання.

1. Які є візуальні методи реєстрації елементарних частинок?
2. Наведіть характеристики елементарних частинок і їх класифікацію.

3. Поясніть метод визначення радіусу кривизни треку частинки. Що таке кривизна треку частинки і від чого він залежить?
4. Як по формі треку визначити напрям руху зарядженої частинки?
5. Виведіть робочі формули радіусу кривизни, імпульсу частинки, енергії частинки.

Лабораторна робота № 103

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ β -ПРОМЕНІВ

Мета роботи: ознайомлення із природою та властивостями β -випромінювання і визначення коефіцієнта поглинання.

Прилади: лічильник Гейгера-Мюллера, джерело високої напруги, джерело β -випромінювання, металеві пластинки, штангенциркуль, секундомір.

Теоретичні відомості

Явище β -розпаду полягає в тому, що ядро самовільно випускає електрон. Енергетичний спектр β -електронів є неперервний. Вони випускаються з різними початковими енергіями, розподіленими по статистичному закону від найменших значень до максимальних (рис.103.1). Це ставить перед нами два питання:

- 1) як виникають β -електрони ядерного походження?

- 2) чому на відміну від α -частинок, які мають дискретний спектр енергій, β -електрони виносять з собою енергії, які відрізняються від різниці дискретних енергетичних рівнів ядра?

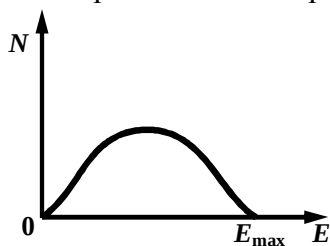


Рисунок 103.1

Теорія будови ядер заперечує присутність електронів всередині ядра. Доказано, що виникнення β -електрона завжди супроводжує перетворення нейтрона в протон. Бета-розпад - процес внутрішньоклонний. Друге питання з квантово-механічної точки зору

здавалося важчим. Оскільки при вимірюванні β -частинки ядро переходить із квантового стану в інший цілком визначений квантовий стан, то здавалося, що енергії випромінюваних електронів повинні мати значення, рівні різниці енергій квантових станів ядра.

Паулі висунув гіпотезу, а Фермі розробив теорію, що одночасно із випусканням β -електрона випромінюється ще одна частинка, яка виносить «залишки» енергії квантового переходу ядра. Ця частинка одержала назву *антинейтрино*. Вона не має електричного заряду і маси спокою. Схема β -розпаду має вигляд:



Крім розглянутого β -розпаду спостерігається ще β^+ -розпад, або позитронний розпад, при якому протон перетворюється в нейтрон із викиданням позитрона і нейтрино:



Ядро одночасно випускає електрон і антинейтрино, то зрозуміло, що енергія, яка відповідає різниці енергій стаціонарних станів ядра розподіляється довільно між двома

викинутими частинками. Цим пояснюється неперервний спектр ядерного β^- і β^+ випромінювань. До β -розпадних явищ входить електронне захоплення (К-захоплення), при якому ядро поглинає один із електронів атомної оболонки, випускаючи нейтрино. При цьому, як і при позитронному розпаді, один із протонів перетворюється в нейтрон.



При русі в речовині β -частинки втрачають свою енергію поступово. Втрата енергії на іонізацію збільшується по мірі зменшення швидкості β -частинки. β -випромінювання при максимальній енергії частинок 2МеВ затримується шаром повітря 8м, води - 1см, алюмінію - 3мм, свинцю-1мм.

Вивід робочої формули. Внаслідок статистичного розподілу енергій β -частинок їх поглинання визначається експоненціальним законом:

$$I = I_0 e^{-kx}. \quad (103.4)$$

де I_0 – інтенсивність променів до поглинання, I - інтенсивність променів після проходження шару речовини товщиною x , k – коефіцієнт поглинання, який являє собою величину обернену до товщини шару, при якій інтенсивність зменшується в e разів:

$$\text{при} \quad \frac{I_0}{I} = e; \quad k = \frac{1}{x}. \quad (103.5)$$

При проходженні випромінювання однієї і тієї ж вихідної інтенсивності I_0 через шари речовини товщинами x_1 і x_2 співвідношення (103.4) записуємо так:

$$I_1 = I_0 e^{-kx_1}; \quad I_2 = I_0 e^{-kx_2}, \quad (103.6)$$

звідки:

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{k(x_2 - x_1)}. \quad (103.7)$$

Відношення інтенсивностей: I_1/I_2 можна замінити відношенням кількості β -частинок, які проходять через речовину за один і той же час:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (103.8)$$

Підставимо (103.8) у (103.7):

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{k(x_2 - x_1)}, \quad (103.9)$$

звідки:

$$k = \frac{\ln N_1 - \ln N_2}{x_2 - x_1}, \quad (103.10)$$

$$\Delta k = \frac{\frac{\Delta N_1}{N_1} + \frac{\Delta N_2}{N_2} + k \cdot (\Delta x_1 + \Delta x_2)}{|x_2 - x_1|}. \quad (103.11)$$

Опис установки

Експериментальна установка (рис.103.2) складається із лічильника Гейгера-Мюллера (1), проти вхідного вікна якого розміщене джерело β -випромінювання, яке знаходиться у свинцевій хатці (3) з отвором. Між лічильником Гейгера-Мюллера і радіоактивним препаратом розміщені свинцеві пластинки (4). Для живлення лічильника служить джерело

високої напруги (5). До виходу лічильника Гейгера-Мюллера під'єднаний лічильник імпульсів (6). Будове і принцип дії лічильника Гейгера-Мюллера описано в роботі № 94.

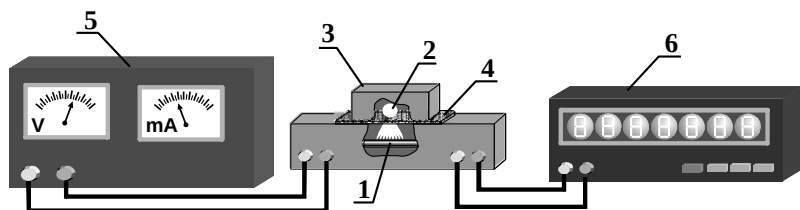


Рисунок 103.2

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути живлення установки і дати їй прогрітися на протязі 5-10 хвилин.
2. Поставити проти вхідного вікна лічильника Гейгера-Мюллера алюмінієву пластинку, вимірявши штангенциркулем її товщину x_1 .
3. Натиснути клавішу «Скид» лічильника імпульсів.
4. При відсутності радіоактивного препарату натиснути клавішу «Пуск» і одночасно ввімкнути секундомір.
5. Через 5 хвилин натиснути клавішу «Стоп» і записати покази $N_{\phi 1}$ лічильника імпульсів, обумовлені фоном середовища.
6. Поставити на пластинку джерело β -променів і проробити при наявності радіоактивного препарату пункти 3,4,5. Записати покази лічильника імпульсів N_1' .
7. Визначити кількість імпульсів, обумовлених джерелом β -променів: $N_1 = N_1' - N_{\phi 1}$.
8. Помістити проти вхідного вікна лічильника Гейгера-Мюллера ще одну пластинку, вимірявши штангенциркулем товщину x_2 двох пластинок разом.

9. При наявності двох пластинок між радіоактивним препаратом і лічильником Гейгера-Мюллера повторно виконати пункти 2-6 і визначити кількість імпульсів в цьому випадку: $N_2 = N'_2 - N_{\phi 2}$.

10. Дослід (пункти 2-9) виконати декілька разів.

11. За формулами (103.10) та (103.11) обчислити значення коефіцієнта поглинання β -променів і його похибку відповідно.

Зразок форми звіту по лабораторній роботі

1. Схема експериментальної установки.

2. Робочі формули: $k = \frac{\ln N_1 - \ln N_2}{x_2 - x_1}$,

$$\Delta k = \frac{\frac{\Delta N_1}{N_1} + \frac{\Delta N_2}{N_2} + k \cdot (\Delta x_1 + \Delta x_2)}{|x_2 - x_1|}.$$

3. Таблиця результатів вимірювання і розрахунків.

N_0	x_1	Δx_1	$N_{\phi 1}$	N'_1	N_1	ΔN_1	x_2	Δx_2	$N_{\phi 2}$	N'_2	N_2	ΔN_2	K	ΔK

4. Кінцевий результат: $K = K_{\phi} \pm \Delta K$.

5. Висновки.

Контрольні запитання.

1. Що таке β -випромінювання?
2. Які є види β -випромінювання?
3. Які основні особливості і труднощі пояснення природи β -випромінювання?
4. Висвітлити основні ідеї теорії β -розпаду.
5. Виведіть робочу формулу.

Перелік літературних джерел

1. Бушок Г.В. Курс фізики . У 3-х книгах. Навчальний посібник. Кн. 3. Оптика. Фізика атома і атомного ядра / Г.В. Бушок, Є.Ф. Венер. – К.: Вища школа. – 2003.
2. Савельев И.В. Общий курс физики. В 3-х томах. Т.3. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц / И.В. Савельев. – М.: Наука. - 1971.
3. Детлаф А.А. Курс фізики. У 3-х томах. Навчальний посібник. Т.3. / А.А. Детлаф, Б.М. Яворський – М.: Вища школа. – 1977.
4. В.М. Барановський. Загальна фізика: Лабораторний практикум.: Навч. Посібник / В.М. Барановський, П.В. Бережний, І.Т. Горбачук та ін.; За заг. ред. І.Т. Горбачука. – К.: Вища шк., - 1992.