



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ,
МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Т. В. Лютий, О. С. Денисова



ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ з ФІЗИКИ



для напрямку підготовки **6.040106** -
екологія, охорона навколишнього
середовища та збалансованого
природокористування



ЧАСТИНА 3



Навчальний посібник



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ,
МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Т. В. Лютий, О. С. Денисова

Лабораторний практикум із фізики

*Рекомендовано вченою радою
Сумського державного університету
як навчальний посібник*

Суми
Сумський державний університет
2012

ББК 52.818.1я7
УДК 53(076.5)
Л 96

Рецензенти:

д-р. фіз.-мат. наук, проф. І. Ю. Проценко
(Сумський державний університет);
канд. фіз.-мат. наук, доцент О. В. Лисенко
(Сумський державний університет)

*Рекомендовано до друку вченою радою
Сумського державного університету
(протокол № 7 від 09.02.2012)*

Л 96 **Лютий Т. В.**, Лабораторний практикум з фізики: навч. посіб. / Т. В. Лютий, О. С. Денисова. – Суми: Сумський державний університет, 2012. – 67 с.

Посібник містить опис лабораторних робіт з курсу загальної фізики для напряму підготовки 6.040106 – **екологія, охорона навколишнього середовища та збалансованого природокористування**, факультет технічних систем та енергоефективних технологій. Кожна робота супроводжується ґрунтовним викладенням теоретичного матеріалу, необхідного для вмотивованого виконання вимірювань та розрахунків. Детальні та проілюстровані пояснення процесу виконання робіт дозволяють підвищити ступінь самостійності студента на лабораторних заняттях, що значно підвищує ефективність бригадного методу виконання робіт.

ББК 52.818.1я7
УДК 53(076.5)

© Лютий Т. В., Денисова О. С., 2012
© Сумський державний університет, 2012

Графік виконання лабораторних робіт

III модульний цикл

Номер бригади	Тиждень 1	Тиждень 2	Тиждень 3	Тиждень 4	Тиждень 5	Заліковий тиждень
I	11	12	13	14	13	13
II	11	12	13	14	13	13
III	12	13	13	14	11	13
IV	12	13	13	14	11	13
V	13	11	15	14	13	13
VI	13	11	15	14	13	13
VII	11	15	13	14	12	13
VIII	11	15	13	14	12	13

13 – індивідуальний захист виконаних лабораторних робіт

ЗМІСТ

Лабораторна робота 11. ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	С. 6
1. МЕТА РОБОТИ	6
2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	6
3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ	11
4. ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ	11
5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ.....	14
6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ	16
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	17
Лабораторна робота 12. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ	18
1. МЕТА РОБОТИ	18
2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	18
3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ	21
4. ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ	21
5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ.....	23
6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ	26
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	27
Лабораторна робота 13. ДОСЛІДЖЕННЯ ВИДИМОГО СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДНІЮ	28
1. МЕТА РОБОТИ	28
2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	28
3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ	33
4. ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ	33
5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ.....	36
6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ	38
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	39
Лабораторна робота 14. ВИВЧЕННЯ ПРИНЦИПУ ДІЇ ЕЛЕКТРОННОГО МІКРОСКОПА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ДЕ БРОЙЛЯ ЕЛЕКТРОНА	40
1. МЕТА РОБОТИ	40
2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	40
2.1. Хвильові властивості речовини.....	40
2.2. Електронний мікроскоп.....	42
2.3. Електронографія.....	45
3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ	48

4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТУ	48
5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ.....	50
6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	51
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	52

**Лабораторна робота 15. ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОАКТИВНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ.....**

1. МЕТА РОБОТИ.....	53
2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	53
2.1. Радіоактивність.....	53
2.2. Дія радіоактивного випромінювання на біологічні об'єкти	55
2.3. Закон Бугера	58
3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ	59
4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТУ	59
4.1. Лічильник Гейгера-Мюллера	59
4.2. Методика визначення коефіцієнта поглинання	61
5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ.....	62
6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	65
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	65

Лабораторна робота 11

ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1. МЕТА РОБОТИ

1. Експериментально вивчити основні закони теплового випромінювання.
2. Ознайомитися з принципом роботи оптичного пірометра.
3. Визначити коефіцієнт чорноти вольфрамового дроту.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Електромагнітне випромінювання, яке виникає внаслідок хаотичного теплового руху структурних елементів речовини, називають **тепловим випромінюванням**. За умови ненульової абсолютної температури хаотичний рух атомів або молекул завжди наявний у будь-якому тілі. Тому цей вид випромінювання неможливо усунути.

Його механізми досить складні й залежать від температури та агрегатного стану речовини. За відносно низьких температур ($T < 500\text{-}600\text{ K}$) теплове випромінювання для рідин та газів зумовлене коливально-обертальним рухом молекул, а для твердих тіл – коливаннями атомів або іонів у вузлах кристалічної решітки. Заряджені частинки, з яких складаються атоми, при цьому рухаються з прискоренням, а, отже, згідно із класичними уявленнями повинні випромінювати електромагнітні хвилі. Крім того, в металах випромінювати можуть вільні електрони, що під час руху змінюють свою швидкість за рахунок зіткнень з вузлами кристалічної решітки. Енергія випромінювання в рамках означених механізмів незначна, і практично весь спектр знаходиться в інфрачервоній області.

Для високих температур механізм випромінювання є дещо іншим. Кінетична енергія хаотичного теплового руху спричиняє переведення електронів, що знаходяться на зовнішніх електронних оболонках атомів, на збуджені енергетичні рівні. Згодом електрони самочинно повертаються зі збуджених рівнів на стаціона-

рні, що супроводжується випромінюванням електромагнітних хвиль. Спектр такого випромінювання може охоплювати інфрачервону, видиму та ультрафіолетову області.

У процесі випромінювання тіло втрачає теплову енергію та охолоджується. Для підтримання температури на сталому рівні необхідно брати енергію ззовні – за рахунок нагрівання електричним струмом, зовнішнім джерелом тепла та ін. Якщо температура тіла, що випромінює, стала – це означає, що воно знаходиться в стані *термодинамічної рівноваги*, який є особливістю саме теплового випромінювання.

Для кількісного опису теплового випромінювання вводяться такі характеристики.

Потік енергії – енергія, що випромінюється з усієї поверхні тіла за одиницю часу

$$\Phi = \frac{dW}{dt}. \quad (1)$$

Енергетична світність – потік енергії, що випромінюється з одиниці поверхні тіла в усіх напрямках у напівпростір

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{dW}{dS \cdot dt}. \quad (2)$$

Зважаючи на складний механізм теплового випромінювання, воно складається із великої кількості монохроматичних електромагнітних хвиль різної довжини. Весь діапазон довжин таких хвиль називають **спектром випромінювання**. При цьому амплітуди хвиль спектра не повинні бути однаковими. Відомо, що енергія, яка переноситься монохроматичною хвилею, пропорційна квадрату її амплітуди. Відповідно внесок у загальну енергію, що випромінюється тілом, від хвиль різних довжин буде різним. Для того щоб охарактеризувати даний внесок, використовують так звану **випромінювальну здатність** або **спектральну густину енергетичної світності** – величину, яка за даної температури T визначає потік енергії $d\Phi_{\lambda T}$, що випромінюється з одиниці поверхні тіла в усіх напрямках в *одиночному* діапазоні довжин хвиль

$$r_{\lambda T} = \frac{d\Phi_{\lambda T}}{dS \cdot d\lambda} = \frac{dR_{\lambda T}}{d\lambda}. \quad (3)$$

Тут $dR_{\lambda T}$ – енергетична світність тіла в діапазоні довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$ за даної температури T . Енергетична світність та випромінювальна здатність знаходяться між собою у такому самому співвідношенні, як маса тіла та його густина

$$R = \int_0^{\lambda_{\max}} r_{\lambda T} d\lambda. \quad (4)$$

Кожне тіло здатне не лише випромінювати, але й *поглинати* та *відбивати* енергію, що падає на нього. Для того щоб кількісно охарактеризувати співвідношення між поглинутим та відбитим випромінюванням, вводять спеціальну величину – поглинальну здатність тіла. **Поглинальна здатність**, або **коефіцієнт чорноти**, $a_{\lambda T}$ визначає ту частину падаючого потоку, яка поглинається тілом

$$a_{\lambda T} = \frac{d\Phi'_{\lambda T}}{d\Phi_{\lambda T}}, \quad (5)$$

де $d\Phi'_{\lambda T}$ – величина потоку, що поглинається, із загального потоку $d\Phi_{\lambda T}$, що падає на тіло. Індокси в (5) свідчать про те, що поглинальна здатність (як і випромінювальна здатність $r_{\lambda T}$) залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання та температури тіла. Також $a_{\lambda T}$ значною мірою залежить від матеріалу, форми та структури поверхні тіла, що опромінюється.

Встановлено, що відношення випромінювальної та поглинальної здатностей не залежить від природи тіла і є для всіх тіл однією й тією самою функцією довжини хвилі та температури

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = \varphi(\lambda, T). \quad (6)$$

Останнє твердження становить зміст **закону Кірхгофа**. Він свідчить про те, що механізми випромінювання та поглинання електромагнітних хвиль пов'язані та є *зворотними* один до одного.

Для зручності теоретичного опису теплового випромінювання використовують абстрактне поняття **абсолютно чорного тіла**. Таким тілом вважають об'єкт, який поглинає все падаюче на нього випромінювання незалежно від діапазону довжин хвиль та температури; для нього $a_{\lambda T} \equiv 1$. Зручність даної моделі в тому, що згідно з (6) випромінювальна здатність для абсолютно чорного тіла є *незалежною* від його природи. Зауважимо, що абсолютно чорних тіл у природі не існує. Максимально близькими до них можна вважати тіла з різко неоднорідною поверхнею, яка передбачає багатократне відбивання електромагнітної хвилі. Під час кожного відбивання її енергія буде втрачатися, а ймовірність її повного поглинання пропорційна до кількості відбивань.

Для багатьох тіл спектр випромінювання є подібним до спектра абсолютно чорного тіла. При цьому поглинальна здатність тіла не залежить від довжини хвилі, тобто $a_{\lambda T} \equiv a_T$. Такі тіла називають **сірим**. Випромінювальна здатність сірого тіла визначається як випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла, помножена на відповідний коефіцієнт чорноти a_T .

Встановлено, що енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню абсолютної температури

$$R_T = \sigma T^4, \quad (7)$$

де $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – стала Стефана-Больцмана, а вираз (7) має назву закону **Стефана-Больцмана**. Також із експериментів відомо, що енергетична світність $r_{\lambda T} = 0$, коли $\lambda \rightarrow 0$, і $r_{\lambda T} \rightarrow 0$, якщо $\lambda \rightarrow \infty$ (див. рис. 1). При цьому положення максимуму залежить від температури таким чином, що

$$T\lambda_{\max} = b. \quad (8)$$

Тут λ_{\max} – довжина хвилі, що відповідає максимуму випромінювальної здатності за даної температури T ; $b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$. Вираз (8) називають **законом зміщення Віна**. Він свідчить про те, що максимум випромінювальної здатності тіл з більшою температурою відповідає меншим довжинам хвиль (див. рис. 1). Да-

ний факт на якісному рівні підтверджується повсякденним досвідом: металеві предмети під час нагрівання спочатку світяться червоним світлом, а із зростанням температури їх колір стає яскраво-жовтим та білим.

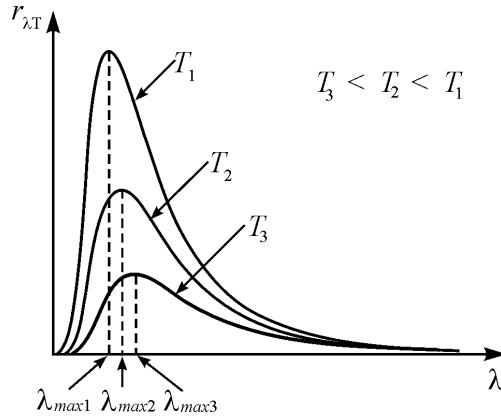


Рисунок 1 – Випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла для різних температур

Зако́ни теплового випромінювання мають послідовне пояснення в рамках гіпотези про **квантову природу випромінювання**, висунуту німецьким вченим М. Планком в 1900 р. Сутність її у тому, що електромагнітна енергія випромінюється у вигляді окремих порцій (квантів), енергія яких $h\nu$. Тут $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – **стала Планка**, фізичний зміст якої у тому, що вона визначає найменший крок дискретизації енергії. Енергія, яка випромінюється на даній частоті, буде визначатися кількістю квантів n

$$\varepsilon_n = n \cdot h\nu. \quad (9)$$

Ґрунтуючись на виразі (9), можна показати, що випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла має вигляд

$$r_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/k_B T \lambda) - 1}, \quad (10)$$

де c – швидкість світла; k_B – стала Больцмана.

Вираз (10) ще називають *формулою Планка*. За її допомогою шляхом інтегрування можна одержати закон Стефана-Больцмана (7) та закон зміщення Віна (8) шляхом знаходження екстремуму функції. Отже, положення про дискретний спектр енергій дозволяє поєднати теорію з експериментом і водночас є абсолютно безпідставним з точки зору класичної фізики. Таким чином, проблема теплового випромінювання та шлях її вирішення ознаменували початок розвитку нового розділу фізики – квантової фізики.

3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

1. Пірометр.
2. Лампа розжарювання.
3. Вольтметр.
4. Амперметр.
5. Блок живлення.

4. ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Закон Стефана-Больцмана (7) покладений в основу зручного способу визначення температур тіл. Енергетична світність є величиною, яку досить легко вимірювати за допомогою технічних засобів. Також з огляду на достатньо велику чутливість людське око здатне розрізнити яскравість свічення тіл, температури яких є близькими. Тому неважко шляхом порівняння яскравості свічення певного тіла зі свіченням еталона (тобто тіла із заданою температурою) визначити невідому температуру. Даний спосіб вимірювання є безконтактним, що надає йому суттєвих переваг. Так, за надто високих температур контактні методи є неприйнятними, оскільки вимірювальні засоби будуть руйнуватися в процесі вимірювання. Крім того, контактним способом неможливо визначити температуру недосяжних об'єктів (наприклад, небесних тіл). Означені принципи реалізовані у вимірювальному приладі, який називають *оптичним пірометром* (див. рис. 2). Усередині корпусу приладу знаходиться еталонна металева дуга, по якій проходить електричний струм. Залежно від сили струму

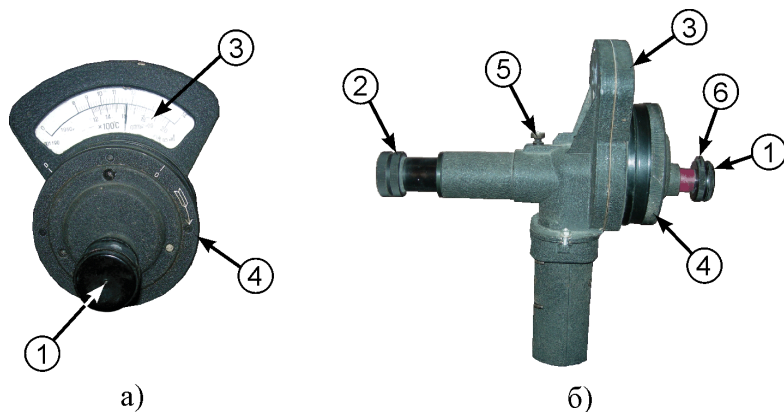


Рисунок 2 – Зовнішній вигляд пірометра: вигляд спереду (а); вигляд збоку (б): 1 – окуляр; 2 – об’єктив; 3 – шкала приладу; 4 – ручка реостата; 5 – перемикач температурних діапазонів вимірювання; 6 – ручка світлофільтра

дуга буде змінювати свою температуру, а отже, яскравість свічення. Струм змінюється за допомогою реостата 4, ручка якого виготовлена у формі рифленого кільця. Зважаючи на однозначний зв’язок між температурою та силою струму через еталонну дугу, шкала амперметра 3 відразу проградуєрована в градусах Цельсія. За допомогою об’єктива на фоні зображення тіла, температура якого підлягає вимірюванню, спостерігач може бачити також і еталонну дугу. Зміною опору реостата 4 яскравість свічення дуги прирівнюється до яскравості свічення досліджуваного тіла. Шкала 3 при цьому вкаже його температуру. Слід відзначити, що в окулярі 1 пірометра видно не саме досліджуване тіло, а його зображення. Зрозуміло, що світність зображення менша світності самого тіла внаслідок втрат в об’єктиві 2. Відповідна поправка врахована під час конструювання пірометра та калібрування його шкали.

Як досліджуване тіло в роботі використовується вольфрамова спіраль лампи розжарювання 2 (див. рис. 3), струм через яку можна задавати за допомогою блока живлення 1. Потік енергії, що випромінюється з поверхні спіралі, визначатиметься як

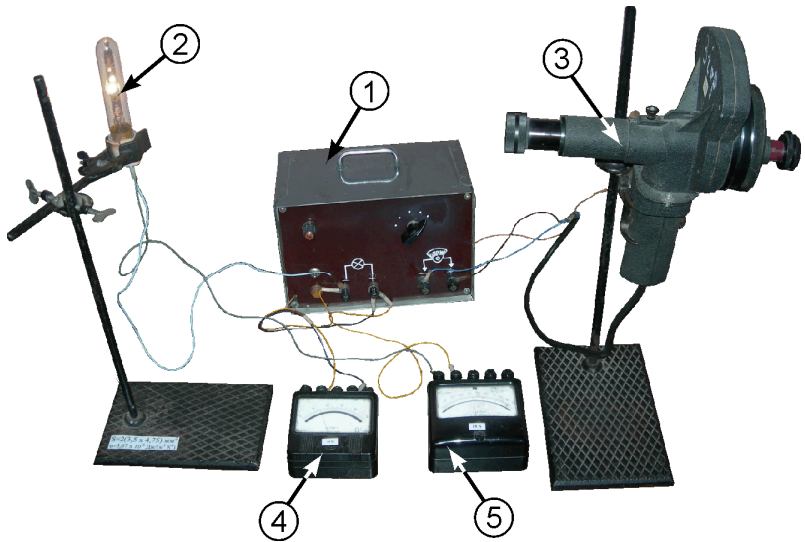


Рисунок 3 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – блок живлення; 2 – лампа розжарювання; 3 – пірометр; 4 – вольтметр; 5 – амперметр

$$\Phi = RS = IU, \quad (11)$$

де S – площа поверхні спіралі; I – сила струму через спіраль; U – падіння напруги на ній. З урахуванням виразів (7) та (4), а також того, що випромінювальна здатність сірого тіла є добутком випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла та коефіцієнта чорноти a_T , енергетична світність спіралі становить

$$R = a_T \sigma T^4. \quad (12)$$

З виразів (11) та (12) коефіцієнт чорноти вольфрамової спіралі дорівнює

$$a_T = \frac{UI}{\sigma T^4 S}. \quad (13)$$

Температура спіралі вимірюється за допомогою пірометра згідно з методом, описаним вище. Технічні подробиці вимірювання зрозумілі з рисунка 4.

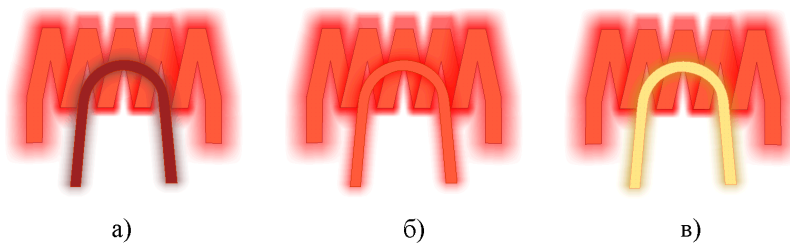


Рисунок 4 – Зображення спіралі лампи та еталонної дуги в окулярі: температура дуги менша за температуру спіралі (а); температура дуги збігається з температурою спіралі (б); температура дуги більша за температуру спіралі (в)

5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
2. Запишіть величину площі поверхні спіралі лампи S , яка зазначена на стенді, та інструментальні похибки вольтметра ΔU та амперметра ΔI до таблиці 1. Похибка кожного електровимірювального приладу знаходиться за формулою

$$\Delta X = \frac{\delta X \cdot X_{\max}}{100}, \quad (14)$$

де X – величина, що вимірюється; δX – клас точності приладу, зазначений на корпусі або на шкалі; X_{\max} – верхня межа вимірювання приладу.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Перемикач	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$		№ досліду					$\langle T \rangle, \text{К}$	$\Delta_2 T, \text{К}$	$\Delta T, \text{К}$	a_T	Δa_T
				1	2	3	4	5					
1			$t, ^\circ\text{C}$										
			$T, \text{К}$										
...	
5			$t, ^\circ\text{C}$										
			$T, \text{К}$										
$S =$			$\Delta U =$					$\Delta I =$		$\Delta_1 T =$			

3. Під'єднайте пірометр та лампу розжарювання до блока живлення 1 та ввімкніть його в електричну мережу.
4. Якісно перевірте закон зміщення Віна. Для цього відкрийте червоний світлофільтр в окулярі і ручкою реостата 4 (див. рис. 2) поступово збільшуйте струм через еталонну дугу. Переконайтеся, що світло від дуги спочатку має червоний відтінок, а потім жовто-білий.
5. Перемикачем на блоці живлення 1 (див. рис. 3) встановіть мінімальну яскравість свічення лампи, а перемикач 5 (див. рис. 2) переведіть у положення “ ”. Закрийте червоним світлофільтром 6 зображення еталонної дуги.
6. Перепишіть показання вольтметра 4 та амперметра 5 (див. рис. 3) до таблиці 1.
7. Наведіть об'єктив пірометра на лампу так, щоб взаємне розміщення зображень спіралі та еталонної дуги було подібним до рисунка 4.
8. Ручкою реостата 4 (див. рис. 2) прирівняйте яскравість свічення дуги до яскравості свічення спіралі. Виміряну температуру запишіть до таблиці 1.

Слід враховувати інертність пірометра: набуття еталонною дугою яскравості свічення, відповідної заданому положенню ручки реостата, відбувається не відразу, а через декілька секунд.

9. Повторіть вимірювання на даному положенні перемикача блока живлення ще 4 рази. Результати занесіть до таблиці 1.
10. Переведіть перемикач діапазонів вимірювань пірометра 5 (див. рис. 2) в положення “20”.
11. Проведіть наступні 4 серії вимірювань температури для різних положень перемикача блока живлення. Результати занесіть до таблиці 1. При цьому до таблиці слід щоразу записувати показання амперметра та вольтметра.
12. Розрахуйте середні значення абсолютних температур та відповідні їм значення коефіцієнта чорноти a_T за формулою (13).
13. Оцініть похибки визначення a_T за формулою

$$\Delta a_{T_i} = a_{T_i} \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I_i}\right)^2 + \left(4 \frac{\Delta T_i}{\langle T_i \rangle}\right)^2}. \quad (15)$$

Абсолютну похибку вимірювання температури в i -му положенні перемикача блока живлення ΔT_i слід визначати у відповідності до виразу

$$\Delta T_i = \sqrt{(\Delta_1 T)^2 + (\Delta_2 T_i)^2}, \quad (16)$$

де випадкова складова абсолютної похибки $\Delta_2 T_i$ визначається за правилом «трьох сигм»

$$\Delta_2 T_i = 3 \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (T_{ij} - \langle T_i \rangle)^2} \quad (N = 5). \quad (17)$$

14. Побудуйте графік $a_T(T)$. Переконайтесь у тому, що a_T повільно зростає з температурою.
15. Зробіть висновки до лабораторної роботи.

6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

На оцінку “задовільно”

1. Що називають тепловим випромінюванням?
2. Що називають енергетичною світністю та випромінювальною здатністю?
3. Що таке поглинальна здатність тіла?
4. Сформулювати закон Віна та закон Стефана-Больцмана.
5. Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

На оцінку “добре”

6. Який зв'язок між енергетичною світністю та випромінювальною здатністю?
7. Як на якісному рівні можна переконалися у справедливості закону зміщення Віна?

8. Будова та принцип дії пірометра. В чому його переваги як інструмента з вимірювання температури?
9. Що називають абсолютно чорним тілом, сірим тілом?
10. Методика визначення коефіцієнта чорноти в даній роботі.

На оцінку “відмінно”

11. Сформулювати та довести закон Кірхгофа.
12. Пояснити механізми теплового випромінювання.
13. Користуючись виразом для випромінювальної здатності (10), одержати закон Стефана-Больцмана (7).
14. Розкрити сутність гіпотези Планка. На базі квантових уявлень вивести вираз залежності середньої енергії випромінювання від частоти ν .
15. Вивести формулу для розрахунку похибок визначення коефіцієнта чорноти (15).

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.
2. Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: навчальний посібник: у 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми: Алан ЕКС, 2003.
3. Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики: у 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.:Высш. шк., 1990.
5. Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М.: Наука, 1980.

Лабораторна робота 12

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

1. МЕТА РОБОТИ

1. Визначити величину сталої Планка.
2. Визначити роботу виходу електрона з металу.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Розрізняють два типи фотоефекту – зовнішній та внутрішній. **Зовнішнім фотоефектом** називають вихід електронів з поверхні матеріалу в навколишній простір під дією світла. Як правило, він спостерігається у провідниках. На відміну від цього **внутрішній фотоефект** має місце, насамперед, у напівпровідниках і полягає у вивільненні електронів від зв'язків з атомами під дією світла та набутті ними якості вільних зарядів без виходу за межі матеріалу. Обидва типи фотоефекту широко застосовуються в техніці. Так, зовнішній фотоефект є основою для роботи так званих фотоелектричних помножувачів та електронно-оптичних підсилювачів, які є складовими приладів нічного бачення. Матриці чутливих до світла напівпровідникових діодів є базовим елементом сучасних пристроїв для фото- та відеозйомки.

Механізми зовнішнього та внутрішнього ефектів пояснює рисунок 1. В об'ємі провідника існують вільні заряди, які можуть рухатися в межах провідника, проте не можуть самовільно його залишати. Щоб подолати сили притягання зі сторони позитивно заряджених іонів у вузлах кристалічної решітки, потрібно надати електрону додаткову кінетичну енергію. Джерелом такої енергії може бути світлове випромінювання. Аналогічним чином відбувається і внутрішній фотоефект.

Російським фізиком О.Г. Столетовим (1889 р.) експериментально встановлено, що характер перебігу зовнішнього фотоефекту визначається трьома законами:

- 1) Кількість електронів, що вибиваються світлом з поверхні металу за одну секунду (так званих фотоелектронів), прямо пропорційна інтенсивності світлового потоку.
- 2) Швидкість фотоелектронів визначається виключно частотою падаючого випромінювання та не залежить від інтенсивності світлового потоку.
- 3) Існує мінімальна частота світлового випромінювання, за якої фотоелектронів ще є можливим. Цю частоту (або відповідну довжину хвилі) називають **червоною межею фотоелектру**.

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) фотоелемента – приладу, в основу роботи якого покладено явище фотоелектру, – показані на рисунку 2. Наявність частини ВАХ в області від'ємних напруг свідчить про те, що електрони вилітають із катода фото-

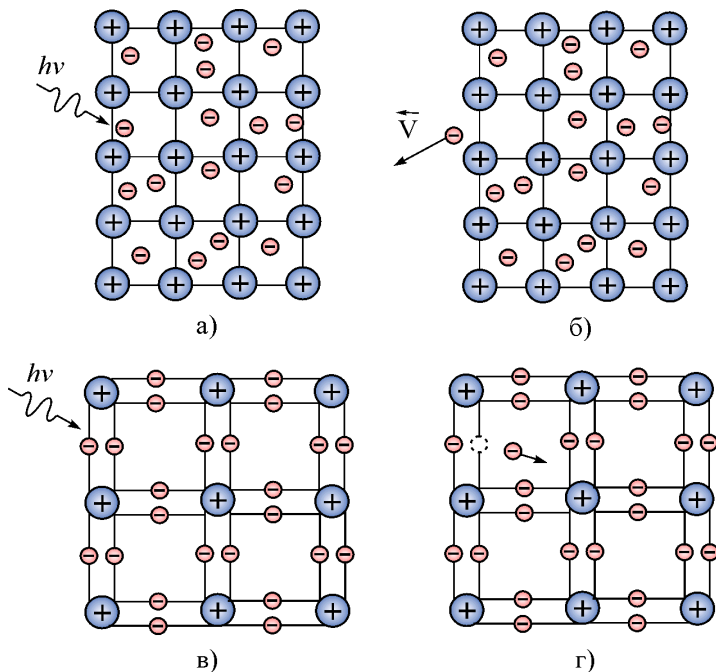


Рисунок 1 – Зовнішній фотоелектр супроводжується виходом електрона за межі матеріалу, що опромінюється (а, б). Внутрішній фотоелектр полягає у виході електрона, що зв'язаний з іоном, у простір між вузлами кристалічної решітки (в, г)

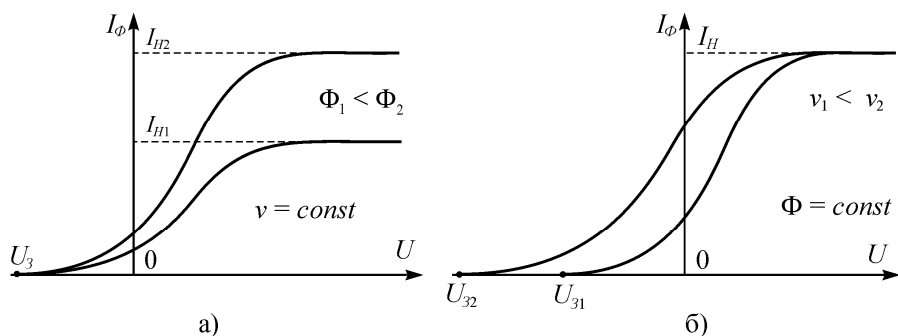


Рисунок 2 – Вольт-амперні характеристики фотоелемента для різних величин світлового потоку Φ (а), для різних частот світлового випромінювання ν (б)

елемента з деякою початковою швидкістю. Максимальне значення швидкості V буде визначати так звану **затримувальну напругу** U_3 – напругу, яку потрібно прикласти між анодом і катодом для припинення фотоструму

$$\frac{m_e V^2}{2} = eU_3, \quad (1)$$

де e – модуль заряду електрона ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); m_e – маса електрона ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг). З рисунка 2 бачимо, що швидкості фотоелектронів залежать від частоти падаючого випромінювання і не залежать від інтенсивності. У той самий час інтенсивність світлового потоку визначає величину струму насичення.

Явище фотоефекту є експериментальним підтвердженням корпускулярної природи світла, суть якої в тому, що світло випромінюється, поширюється та поглинається неподільними порціями, або **фотонами**. Енергію фотона визначають його частотою ν як

$$\varepsilon = h\nu, \quad (2)$$

де $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – одна з фундаментальних фізичних констант, яку називають **сталюю Планка**. Вважаючи, що електрон поглинає лише один фотон, закони фотоефекту легко пояснюються з міркувань закону збереження енергії

$$h\nu = A + \frac{m_e V^2}{2}, \quad (3)$$

де A – так звана **робота виходу** – енергія, яку необхідно надати електрону на подолання сил притягання з боку кристалічної решітки. Саме наявність A зумовлює існування червоної межі фотоелектричного ефекту. Якщо частота випромінювання $\nu < \nu_0 = A/h$, то після поглинання фотона електрон не отримує енергії, необхідної для виходу з матеріалу катода. Вираз (3) ще називають **рівнянням Ейнштейна для фотоелектричного ефекту**.

3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

1. Фотоелемент.
2. Освітлювач.
3. Реостат.
4. Набір світлофільтрів.
5. Вольтметр.
6. Гальванометр.
7. Два ключі.

4. ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

З урахуванням (1) рівняння Ейнштейна (3) можна переписати у вигляді

$$h\nu = A + eU_3. \quad (4)$$

Останній вираз є більш зручним з точки зору проведення експерименту. Вимірювати швидкість фотоелектронів дуже важко, в той час як процедура визначення затримувальної напруги U_3 є досить простою. Установка для дослідження фотоелектричного ефекту зображена на рисунку 3, а її принципова схема – на рисунку 4а.

З означення випливає, що U_3 – така напруга, прикладена у зворотному напрямку, за якої не буде проходити струм через фотоелемент.

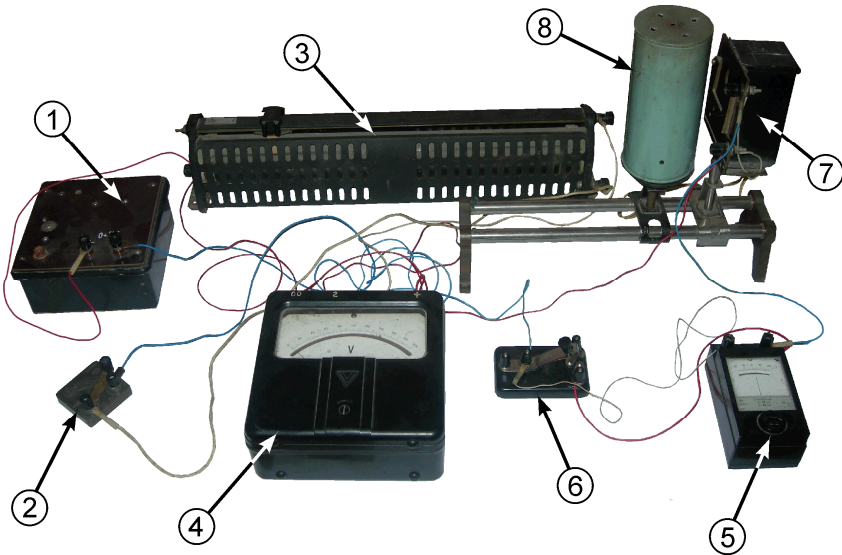


Рисунок 3 – Лабораторна установка: 1 – блок живлення; 2 – ключ K_1 ; 3 – реостат; 4 – вольтметр; 5 – гальванометр; 6 – ключ K_2 ; 7 – фотоелемент; 8 – освітлювач

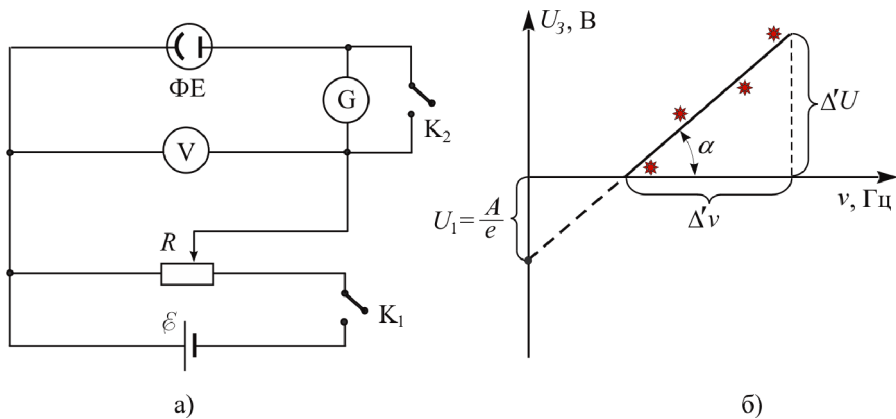


Рисунок 4 – Принципова схема установки (а); залежність затримувальної різниці потенціалів від частоти (б)

Відсутність струму в електричному колі фіксується за допомогою чутливого гальванометра 5. При цьому вольтметр покаже шукану величину U_3 . Природно, що різним частотам відповіда-

тимуть різні значення затримувальної напруги, а з (4) випливає, що залежність $U_3(v)$ матиме лінійний характер

$$U_3 = \frac{h}{e}v - \frac{A}{e}. \quad (5)$$

У виразі (5) h/e не є нічим іншим, як тангенсом кута нахилу, а A/e – точка перетину прямої з віссю ординат. Для освітлення фотоелемента світлом, близьким до монохроматичного, використовуються світлофільтри із заданою смугою пропускання. Шляхом заміни світлофільтрів на шляху між освітлювачем 8 та фотоелементом 7 можна одержати набір експериментальних значень $U_3(v)$, який має репрезентувати пряму лінію (див. рисунок 4б). Згідно з виразом (5) тангенс кута нахилу одержаної прямої визначить вимірне значення сталої Планка

$$\frac{h}{e} = \operatorname{tg} \alpha \Rightarrow h = e \operatorname{tg} \alpha, \quad (6)$$

а точка перетину графіка з віссю U_3 , у свою чергу, визначить роботу виходу A для матеріалу катода.

5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
2. Підключіть реостат до джерела живлення 1. Увімкніть освітлювач 8 у мережу живлення та зробіть відстань між ним та фотоелементом 7 якомога меншою.
3. Візьміть світлофільтр із запропонованого набору та розмістіть його між освітлювачем та фотоелементом.
4. Шляхом переміщення бігунка реостата компенсуйте струм у колі фотоелемента. При цьому стрілка гальванометра вказуватиме на нульову позначку. Запишіть значення затримувальної напруги до таблиці 1.
5. Повторіть вимірювання для того самого світлофільтра ще 4 рази. Результати запишіть у таблицю 1.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Колір фільтра		Червоний	Помаранчевий	Жовтий	Зелений	Синій	Фіолетовий
λ , нм		630	580	560	525	470	430
$\Delta\lambda$, нм		2	2	2	2	2	2
ν , Гц $\cdot 10^{14}$							
$\Delta\nu$, Гц $\cdot 10^{14}$							
U_3 , В	№	1					
		2					
		3					
		4					
		5					
$\langle U_3 \rangle$, В							
$\Delta\nu_{max} =$		$\Delta U_3 =$					

Процес правильного позиціонування бігунка є трудомістким і передбачає рух в обох напрямках. При цьому стрілка гальванометра буде зазнавати коливань. Для їх гасіння в схему вмонтований ключ K_2 . Короткочасним натисканням на K_2 стрілка гальванометра швидко виводиться на свій рівноважний рівень.

- Повторіть операції, наведені у пунктах 4 та 5 для решти світлофільтрів з набору. Результати запишіть у таблицю 1.
- Визначте похибку вимірювання затримувальної напруги ΔU_3 за формулою

$$\Delta U_3 = \frac{\delta U \cdot U_{\max}}{100}, \quad (7)$$

де δU – клас точності вольтметра, зазначений на корпусі або на шкалі приладу; U_{\max} – його верхня межа вимірювання. Занесіть одержане значення до таблиці 1.

- Обчисліть значення частот, що відповідають значенням відповідних довжин хвиль згідно з виразом

$$v = c/\lambda, \quad (8)$$

де c ($\approx 2,98 \cdot 10^8$ м/с) – швидкість світла у вакуумі.

9. Підготуйте координатну площину $U_3(v)$ на міліметровому папері в такому масштабі, щоб експериментальні дані займали усе її поле.
10. Обчисліть середні значення U_3 та нанесіть точки, що відповідають експериментально знайденим даним $\langle U_3(v) \rangle$, на координатну площину.
11. За допомогою лінійки проведіть пряму лінію так, щоб кожна одержана експериментально точка лежала якомога ближче до неї.
12. Знайдіть тангенс кута нахилу одержаної прямої α , як показано на рисунку 4б

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta'U}{\Delta'v} \quad (9)$$

та розрахуйте сталу Планка за виразом (6).

13. Зробіть оцінку похибки вимірювань

$$\Delta h = h \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{\Delta'U_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v}{\Delta'v}\right)^2}. \quad (10)$$

Тут як ΔU слід брати інструментальну похибку ΔU_3 , а як Δv – максимальне значення похибки визначення частоти з ряду Δv_i , що відповідають кожному світлофільтру

$$\Delta v_i = \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} v_i. \quad (11)$$

14. Підготуйте другу координатну площину $U_3(v)$ на міліметровому папері в такому масштабі, щоб одержати точку перетину експериментального графіка з віссю U_3 .
15. Знайдіть відстань U_1 між точкою перетину графіка з віссю U_3 та нулем координат і визначте роботу виходу A електронів з матеріалу катода

$$A = eU_1. \quad (12)$$

16. Зробіть оцінку похибки визначення A за формулою

$$\Delta A = \frac{\Delta U_3}{U_1} A. \quad (13)$$

17. Зробіть висновки до лабораторної роботи.

6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

На оцінку “задовільно”

1. У чому сутність явища фотоефекту?
2. Що називають затримувальною напругою?
3. Записати рівняння Ейнштейна для фотоефекту.
4. Накреслити принципову схему установки та пояснити призначення її елементів.
5. Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

На оцінку “добре”

6. Сформулювати три закони фотоефекту.
7. Що називають роботою виходу? Як її визначають та від чого вона залежить?
8. Яку форму має залежність затримувальної напруги від частоти? Відповідь аргументувати.
9. Нарисувати якісну типову вольт-амперну характеристику фотоелемента та пояснити процеси, що відбуваються на її основних ділянках.
10. Навести приклади застосування фотоефекту.

На оцінку “відмінно”

11. Пояснити різницю між внутрішнім та зовнішнім фотоефектами.
12. Розкрити методика визначення сталої Планка в лабораторній роботі.
13. Який фізичний зміст має стала Планка?
14. Як пояснюються закони фотоефекту з позицій корпускулярного уявлення про світло?
15. Вивести формулу визначення сталої Планка.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.
2. Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: навчальний посібник: у 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми: Алагн ЕКС, 2003.
3. Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики: у 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.:Высш. шк., 1990.
5. Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. физика. – М.: Физматлит, 2001.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М.: Наука, 1980.

Лабораторна робота 13

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИДИМОГО СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДНЮ

1. МЕТА РОБОТИ

1. Експериментально переконатися у тому, що спектр випромінювання атомарного водню є дискретним.
2. Ознайомитися з принципом роботи монохроматора УМ-2.
3. Визначити сталу Рідберга.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Спектр випромінювання – це сукупність довжин (або частот) електромагнітних хвиль, які здатна випромінювати речовина. Також, коли говорять про спектр, автоматично мають на увазі характер розподілу енергії випромінювання за довжинами хвиль. Надалі будемо мати на увазі лише *оптичні спектри* або спектри, що відповідають *оптичному* діапазону довжин хвиль ($\sim 400\text{-}700$ нм).

Дослідження спектрів випромінювання різних хімічних елементів та їх сполук має велике значення як з фундаментальної, так і з практичної точок зору. Механізми випромінювання прямо пов'язані з будовою атома та принципами взаємодії його структурних елементів. Випромінювання атомом електромагнітної хвилі є наслідком зміни його стану, а енергія випромінювання слугує кількісною характеристикою таких змін. Таким чином, спектр випромінювання відображає хімічну та фізичну індивідуальність атомів і молекул та дає однозначну інформацію про їх внутрішню будову.

Практичне значення даного питання є прямим продовженням його фундаментальної цінності. Оскільки спектр є фактично “паспортом” хімічного елемента або сполуки, дослідження спектра випромінювання може дати якісну та кількісну інформацію про склад речовини. Метод визначення хімічного складу речо-

вини за допомогою вивчення спектра її випромінювання називають *спектральним аналізом*. У переважній більшості випадків спектральний аналіз точніший, швидший та більш чутливий за хімічні методи і тому широко застосовується у сучасному виробництві та наукових дослідженнях. Особливу роль даний метод відіграє в астрофізиці: тут це єдиний експериментальний метод визначення хімічного складу речовин зірок та міжзоряного середовища, а також швидкості руху космічних об'єктів.

Історія сучасних уявлень про мікроскопічну будову речовини починається з початку 20-го сторіччя і свідчить про ключову роль аналізу спектрів випромінювання. У 1911 р. англійський фізик Е. Резерфорд на основі аналізу даних відомого експерименту з розсіювання α -частинок на тонкому шарі золота запропонував так звану планетарну модель атома. Згідно з цією моделлю атом складається з позитивно зарядженого ядра, навколо якого обертаються електрони. При цьому майже вся маса атома зосереджена в ядрі, а характерні відстані електронів від центра ядра набагато більші від його діаметра. Класична електродинаміка передбачає безперервне випромінювання електромагнітної хвилі зарядженою частинкою, що рухається з прискоренням, за рахунок її енергії. Для електрона, що обертається навколо ядра, втрати енергії за рахунок випромінювання повинні зумовити поступове зменшення радіуса його орбіти до нульового значення. Останнє означає падіння електрона на ядро та припинення існування атома. Проте досвід показує, що час стабільного існування атомів може бути необмежено довгим.

З іншого боку, електрон, що обертається по орбіті змінного радіуса, повинен випромінювати хвилю змінної частоти безперервного спектра. Проте експериментально встановлено, що атомарні спектри хімічних елементів є *дискретними*. В цьому і полягає сутність другого протиріччя планетарної моделі атома з точки зору класичних уявлень про матерію.

Перша спроба розв'язати дану проблему була зроблена датським фізиком Н. Бором у 1913 р. В її основу покладено два постулати, які просто стали узагальненням експериментальних фактів та вважалися правильними, незважаючи на їх несумісність із класичною фізикою.

Перший постулат Бора пояснює можливість стабільного існування атомів і формулюється так: атом здатний необмежено довгий час перебувати лише в особливих стаціонарних станах, кожному з яких відповідає своя енергія W_n . Тут індекс n позначає номер стану, $n = 1, 2, 3, \dots$ – ціле додатне число, яке ще називають **головним квантовим числом**. У стаціонарних станах атом не випромінює та не поглинає енергію. Для планетарної моделі атома це означає, що електрон в атомі може рухатися лише по строго визначених колових стаціонарних орбітах. Радіуси стаціонарних орбіт визначаються з так званого **правила квантування моменту імпульсу**

$$L_n = m_e V_n r_n = 2\pi n h, \quad (1)$$

де L_n – момент імпульсу електрона; r_n – радіус орбіти електрона в n -му стані; V_n – швидкість руху електрона; m_e – маса електрона; $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка. Таким чином, момент імпульсу має бути дискретною величиною.

Другий постулат Бора: випромінювання або поглинання атомом енергії відбувається лише при переходах з одного стаціонарного енергетичного рівня на інший. Частота випромінювання ν_{nm} при цьому визначається значеннями енергії в станах n та m

$$h \nu_{nm} = W_n - W_m. \quad (2)$$

Для планетарної моделі атома даний постулат зумовлює те, що випромінювання енергії відбувається під час переходу електрона з орбіти з більшим радіусом на орбіту з меншим радіусом. Перехід же електрона з орбіти з меншим радіусом на орбіту з більшим радіусом відбувається за рахунок поглинання енергії. Даний постулат необхідний для пояснення здатності атома випромінювати і поглинати хвилі, спектр яких є дискретним.

Знайдемо зв'язок між постулатами Бора та дискретністю спектра випромінювання атома водню. Будемо вважати електрон та ядро атома зарядженими матеріальними точками, динаміка яких відбувається за класичними законами. Оскільки маса ядра набагато більша від маси електрона, ядро можна вважати

нерухомим. На електрон з боку ядра буде діяти сила Кулона. За другим законом Ньютона рух електрона по стаціонарній орбіті описується таким рівнянням:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e V_n^2}{r_n}, \quad (3)$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала. Сумісне розв'язання співвідношень (1) та (3) відносно радіуса та швидкості дасть

$$V_n = \frac{e^2}{2\epsilon_0 n h}, \quad r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} n^2. \quad (4)$$

Повна енергія електрона визначається сумою кінетичної та потенціальної складових

$$W_n = W_n^{kin} + W_n^{nom} = \frac{m_e V_n^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}. \quad (5)$$

Підстановкою (4) в (5) одержимо вираз для енергії електрона

$$W_n = W(n) = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}. \quad (6)$$

З урахуванням (2) та співвідношення між циклічною частотою та довжиною хвилі $\nu = c/\lambda$ одержимо вираз, який задає дискретну послідовність довжин хвиль спектра атома водню

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$ – додатне ціле число, а

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ (с}^{-1}\text{)} \quad (8)$$

називають *сталою Рідберга*. Зауважимо, що у планетарній моделі атома ціле число n позначає номер орбіти, з якої електрон переходить на нижчу орбіту, номер якої, у свою чергу, позначається числом m .

Вираз (7) визначає можливі довжини хвиль випромінювання атома водню, які напрочуд добре узгоджуються з експериментальними даними. Проте спроби описати за допомогою теорії Бора спектри більш складних атомів не дали позитивного результату. Тому на сьогодні дана теорія має виключно історичне значення як перехідний етап від класичної фізики до квантової.

Більш складний та послідовний підхід, який дозволяє, у принципі, описати спектри випромінювання усіх без винятку атомів, базується на так званому рівнянні Шредінгера. Дискретний спектр енергії валентних електронів у атомах впливає безпосередньо з умови існування розв'язку зазначеного рівняння. Цікаво, що серіальна формула (7) виявляється справедливою з позицій нової теорії, що, за великим рахунком, є випадковим збігом.

Спектральні лінії атома водню можна об'єднати у групи згідно зі значенням величини m у співвідношенні (7). Усі довжини хвиль випромінювання атомів, що відбувається при переході електронів з будь-якої орбіти на певну, яка визначається величиною m , називають **серією**. Серії в спектрі атома водню отримали свої назви.

- $m = 1$ – серія **Лаймана** ($n = 2, 3, 4, \dots$), належить до ультрафіолетової частини спектра;
- $m = 2$ – серія **Бальмера** ($n = 3, 4, 5, \dots$) – вивчається в даній роботі, лежить у видимій частині спектра;
- $m = 3$ – серія **Пашена** ($n = 4, 5, 6, \dots$), лежить у близькій інфрачервоній (ІЧ) області;
- $m = 4$ – серія **Брекета** ($n = 5, 6, 7, \dots$), лежить у близькій ІЧ-області;
- $m = 5$ – серія **Пфунда** ($n = 6, 7, 8, \dots$), лежить у далекій ІЧ-області.

3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

1. Монохроматор УМ-2.
2. Блок живлення.
3. Капілярна трубка з воднем.
4. Індукційна високовольтна котушка.
5. Графік залежності довжини хвилі від показів барабана монохроматора (дисперсійна крива).

4. ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Перепишемо співвідношення (7) у такому вигляді:

$$\lambda = \frac{c}{R} \cdot \frac{m^2 n^2}{n^2 - m^2}. \quad (9)$$

Для експериментальної перевірки справедливості виразу (9) в межах видимої частини спектра ($m = 2$) потрібно показати лінійність залежності

$$\lambda = \lambda(r) = Ar, \quad (10)$$

де

$$r = r(n) = \frac{4n^2}{n^2 - 4}, \quad (11)$$

а константа A дорівнює c/R . Тут $n = 3, 4, 5, 6$, оскільки у лабораторній роботі спостерігаються 4 спектральних лінії.

За кімнатних температур водень перебуває у молекулярному стані (H_2). Крім того, електрони у молекулах перебувають в основних станах, тому випромінювання відсутнє. У найпростіший спосіб одержати атомарний водень, електрони якого перебувають у збуджених станах, можна шляхом прикладання високої напруги до розрідженого молекулярного водню. В даній лабораторній роботі газ знаходиться у спеціальній капілярній трубці 2 (див. рис. 1), до якої підводиться напруга від індукційної високовольтної котушки 3. Наявні внаслідок спонтанної іонізації

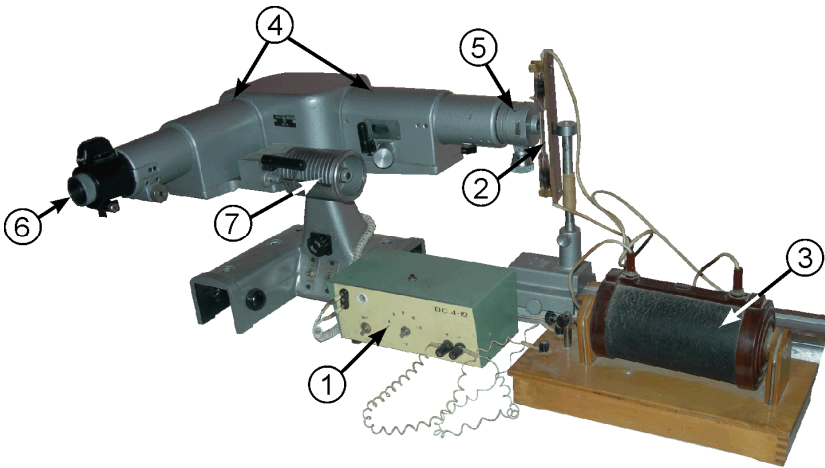


Рисунок 1 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – блок живлення; 2 – капілярна трубка з воднем; 3 – індукційна високовольтна котушка; 4 – монохроматор УМ-2; 5 – коліматор; 6 – окуляр; 7 – барабан

електрони та іони водню розганяються полем та стикаються з молекулами водню. Внаслідок цього з'являються нові іони та електрони, які, у свою чергу, також розганяються полем і т.д. Таким чином, має місце лавинний розряд, наслідком якого є утворення окремих атомів водню у збудженому стані. Самочинний перехід електронів зі збуджених станів до основного супроводжується випромінюванням світлових хвиль, і газ у трубці світиться яскраво-бузковим кольором.

Таке забарвлення свідчить про те, що джерело світла є **немонохроматичним**. Щоб одержати інформацію про спектральний склад даного світла, достатньо пропустити його вузький пучок через скляну призму. За рахунок того, що швидкість поширення електромагнітної хвилі в середовищі залежить від довжини хвилі (дане явище називають **дисперсією**), заломлене світло для різних довжин хвиль буде виходити з призми під різними кутами (див. рис. 2а). Кут виходу променя з призми (φ) є тією інформаційною ознакою, за якою можна виміряти довжину хвилі. Дана ідея реалізована у вимірювальному приладі, який називають

монохроматором (див. рисунок 1). У даній роботі використовується монохроматор типу УМ-2. Незважаючи на свій «поважний» вік (його було спроектовано у 50-х роках 20-го століття), дана модель використовується до цього часу через свою вдалу конструкцію. Оптична схема приладу наведена на рисунку 2б. Завдяки вхідній щілині 1 та системі лінз конденсора 2, що входять до коліматора, на систему призм 3 потрапляє вузький пучок світла від джерела. Система призм може обертатися у площині рисунка таким чином, що у полі зору окуляра 6 виявляються лише промені з того чи іншого діапазону довжин хвиль. Призми 3 повертаються шляхом обертання барабана 7 (див. рис. 1), на якому є шкала в градусах. Кожній поділці на барабані відповідає та довжина хвилі видимого діапазону, на яку вказує візир 5 (рисунок 2б). Зображення візира можна бачити у центрі поля зору окуляра 6 (див. рисунок 3а). Безпосереднє значення довжини хвилі залежно від показання барабана визначається за допомогою спеціального графіка – дисперсійної кривої даного монохроматора (див. рисунок 3б).

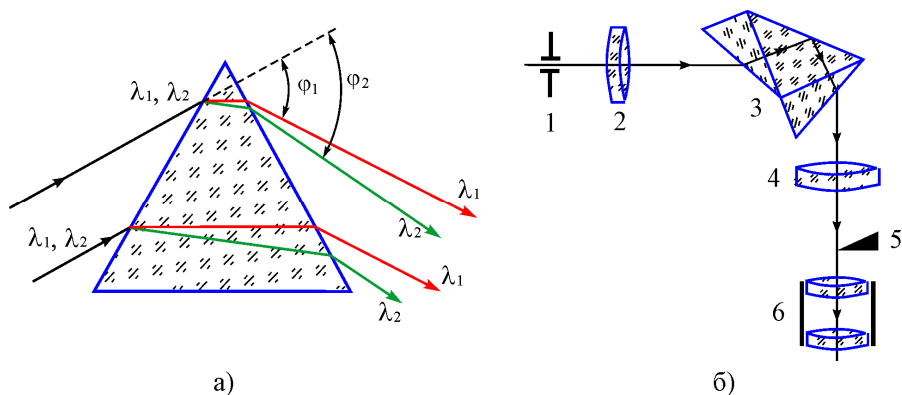


Рисунок 2 – Хід світлових хвиль з різною довжиною через призму (а). Оптична схема монохроматора УМ-2 (б): 1 – вхідна щілина коліматора; 2 – конденсор; 3 – дисперсійний елемент (призма Аббе); 4 – об’єктив; 5 – візир; 6 – окуляр

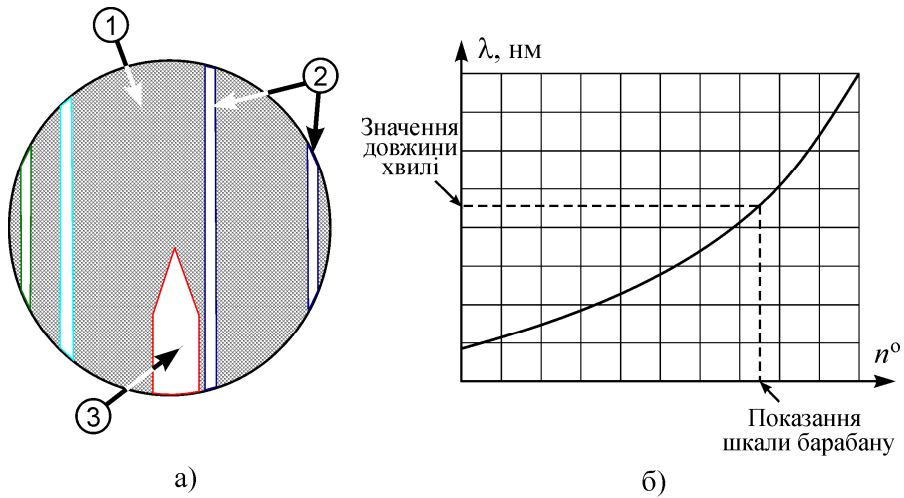


Рисунок 3 – Поле зору окуляра (а): 1 – темний фон; 2 – спектральні лінії; 3 – візир. Характерний вигляд дисперсійної кривої (б)

Якісний аналіз спектра випромінювання водню показує, що даний елемент дійсно випромінює лише хвилі на окремих частотах, що є прямим доказом дискретності спектра енергій електрона в атомі.

5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Уважно ознайомтеся з будовою установки та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.

Увага! Окремі елементи лабораторної установки знаходяться під високою напругою. Тому заборонено знімати кожух з капілярної трубки та контактувати з індукційною котушкою 3 (див. рисунок 1).

2. Увімкніть установку в мережу. Натисканням пускової кнопки на блоці живлення 1 (рисунок 1) подайте напругу на трубку з воднем 2. Обертаючи барабан 7, позиціонуйте першу (червону) спектральну лінію точно за візиром. Показання на барабані запишіть до таблиці 1.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Колір лінії	n	$r(n)$	Кількість поділок					Середнє, в поділках	λ , нм
			№ досліду						
			1	2	3	4	5		
Червоний	3								
Зелено-блакитний	4								
Синій	5								
Слабко-фіолетовий	6								

Для запобігання виходу з ладу капілярної трубки не слід довго тримати пускову кнопку у ввімкненому положенні.

3. Повторіть дослід зі знаходження першої лінії ще 4 рази. Результат занесіть до таблиці 1.
4. Знайдіть решту спектральних ліній та виміряйте відповідні їм кількості поділок, як було зазначено у попередніх пунктах. Результати занесіть до таблиці 1.
5. Визначте середні значення показів барабана монохроматора для кожної спектральної лінії та за дисперсійною кривою (рисунок 3) знайдіть відповідні значення довжин хвиль.

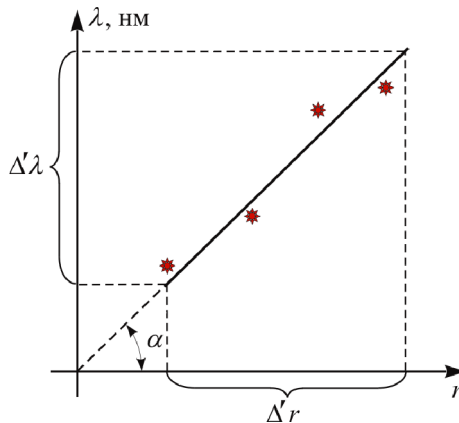


Рисунок 4 – До визначення сталої Рідберга за експериментальними даними

6. Заповніть решту таблиці 1. Значення $r(n)$ слід знаходити за формулою (11).
7. Одержані значення нанесіть на графік $\lambda(r)$ (див. рисунок 4) та проведіть пряму лінію так, щоб кожна одержана експериментально точка лежала якомога ближче до неї.
8. Знайдіть тангенс кута нахилу одержаної прямої α згідно з рисунком 4

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta' \lambda}{\Delta' r}. \quad (12)$$

9. Визначте сталу Рідберга як

$$R = c / \operatorname{tg} \alpha. \quad (13)$$

10. Порівняйте одержане за формулою (13) значення з теоретичним, що дається виразом (8).
11. Зробіть висновки до лабораторної роботи.

6. КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

На оцінку “задовільно”

1. Описати планетарну модель атома.
2. Сформулювати постулати Бора.
3. Що називають дисперсійною кривою монохроматора?
4. Що таке спектроскопія?
5. Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

На оцінку “добре”

6. Пояснити механізм випромінювання електромагнітної хвилі атомом. Чому спектр випромінювання є дискретним?
7. У чому суть явища дисперсії? Її роль у роботі монохроматора.
8. Описати будову та принцип роботи монохроматора УМ-2.
9. У чому переваги спектроскопії над іншими методами? Навести приклади.

10. Як у даній роботі за експериментальними даними визначається стала Рідберга?

На оцінку “відмінно”

11. Які протиріччя містить теорія Бора?
12. Яким чином водень у капілярній трубці починає світитися? Якими процесами це супроводжується?
13. Розрахувати енергію, швидкість та радіус орбіти електрона в атомі водню.
14. Розрахувати для воднеподібного атома потенціал іонізації та роботу іонізації.
15. Вивести формулу теоретичного визначення сталої Рідберга (8).

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.
2. Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: навчальний посібник: у 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми: Алан ЕКС, 2003.
3. Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики: у 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.:Высш. шк., 1990.
5. Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Физматлит, 2001.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М.: Наука, 1980.

Лабораторна робота 14

ВИВЧЕННЯ ПРИНЦИПУ ДІЇ ЕЛЕКТРОННОГО МІКРОСКОПА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ДЕ БРОЙЛЯ ЕЛЕКТРОНА

1. МЕТА РОБОТИ

1. Ознайомитися з будовою та принципом дії електронного мікроскопа.
2. Визначити довжину хвилі де Бройля, користуючись електронограмами металевих полікристалічних зразків.
3. Дослідити вплив релятивістських ефектів на величину хвилі де Бройля.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

2.1. Хвильові властивості речовини

Згідно з сучасними уявленнями про матеріальний світ класичні поняття “частинка” та “хвиля” є просто абстрактними моделями реальних об’єктів, які не здатні розкрити усієї множини явищ природи, особливо у мікросвіті. Будь-який реальний мікроскопічний об’єкт (наприклад, електрон або фотон) має як властивості частинки, так і властивості хвилі, і залежно від конкретних умов спостереження у нього можуть проявлятися або одні, або інші. Останнє твердження складає зміст так званого **корпускулярно-хвильового дуалізму** матерії. З квантової оптики відомо, що електромагнітній хвилі з частотою ν відповідає частинка – фотон – з енергією W , яка визначається співвідношенням

$$W = h\nu, \quad (1)$$

де $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка. За аналогією з цим французький фізик Луї де Бройль висловив гіпотезу, згідно з якою кожній частинці з імпульсом \vec{p} відповідає хвиля з довжиною λ . Зв’язок між модулем імпульсу p та λ визначається таким чином:

$$p = h/\lambda . \quad (2)$$

Хвилі, які відповідають частинкам, на честь автора ідеї називаються **хвилями де Бройля**.

Нехай електрон набуває швидкості під дією різниці потенціалів U . Тоді, скориставшись законом збереження енергії, одержимо

$$eU = W_k, \quad (3)$$

де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль заряду електрона; W_k – кінетична енергія, яка для нерелятивістського випадку (коли швидкість V руху електрона набагато менша від швидкості світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с) дорівнює

$$W_k = \frac{1}{2} m_e V^2, \quad (4)$$

$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – маса спокою електрона. У релятивістському випадку (тобто коли виконується умова $V \sim c$) кінетична енергія визначається як

$$W_k = c\sqrt{p^2 + m_e^2 c^2} - m_e c^2. \quad (5)$$

З урахуванням співвідношень (2)-(5) можна показати, що довжина хвилі де Бройля електрона знаходиться як

$$\lambda = h/\sqrt{2m_e eU} \quad (V \ll c), \quad (6)$$

$$\lambda = h/\sqrt{2m_e eU(1 + eU/2m_e c^2)} \quad (V \sim c). \quad (7)$$

Гіпотеза де Бройля не є просто зручним прийомом, який дозволяє математично формалізувати закономірності мікросвіту. Ще раз підкреслимо, що об'єкти, які ми звикли вважати “частинками”, насправді можуть демонструвати хвильові властивості. Наприклад, явища інтерференції та дифракції електронів не лише можуть спостерігатися, а мають дуже широке застосування у фізиці та техніці.

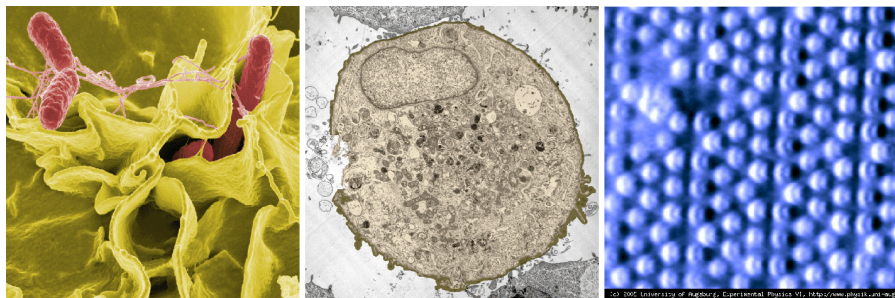
2.2. Електронний мікроскоп

До 80 % інформації людина одержує через органи зору. Тому інструментальні засоби візуального спостереження за об'єктами навколишнього світу невпинно вдосконалювалися впродовж усієї історії людства. При цьому традиційно використовувалися джерела світла оптичного діапазону, а розрахунок приладів проводився на базі формалізму геометричної оптики. Однак, як було показано англійським фізиком Релеєм, дві точки можуть бути зареєстровані роздільно лише тоді, коли кутова відстань $\delta\varphi$ між ними

$$\delta\varphi \geq 1,22\lambda'/2R, \quad (8)$$

де λ' – довжина світлової хвилі; R – радіус лінзи, сферичного дзеркала або діафрагми. Для підвищення роздільної здатності стандартних оптичних приладів потрібно або збільшувати радіус R , або зменшувати довжину хвилі λ' . Перший спосіб обмежений технічними можливостями виробництва лінз. Зменшення ж довжини хвилі означає недоступність зображення для людського ока, оскільки тоді світлові хвилі будуть лежати в ультрафіолетовій частині спектра. Цю складність можна подолати за допомогою спеціальних перетворювачів та методу фотографії. Але ультрафіолетового діапазону не достатньо для істотного розширення меж вимірювання, а рентгенівськими променями неможливо керувати за допомогою звичних лінз, оскільки їх показник заломлення в цій області спектру майже дорівнює одиниці.

Саме тут і слід згадати про хвильові властивості мікрочастинок, зокрема електрона. Аналіз виразів (6) та (7) показує, що відповідна довжина хвилі де Бройля визначається прискорюючою різницею потенціалів U . Наприклад, величині $U \sim 100$ кВ відповідає $\lambda \sim 0,01$ нм. Цей факт і є фізичною основою для роботи цілого класу вимірювальних приладів – електронних мікроскопів. За стандартним означенням прилад, який дозволяє одержувати збільшені зображення об'єктів, використовуючи для їх освітлення потік розігнаних до високих швидкостей електронів, називається **електронним мікроскопом**. Проте зараз завдяки бурхливому розвитку методу електронної мікроскопії та виникненню



а)

б)

в)

Рисунок 1 – Зображення бактерії сальмонели, одержане за допомогою скануючого електронного мікроскопа (а); зображення клітини, одержане за допомогою просвічувального електронного мікроскопа (б); зображення атомів на поверхні кристала з гексагональною решіткою, одержане за допомогою атомно-силового мікроскопа (в)

широкого спектру модифікацій цього приладу, збільшення далеко не єдина його функція. Серед найбільш відомих можливостей сучасних електронних мікроскопів слід відзначити такі:

- а) дослідження топології поверхні матеріалів;
- б) дослідження внутрішньої будови твердих тіл;
- в) побудова тривимірних зображень мікрооб'єктів;
- г) дослідження їх електричних та магнітних властивостей;
- д) маніпулювання мікрооб'єктами.

Типові приклади зображень, одержаних за допомогою електронних мікроскопів, наведені на рисунку 1.

Розглянемо детально найпростіший тип електронного мікроскопа – *просвічувальний електронний мікроскоп* (ПЕМ). За принципом дії він подібний до звичайного оптичного мікроскопа, лише замість світла використовується пучок електронів – так званий електронний промінь. Однак конструкційно ПЕМ значно відрізняється від оптичного, у першу чергу принципом керування променем. Впливати на рух заряджених електронів можна за допомогою електричних та магнітних полів. Тому керування електронним променем відбувається за допомогою так званих *електростатичних* або *магнітних лінз*. Також необхідною умовою безперешкодного проходження електронного променя є глибокий вакуум. Тому вся оптична система ПЕМ розміщена у спеціальній евакуйованій колоні, тиск у якій у мільйони разів менший від атмосферного.

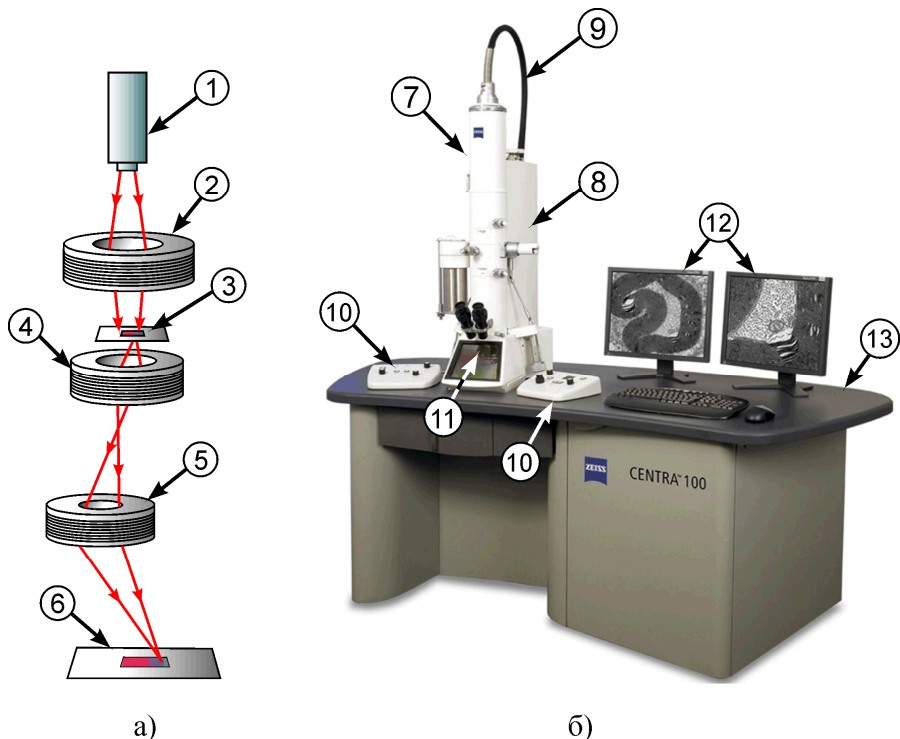


Рисунок 2 – Оптична схема ПЕМ (а); сучасний ПЕМ компанії “Carl Zeiss” (б): 1 – електронний прожектор; 2 – конденсорна лінза; 3 – досліджуваний зразок; 4 – проєкційна лінза; 5 – об’єктивна лінза; 6 – екран із зображенням; 7 – колона з оптичною системою ПЕМ; 8 – вакуумна система; 9 – високовольтний кабель; 10 – органи керування мікроскопом; 11 – вікно екрана; 12 – монітори комп’ютера; 13 – станина

Схематично будова оптичної частини ПЕМ наведена на рисунку 2а. Джерелом електронів, як і в електронно-променевої трубці, є так званий електронний прожектор 1. Він складається з підігрівного катода, який завдяки термоелектронній емісії випромінює електрони, та системи анодів, що фокусують їх у вузький пучок, а потім прискорюють. Подальше проєктування променя на екран 6 відбувається, як правило, за допомогою магнітних лінз. Магнітна лінза конструкційно являє собою котушку зі струмом, розміщену у спеціальному кожусі з кобальт-нікелевого сплаву.

Напруженість магнітного поля у центрі магнітної лінзи дуже велика і регулюється струмом у котушці. Кожна лінза має своє призначення. Перша, так звана **конденсорна** лінза 2, проектує електронний промінь на досліджуваний об'єкт 3. Після просвічування модифікований промінь проходить через **проекційну** 4 та **об'єктивну** 5 лінзи, які формують зображення на екрані. У цьому полягає аналогія з системою звичайного оптичного мікроскопа.

Зображення в ПЕМ формується завдяки розсіянню електронів у матеріалі досліджуваного зразка. При цьому ступінь розсіювання пропорційний товщині та густині ділянок зразка. Таким чином, за інтенсивністю променя, що потрапляє в результаті на екран, можна дізнатися про будову об'єкта досліджень. Кінцева обробка зображення може бути різноманітною. Наприклад, можна безпосередньо спостерігати зображення у спеціальний бінокулярний мікроскоп, фотографувати зображення або переводити його у цифрову форму за допомогою матриці фотодіодів та передавати у комп'ютер. Зовнішній вигляд сучасного ПЕМ наведений на рисунку 2б.

2.3. Електронографія

Будь-який ПЕМ може працювати у двох режимах:

- а) **режим мікроскопа**, коли на екрані спостерігається безпосередньо зображення об'єкта;
- б) **режим електронографії**, коли на екрані спостерігається дифракційна картина від зразка.

Електронографія – метод дослідження будови речовини, що базується на дифракції електронів на атомній структурі матеріалу. Даний метод є потужним інструментом дослідження внутрішньої будови речовини. За його допомогою визначають атомну структуру кристалів, аморфних тіл і навіть молекул. Так, структуру молекули ДНК розшифрували саме за електронограмами. **Електронограма** – фотографічний знімок дифракційної картини, яка утворюється під час розсіювання електронів об'єктами. Взаємне розміщення і ступінь освітленості дифракційних максимумів на електронограмі дають інформацію про структуру досліджуваного зразка.

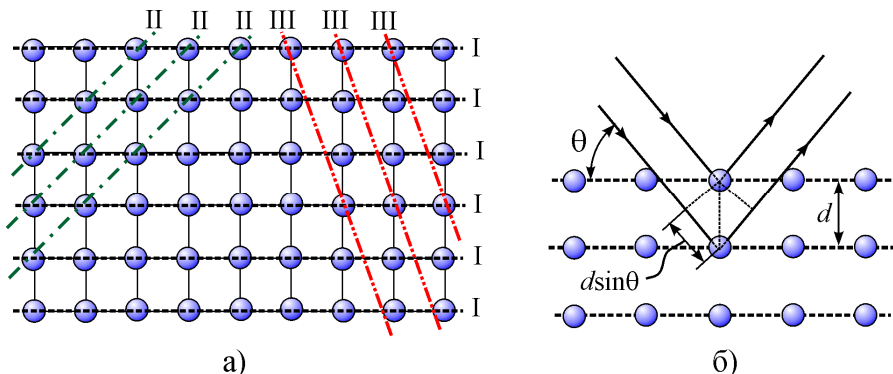


Рисунок 3 – Схематичне зображення кристалічної решітки. Площини, проведені через атомні площини у кристалі (а); до пояснення формули Вульфа-Брегга (б)

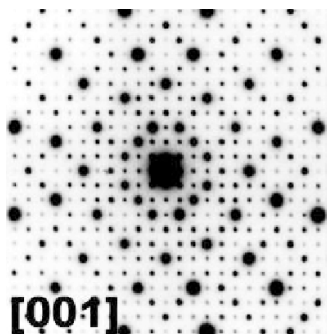
У подальшому будуть досліджуватися електронोगрами кристалічних зразків, тому зупинимося більш детально саме на них. Атоми в кристалі розміщені впорядковано, утворюючи кристалічну решітку. Користуючись підходом, який запропонували Ю. Вульф, У.Л. Брегг та У.Г. Брегг, проведемо через періодично розміщені атоми умовні площини, які будемо називати **атомними площинами** (див. рисунок 3а). Електрони будуть відбиватися від сусідніх паралельних атомних площин та інтерферувати між собою подібно вторинним хвилям, що йдуть від різних щілин дифракційної решітки. Зі схеми на рисунку 3б простежується, що умова максимуму дифракційної картини матиме вигляд

$$2d \sin \theta = \pm n\lambda, \quad (9)$$

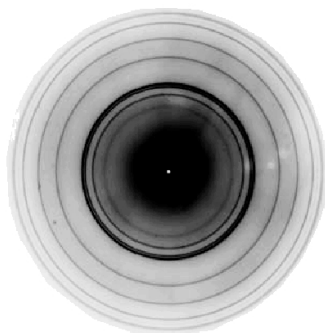
де d – відстань між атомними площинами (величина, відома для кожного типу матеріалу); θ – кут між напрямком падіння електронів та атомною площиною; $n = 1, 2, 3, \dots$ – ціле додатне число. Вираз (9) називається **формулою Вульфа-Брегга**. Атомних площин можна провести нескінченно багато, проте вони будуть відрізнятися щільністю розміщення атомів на них, як показано на рисунку 3а.

Завдяки внутрішній симетрії кристала одному й тому самому напрямку падіння електронного променя може відповідати декілька різних за положенням та інтенсивністю дифракційних мак-

симумів, а сама дифракційна картина матиме вигляд симетрично розміщених світлих плям різної інтенсивності (див. рисунок 4а). Кожен із таких максимумів буде задовольняти рівняння (9), що записане для конкретної системи паралельних атомних площин (див. рисунок 3а).



а)



б)

Рисунок 4 – Приклади електронограм: від монокристалічного телуриду талію $\text{Ta}_{97}\text{Te}_{60}$ (а); від полікристалічного берилію (б)

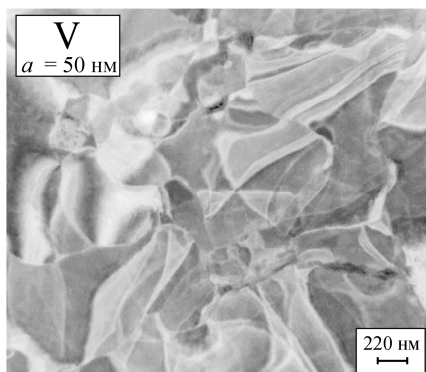
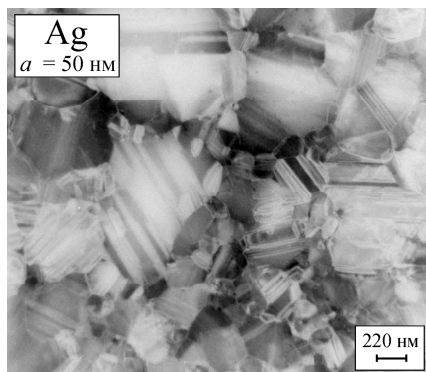


Рисунок 5 – Знімки полікристалічних плівок срібла та ванадію (одержані співробітниками кафедри прикладної фізики СумДУ за допомогою електронного мікроскопа ПЕМ-125К Сумського заводу “Selmi”)

Якщо зразок полікристалічний (див. рис. 5), то умова (9) буде виконуватись одночасно для багатьох хаотично зорієнтованих монокристалічних складових (так званих зерен) полікристала. У результаті для кожної системи атомних площин та кожного n одержимо не один напрямок максимуму дифракції, а їх множину, що утворює конічну поверхню. Вісь такої поверхні буде збігатися з напрямком початкового електронного променя, а кінцева дифракційна картина матиме вигляд системи дифракційних кілець (див. рис. 4б).

3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

1. Електронний мікроскоп.
2. Електроннограми полікристалічних зразків.
3. Лінійка.

4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТУ

Користуючись виразом (9) та знаючи всі величини, що входять до його складу, можна визначити довжину хвилі де Бройля електрона з електроннограми полікристалічного зразка. На рисунку 6а зображений хід електронного променя через зразок. У випадку, коли кут між атомною площиною та напрямком ходу променя становить θ , кут між початковим напрямком променя та напрямком його виходу буде становити 2θ . Якщо кут θ порівняно малий ($\theta \ll 1$), справедливі такі наближені рівності:

$$\operatorname{tg}2\theta \approx 2\theta \approx 2\sin\theta.$$

З урахуванням останнього виразу та того, що $\operatorname{tg}2\theta = D/2L$ (див. рисунок 6а), формула (9) для першого максимуму ($n = 1$) набуває вигляду

$$\lambda = \frac{1}{2L} D_i d_i, \quad (10)$$

де D_i – діаметр кільця електронограми, що відповідає першому максимуму дифракції від i -ї системи атомних площин; d_i – відстань між атомними площинами i -ї системи; L – ефективна відстань між зразком та фотопластинкою.

Перепишемо вираз (10) у такому вигляді:

$$D_i = 2\lambda L \frac{1}{d_i} = \operatorname{tg} \alpha_i \frac{1}{d_i}.$$

Останнє співвідношення дозволяє простежити, що довжина хвилі де Бройля λ входить у коефіцієнт пропорційності у лінійній залежності D_i від $1/d_i$. Цим можна скористатися для точного визначення величини λ з експериментальних даних. Якщо нанести одержані у результаті вимірювань значення D_i та d_i на координатну площину та провести пряму лінію, як показано на рисунку 6б, тангенс кута нахилу цієї прямої до осі $1/d$ і буде визначати величину довжини хвилі де Бройля як

$$\lambda = \frac{1}{2L} \cdot \operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2L} \cdot \frac{D_{\max} - D_{\min}}{1/d_{\min} - 1/d_{\max}}, \quad (11)$$

де величини D_{\max} , D_{\min} , $1/d_{\max}$, $1/d_{\min}$ визначаються з рисунка 6б.

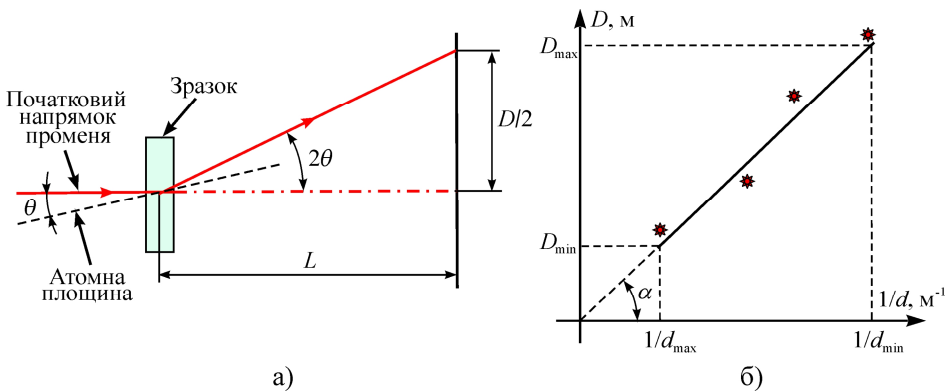


Рисунок 6 – Хід електронного променя через зразок (а); графік щодо визначення хвилі де Бройля з експериментальних даних (б)

5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Особливість даної роботи полягає у тому, що студент не працює безпосередньо на електронному мікроскопі, оскільки даний прилад є надто складним в експлуатації, а одержання електронограм потребує значного часу .

1. Уважно ознайомтеся із попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
2. Візьміть участь в екскурсії до лабораторії, де розміщений електронний мікроскоп, та уважно вислухайте розповідь відповідального лаборанта.
3. Одержіть у викладача електронограми від полікристалічних зразків і такі дані, необхідні для подальших розрахунків: а) величину прискорюючої напруги U_1 та U_2 для обох зразків; б) ефективну відстань L ; в) відстані d_i між атомними площинами (див. вираз (10)). Запишіть ці дані у таблицю 1.
4. Виміряйте не менше як три рази діаметри **всіх** дифракційних кілець електронограм двох зразків та запишіть їх у таблицю 1.
5. Побудуйте для кожного зразка графік згідно з рисунком 6б та визначте з нього величини $1/d_{\min}$, $1/d_{\max}$ та D_{\max} , D_{\min} . Дані запишіть у таблицю 1. Важливо врахувати, що зазначені залежності мають виходити з нуля координат.
6. Визначте довжини хвиль де Бройля для кожного зразка з одержаних даних за допомогою співвідношення (11).
7. Похибки визначення оцініть як

$$\Delta\lambda = \lambda \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{D_{\max}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D_{\min}}\right)^2}. \quad (12)$$

Тут похибкою ΔD слід вважати половину товщини дифракційного кільця на електронограмі.

8. Розрахуйте теоретичні значення λ згідно із виразами (6) та (7). Порівняйте одержані значення між собою та із експериментально визначеними довжинами хвиль.
9. Зробіть висновки до лабораторної роботи.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

№ зра- зка	№ дифра- кційного кільця	d , нм	$1/d$, нм ⁻¹	№ ви- мірю- вання	D , мм	λ , нм	λ , нм теор. (6)	λ , нм теор. (7)
1	1			1				
				2				
				3				
				Середнє				
	...							
	N_{\max}							
2	1			1				
				2				
				3				
				Середнє				
	...							
	N_{\max}							

$U_1 =$	$D_{\min} =$	$D_{\max} =$	$1/d_{\min} =$	$1/d_{\max} =$	$\Delta\lambda_1 =$
$U_2 =$	$D_{\min} =$	$D_{\max} =$	$1/d_{\min} =$	$1/d_{\max} =$	$\Delta\lambda_2 =$

$\Delta D =$

6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

На оцінку “задовільно”

1. Сформулювати сутність корпускулярно-хвильового дуалізму матерії. Записати формули для визначення енергії та імпульсу мікрочастинки.
2. Що таке електронний мікроскоп? Для чого він використовується?
3. Що таке електроннограма?
4. Записати формулу Вульфа-Брегга.
5. Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

На оцінку “добре”

6. Записати вираз для визначення довжини хвилі де Бройля, якщо відомий імпульс частинки.
7. Що таке ПЕМ? В яких режимах він може працювати? Чим відрізняються ці режими?
8. Описати оптичну систему ПЕМ.
9. Одержати формулу Вульфа-Брегга. Дати визначення усіх величин, що до неї входять.
10. Що називають атомними площинами? Скільки їх може існувати в кристалі?

На оцінку “відмінно”

11. Пояснити, чому електронोगрами від монокристалічних та полікристалічних зразків мають саме такий вигляд, як наведено на рисунку 4.
12. Розкрити сутність методики визначення довжини хвилі де Бройля з електронограм.
13. Одержати формулу для визначення довжини хвилі де Бройля з електронограм.
14. Одержати вираз для підрахунку похибки (12).
15. Одержати співвідношення (6) та (7) для розрахунку теоретичних значень довжини хвилі де Бройля.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс физики: в 3 т. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.
2. Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: навчальний посібник: у 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми: Алан ЕКС, 2003.
3. Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики: у 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990.

Лабораторна робота 15

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОАКТИВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1. МЕТА РОБОТИ

1. Експериментально переконатися у справедливості закону Бугера.
2. Визначити радіоактивний фон навколишнього середовища.
3. Визначити коефіцієнт поглинання заданого матеріалу.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

2.1. Радіоактивність

Радіоактивністю називається самочинне перетворення одних атомних ядер в інші з випромінюванням суб'ядерних частинок. Як правило, розрізняють три види радіоактивних випромінювань, названі відповідно α -, β - та γ -променями. Аналіз їх траєкторій у магнітному полі показує, що α -промені є потоком ядер гелію; також їх ще називають α -частинками. Бета-промені є потоком електронів (або позитронів); їх ще називають β -частинками. Напрямок руху γ -променів не зазнає дії поля. У подальшому було встановлено, що це електромагнітне випромінювання з дуже малою довжиною хвилі ($\lambda = 10^{-13}$ - 10^{-10} м), тому його ще називають γ -квантами.

Альфа-частинки утворюються у результаті так званого α -розпаду. Загальна схема його проходження умовно записується як



де A – масове число атома або кількість протонів та нейтронів у ядрі атома; Z – зарядове число атома або кількість протонів у ядрі атома. Під час запису реакцій типу (1) завжди потрібно пам'ятати про те, що виконується **закон збереження** заряду та маси, тобто сума масових чисел у лівій частині виразу дорівнює аналогічній сумі у правій. Те саме виконується стосовно Z . Зрозуміло, що ядро

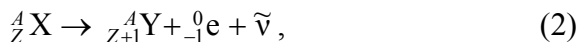
гелію (α -частинка) складається з двох протонів та двох нейтронів. У результаті випромінювання α -частинки ядро залишку Y, як правило, залишається у збудженому стані. Надлишок енергії може бути вивільнений у два способи. Перший полягає у випромінюванні ядром γ -кванта, а другий – у віддаванні енергії електрону внутрішньої оболонки, внаслідок чого електрон виходить за межі атома. Останнє явище називається *електронною конверсією*. Вакансія, яка виникає при цьому, заповнюється електроном з верхніх оболонок. У свою чергу, такі переходи електронів супроводжуються характеристичним рентгенівським випромінюванням.

Бета-частинки утворюються у результаті так званого **β -розпаду**. Всього відомо три типи такого розпаду:

- а) **β^- - розпад** (електронний розпад);
- б) **β^+ - розпад** (позитронний розпад);
- в) **електронне захоплення**.

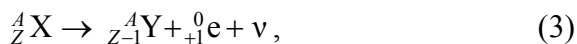
Розглянемо детально кожен.

Електронний розпад (або β^- - розпад) відбувається за схемою



де ${}^0_{-1} e$ – електрон; $\tilde{\nu}$ – так зване **антинейтрино**. Теоретичним підґрунтям існування такої частинки є закон збереження моменту імпульсу, який свідчить про те, що сумарний момент імпульсу частинок у лівій частині співвідношення (2) повинен дорівнювати сумі у правій частині. Оскільки антинейтрино не має заряду, а його маса набагато менша маси електрона, цю частинку дуже складно спостерігати експериментально, однак це було зроблено. Спектр енергій електронів, що випромінюються під час β -розпаду, є досить широким та щільним, оскільки енергія розподіляється між електроном та антинейтрино у довільних пропорціях.

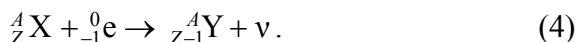
Позитронний розпад (або β^+ - розпад) відбувається за схемою



де ${}^0_{+1} e$ – позитрон – частинка, маса якої дорівнює масі електрона, а заряд за модулем дорівнює заряду електрона, проте є додатний;

ν – нейтрино – частинка, аналогічна до антинейтрино. Спостерігати позитрон можливо лише у вакуумі, оскільки після його утворення за рахунок кулонівської взаємодії він буде притягуватися до одного з електронів, наявних у речовині. У результаті зіткнення обидві частинки зникають, а їх енергія випромінюється у вигляді декількох γ -квантів. Цей процес називається *анігіляцією*.

Електронне захоплення полягає у тому, що один із протонів ядра поглинає електрон внутрішньої електронної оболонки атома. Схема процесу має такий вигляд:



Ядро Y , що виникає при цьому, може бути у збудженому стані, а перехід до основного стану супроводжується випромінюванням γ -квантів. Як і у описаному вище випадку α -розпаду, вакансія, яка виникає на місці захопленого електрона, заповнюється електроном з верхніх оболонок атома. А такі переходи електронів супроводжуються характеристичним рентгенівським випромінюванням.

2.1. Дія радіоактивного випромінювання на біологічні об'єкти

Акти перетворення (або розпаду) атомних ядер та випромінювання частинок мають ймовірнісний характер. Зрозуміло, що коли процеси розпаду відбуваються незалежно один від одного, кількість атомів радіоактивного хімічного елемента буде зменшуватися з часом за експоненціальним законом

$$N = N_0 \exp(-t/\tau), \quad (5)$$

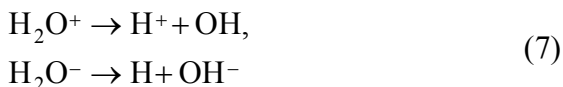
де τ – час, за який кількість ядер зменшується в e ($\approx 2,7183$) разів, залежить від типу матеріалу; N_0 – початкова кількість атомів. Вираз (5) називається **законом радіоактивного розпаду**. Кількість A актів розпаду, що відбувається за одиницю часу, називається **активністю радіоактивної речовини**. Зі співвідношення (5) нескладно одержати, що

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \frac{N_0}{\tau} \exp(-t/\tau) = \frac{N}{\tau}. \quad (6)$$

Одиницею вимірювання активності в СІ є **бекерель** (Бк). Нестандартною, широко застосовною одиницею активності є **кюрі**. Один кюрі – це активність такого препарату, в якому за 1 с відбувається $3,7 \cdot 10^9$ актів розпаду (активність 1 грама радію).

Дія радіоактивного випромінювання на об'єкти, що оточують радіоактивний препарат, залежить як від його активності, так і від типу випромінюваних частинок. Альфа-частинки завдяки своїй великій масі мають досить велику енергію (~ 1 МеВ), а також електричний заряд, тому дуже інтенсивно взаємодіють з речовиною. Сутність цієї взаємодії у першу чергу полягає в **іонізації** атомів речовини. Альфа-частинки сильно іонізують атоми середовища, однак досить швидко втрачають свою енергію, тому довжина вільного пробігу λ у них невелика ($\lambda \sim 10^{-5}$ м у твердому тілі та $\lambda \sim 10^{-2}$ м у повітрі). Бета-частинки характеризуються меншою енергією і вдвічі меншим зарядом. Це є причиною того, що їх іонізуюча дія менша порівняно з α -частинками. Однак, як наслідок, більшою є проникна здатність: $\lambda \sim 10^{-2}$ м у твердому тілі. Гамма-випромінювання має найменшу іонізуючу дію, проте має дуже велику проникну здатність. Так, шар залізобетону півметрової товщини ослаблює їх потік лише наполовину.

Біологічна дія радіоактивного випромінювання обумовлена його іонізуючою дією. Внаслідок іонізації атомів може відбуватися порушення структури молекул, з яких побудовані клітини живого організму. Первинні процеси іонізації не спричиняють великих порушень у тканинах. Руйнівна ж дія випромінювання пов'язана із вторинними реакціями, при яких відбувається розрив зв'язків усередині складних органічних молекул унаслідок дії **вільних радикалів**. Наприклад, дуже поширеним є так **званий радіоліз води** – розпад молекул води за схемою



з утворенням вільних радикалів H та OH , які мають винятково високу хімічну активність.

Інший тип дії радіоактивного випромінювання полягає не у руйнуванні клітин організму, а у частковій зміні їх будови та функціональності. Коли такі зміни не передаються наступному поколінню, кажуть, що мають місце **соматичні ефекти**. Якщо ж ці зміни мають місце у наступних поколіннях, кажуть про **генетичні ефекти**, або **мутації**.

Для характеристики дії радіоактивного випромінювання на біологічні об'єкти вводять величини, наведені нижче.

1) **Доза опромінення (експозиційна доза)**. Вона визначається кількістю іонів, що утворилась під дією випромінювання. Одиницею вимірювання в системі СІ є **кулон на кілограм** (Кл/кг). Позасистемною одиницею є **рентген** (Р). Один рентген відповідає дозі випромінювання, за якої в 1 см^3 сухого повітря за нормальних умов утворюється $2,08 \cdot 10^9$ пар іонів. Природно, що одна й та сама кількість іонізуючих частинок різного сорту утворює різну кількість іонів.

2) **Доза поглинання**. Вона визначається кількістю енергії іонізуючого випромінювання, яке поглинається одиницею маси. Одиницею вимірювання у системі СІ є **грей** (Гр = Дж/кг). Позасистемна одиниця – рад (1 Гр = 100 рад).

3) **Біологічна доза**. Біологічний ефект пов'язаний не лише з енергією, яка поглинається одиницею маси опромінюваної тканини, а залежить ще й від локальної густини іонізації. Тому вводять поняття **коефіцієнта відносної біологічної ефективності** (ВБЕ) випромінювання. Він показує, у скільки разів дія того чи іншого випромінювання ефективніша за рентгенівські промені. Так, для α -частинок ВБЕ = 20, для β -частинок ВБЕ = 1. Одиницею вимірювання біологічної дози у системі СІ є **зіверт** (Зв). Один зіверт – це доза будь-якого випромінювання, поглинання якої одним кілограмом живої тканини спричиняє таку саму дію, як доза поглинання 1 Гр рентгенівських променів. Позасистемною одиницею є “бер”, що є скороченням від “біологічний еквівалент рентгена”. Один бер – це доза будь-якого виду іонізуючого випромінювання, яка спричиняє таку саму біологічну дію, як і доза рентгенівського випромінювання 1 рентген.

4) **Гранично допустима доза** – це біологічна доза опромінення, що призводить до патологічних наслідків у вигляді соматичних ефектів. Як правило, за допустиму дозу опромінення для людини приймають 0,3 бер на тиждень. Таким чином, людина, яка опромінюється у таких дозах, за 30 років отримає дозу близько 450 бер. Але така сама доза, отримана середньостатистичною здоровою людиною віком до 30 років, при однократному опроміненні в 50 % випадків виявляється смертельною. Для генетичних ефектів не існує граничної дози. Їх прояв може спостерігатися навіть при дуже малих дозах.

Стійкість різних організмів до дії іонізуючих випромінювань коливається у дуже широких межах. При цьому чим більш складним є організм, тим легше він руйнується під дією випромінювання. Так, наприклад, бактерії у тисячі разів стійкіші до радіації, ніж людина і високорозвинені тварини.

2.2. Закон Бугера

Для захисту від радіоактивного випромінювання використовують різноманітні екрани, саркофаги і т. ін. Задача таких конструкцій полягає у поглинанні випромінювання. Кількість поглинутих частинок dn має бути пропорційною до товщини матеріалу dl , через який проходить випромінювання, та до початкової кількості n частинок у потоці (див. рисунок 1а). Тоді справедливим є вираз

$$-dn = \mu n dl, \quad (8)$$

де μ – так званий коефіцієнт поглинання, який залежить від типу матеріалу. Знак « $-$ » відображає той факт, що кількість частинок у початковому потоці зменшується. Інтегрування співвідношення (8) з урахуванням того, що інтенсивність випромінювання I пропорційна кількості частинок, дасть вираз

$$I = I_0 \exp(-\mu L), \quad (9)$$

де I_0 – початкова інтенсивність випромінювання; L – загальна товщина шару, який пройшов пучок частинок. Вираз (9) називається **законом Бугера**.

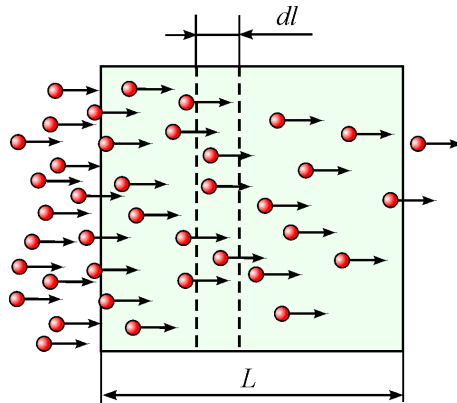


Рисунок 1 – Поглинання радіоактивного потоку речовиною

3. КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

1. Газорозрядний лічильник Гейгера-Мюллера.
2. Джерело радіоактивного випромінювання узакисному корпусі.
3. Металеві пластинки.
4. Мікрометр.
5. Секундомір.
6. Лічильник електричних імпульсів.

4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТУ

4.1. Лічильник Гейгера-Мюллера

Для визначення інтенсивності наявного радіоактивного випромінювання використовується лабораторна установка, наведена на рисунку 2. Основу установки становить так званий **лічильник Гейгера-Мюллера** 2. Конструкційно він являє собою газорозрядний діод (див. рисунок 3а), на який подано високу напругу. Частинка, яка потрапляє у простір між його електродами, іонізує атоми газу. Іони та електрони прискорюються електричним полем, що утворюється між анодом та катодом, зіштовхуються з неіонізованими атомами газу та іонізують їх і т.д. Таким чином, починається лавиноподібна іонізація газу, а простір між електродами діода стає провідним. У результаті електричне

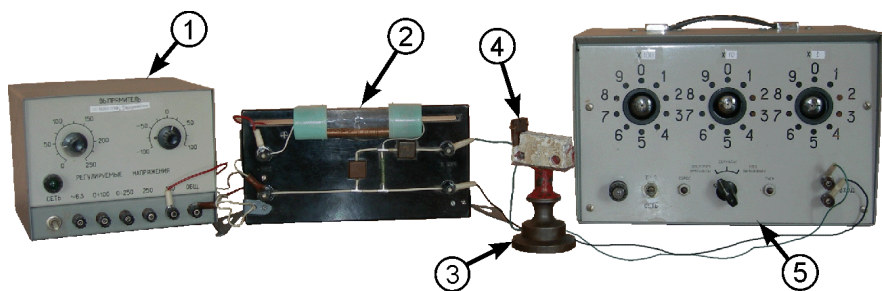


Рисунок 2 – Видгляд лабораторної установки: 1– блок живлення; 2 – лічильник Гейгера-Мюллера; 3 – штатив з радіоактивним препаратом; 4 – металеві поглинаючі пластини; 5 – лічильник імпульсів

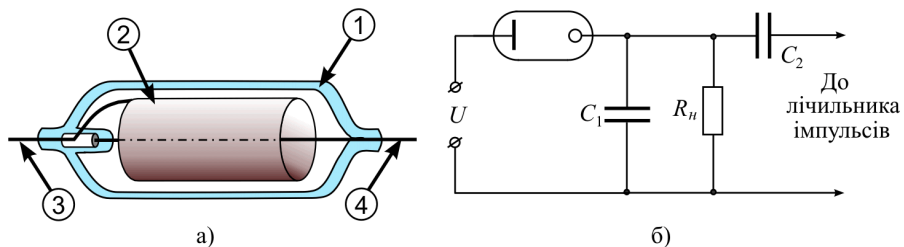


Рисунок 3 – Будова робочої частини лічильника Гейгера-Мюллера (а): 1 – скляна герметична колба; 2 – катод; 3 – вивід катода; 4 – анод. Принципова схема лічильника Гейгера-Мюллера (б)

коло замикається, і вся зовнішня напруга падає на баластному опорі R_n (див. рис. 3б). Сигнал з останнього через конденсатор C_2 подається на лічильник імпульсів 5, показання якого збільшуються на одиницю. У той самий час напруга на діоді різко зменшується, струм припиняється і лічильник знову готовий до роботи. Таким чином, лічильник буде рахувати кількість іонізуючих частинок, що потрапляють у простір між анодом і катодом. Конденсатори C_1 та C_2 у схемі (див. рис. 3б) відіграють допоміжну роль.

Лічильник Гейгера-Мюллера має практично стовідсоткову ймовірність реєстрації однієї частинки, оскільки для виникнення розряду достатньо однієї електрон-іонної пари. Однак тривалість реєстрації лічильника порівняно велика ($\sim 10^{-4}$ с). Саме цей час потрібен для того, щоб повільні позитивні іони від анода дійшли до катода та відновили чутливість детектора.

4.2. Методика визначення коефіцієнта поглинання

Для експериментальної перевірки справедливості виразу (9) досить одержати відомості про кількість іонізуючих частинок, що пройшли через різну кількість поглинаючих пластинок 4 (див. рис. 2) однакової товщини, зроблених з одного й того самого матеріалу. Зазначена кількість визначається за допомогою лічильника Гейгера-Мюллера 2, на який спрямовується потік іонізуючого випромінювання від джерела 3. На практиці лічильник буде показувати не лише інтенсивність випромінювання, що пройшло через поглинаючий матеріал, а й одночасно реєструватиме так званий **нульовий фон** I_{ϕ} . Природа останнього є різноманітною: до його складу входять частинки космічного походження, випромінювання з надр Землі, випромінювання від радіоактивних ізотопів, що містяться у конструкції будівлі. Тому завжди від виміряного у конкретному експерименті значення інтенсивності I потрібно віднімати інтенсивність фону I_{ϕ} .

Залежність (9) має нелінійний характер, тому для спрощення опрацювання експериментальних даних доцільно використовувати лінійний характер залежності $\ln[(I_0 - I_{\phi})/(I - I_{\phi})]$ від товщини l (див. рис. 4). Тангенс кута нахилу прямої визначатиме коефіцієнт поглинання матеріалу:

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_0 - I_{\phi}}{I_{\min} - I_{\phi}} \right), \quad (10)$$

де L – загальна товщина усіх поглинаючих пластин, а величина $\ln[(I_0 - I_{\phi})/(I_{\min} - I_{\phi})]$ визначається безпосередньо з рисунка 4. Похибка визначення величини μ може бути знайдена у такий спосіб. Знайдемо почергово логарифм та диференціал від правої та лівої частин виразу (10). Після заміни диференціалів на відповідні значення абсолютних похибок, а також знаків усіх від’ємних складових похибки μ з “мінус” на “плюс” одержимо

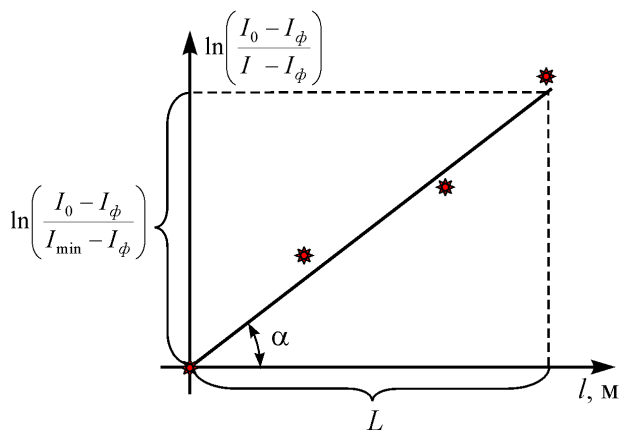


Рисунок 4 – Графік, що пояснює методику визначення коефіцієнта поглинання речовини за експериментальними даними з поглинання радіоактивного випромінювання

$$\Delta\mu = \mu \left\{ \frac{\Delta L}{L} + \left[\ln \left(\frac{I_0 - I_\phi}{I_{\min} - I_\phi} \right) \right]^{-1} \times \left[\frac{\Delta I_\phi (I_{\min} + I_0 - 2I_\phi)}{(I_{\min} - I_\phi)^2} + \frac{\Delta I_0}{I_{\min} - I_\phi} \right] \right\}, \quad (11)$$

де ΔI_ϕ , ΔI_0 - відповідно похибки визначення нульового фону та інтенсивності радіоактивного препарату без поглинаючих пластин. Ці похибки мають лише випадкові складові. Похибка визначення загальної товщини пластин ΔL містить як систематичну (інструментальну), так і випадкову складові. Величина I_{\min} визначається за допомогою знайденого з рисунка значення $\ln[(I_0 - I_\phi)/(I_{\min} - I_\phi)]$.

5. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Уважно ознайомтеся із попередніми розділами даної лабораторної роботи та будовою установки.
2. Увімкніть установку в електричну мережу.

3. Виміряйте нульовий фон. Для цього **5 разів** запустіть лічильник імпульсів 5 (див. рисунок 2) на **1 хвилину** за умови, що лічильник Гейгера-Мюллера 2 розміщений поза зоною дії радіоактивного препарату 3. Результати запишіть у таблицю 1.
4. Виміряйте п'ять разів початкову інтенсивність препарату. Для цього розмістіть штатив з радіоактивним препаратом 3 на невеликій відстані (~ 10 см) від лічильника Гейгера-Мюллера 2 та спрямуйте отвір у його захисному корпусі на лічильник імпульсів 5. Вимірювання виконуйте впродовж одного й того самого часу (однієї хвилини). Результати запишіть у таблицю 1.

Увага! Отвір захисного корпусу, в якому міститься радіоактивний препарат, повинен бути завжди спрямований у бік, протилежний від людей, які знаходяться в аудиторії.

5. Виконайте вимірювання з попереднього пункту, не змінюючи положення препарату 3 відносно лічильника 2 для випадків, коли у спеціальному пазу містяться 1, 2, ..., N_{\max} пластин поглинаючого матеріалу. Час вимірювань залишити незмінним.
6. Мікрометром виміряйте товщину поглинаючих пластин 5 разів та знайдіть їх середнє значення $\langle l_0 \rangle$. Випадкову складову $\Delta_2 L$ абсолютної похибки знайдіть як

$$\Delta_2 L = 3 \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{j=1}^N (l_{0j} - \langle l_0 \rangle)^2} \quad (N=5). \quad (12)$$

7. Визначте абсолютну похибку визначення товщини пластини у відповідності до виразу

$$\Delta L = \sqrt{(\Delta_1 L)^2 + (\Delta_2 L)^2}, \quad (13)$$

де $\Delta_1 L = 0,005$ мм – інструментальна похибка мікрометра.

8. Знайдіть середні значення показів лічильника $\langle I_i \rangle$ у кожному експерименті та знайдіть випадкову складову похибки

$$\Delta I_i = 3 \sqrt{\frac{1}{N_i(N_i-1)} \sum_{j=1}^{N_i} (I_{ij} - \langle I_i \rangle)^2}, \quad (14)$$

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Умови досліджу	№ вимірювання	Показання лічильника I_i	$\Delta I_{ij} = \langle I_i \rangle - I_{ij}$	Кількість імпульсів без фону $I_i - I_\phi$	$\ln \frac{I_0 - I_\phi}{I_i - I_\phi}$	l , мкм	
Нульовий фон ($i \equiv \phi$)	1			0	-		
	2						
	3						
	4						
	5						
	$\langle \dots \rangle$						
З препаратом без пластин ($i \equiv 0$)						0	
З 1 пластинною ($i \equiv 1$)						$1 \cdot \langle I_0 \rangle$	
...						...	
З N_{\max} пластинами ($i \equiv N_{\max}$)						$N_{\max} \cdot \langle I_0 \rangle$	
$l_{01} =$	$l_{02} =$	$l_{03} =$	$l_{04} =$	$l_{05} =$	$\langle I_0 \rangle =$	$\Delta_1 L =$ 5 мкм	$\Delta_2 L =$

де N_i – кількість вимірювань. Результати занесіть до таблиці 1.

9. Відніміть середнє значення величини фону від середніх значень показань лічильника для випадків із препаратом. Заповніть решту таблиці 1.
10. За результатами вимірювань побудуйте графік, як показано на рисунку 4.
11. Визначте коефіцієнт поглинання матеріалу за формулою (10).
12. Знайдіть похибку визначення μ за формулою (11). Врахуйте, що похибка ΔL визначається у відповідності до виразу (13), а похибки I_0, I_ϕ визначаються згідно з виразом (14).
13. Зробіть висновки до лабораторної роботи.

6. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

На оцінку “задовільно”

1. Назвати види радіоактивного випромінювання та пояснити їх фізичну природу.
2. Якими величинами характеризують дію радіоактивного випромінювання на біологічні об’єкти? Дати їх визначення.
3. Записати закон радіоактивного розпаду.
4. Дати визначення активності радіоактивної речовини.
5. Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

На оцінку “добре”

6. Навести схеми, за якими відбуваються α - та β -розпади.
7. Перелічити та охарактеризувати види β -розпаду.
8. Охарактеризувати типи випромінювання за рівнем небезпеки для живих організмів.
9. Що таке нульовий фон? Яка його природа?
10. Одержати закон Бугера (9).

На оцінку “відмінно”

11. Одержати закон радіоактивного розпаду (5).
12. Пояснити природу рентгенівського характеристичного випромінювання.
13. Пояснити сутність біологічної дії радіоактивного випромінювання та роль іонізації у цьому процесу.
14. Викласти принцип роботи лічильника Гейгера-Мюллера.
15. Пояснити сутність методу визначення коефіцієнта поглинання у лабораторній роботі.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс физики: в. 3 т. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.

2. Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: навчальний посібник: у 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми: Алан ЕКС, 2003.
3. Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики: у 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001.
4. Трофимова Т.И. Курс фізики. – М.: Высш. шк., 1990.
5. Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике: в 3 т. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Физматлит, 2001.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики: в 8 т. Том 5. Атомная физика. – М.: Наука, 1980.

Навчальне видання

Лютий Тарас Володимирович,
Денисова Олена Станіславівна

Лабораторний практикум з фізики

Навчальний посібник

Укладач	Т. В. Лютий
Дизайн обкладинки	Т. В. Лютого
Редактор	Н. В. Лисогуб
Комп'ютерний набір та верстання	Т. В. Лютого

Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. Обл.-вид. арк. Тираж 100 пр. Зам. №

Видавець і виготовлювач
Сумський державний університет,
вул. Р.-Корсакова, 2, м. Суми, 40007
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007.

