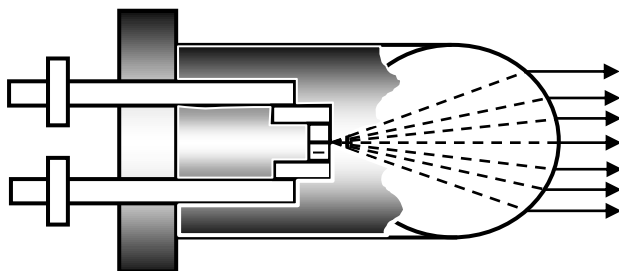


Міністерство освіти і науки України
Криворізький державний педагогічний університет
Кафедра фізики та методики її навчання

Лабораторні роботи з загальної фізики
Атомна і ядерна фізика



Кривий Ріг - 2018

УДК 372.853

Лабораторні роботи з загальної фізики: атомна і ядерна фізика: навчальний посібник для студентів фізико-математичного факультету / укл. В.М. Кадченко. Кривий Ріг: Криворізький державний педагогічний університет, 2018. 87 с.

Укладач: Кадченко Валентина Миколаївна, кандидат фізико - математичних наук, доцент кафедри фізики та методики її навчання Криворізького державного педагогічного університету.

Рецензент: Здешиц Валерій Максимович, доктор технічних наук, професор кафедри фізики та методики її навчання Криворізького державного педагогічного університету.

Затверджено на засіданні кафедри фізики та методики її навчання (протокол № _____ від _____ 2018 р.)

Затверджено радою фізико-математичного факультету КДПУ (протокол № _____ від _____ 2018 р.)

© КДПУ, 2018

ЗМІСТ

Пояснювальна записка	4
Лабораторна робота №1 Визначення температури нагрітих тіл за допомогою оптичного пірметра	6
Лабораторна робота №2 Вивчення спектру атома водню та визначення сталої Рідберга	12
Лабораторна робота №3 Дослідження спектру характеристичного рентгенівського випромінювання	20
Лабораторна робота №4 Вивчення роботи лазера	29
Лабораторна робота №5 Визначення ширини забороненої зони напівпровідникового терморезистора	40
Лабораторна робота №6 Вивчення лічильника Гейгера - Мюллера та його характеристики	44
Лабораторна робота №7 Дослідження радіоактивного випромінювання в закритих приміщеннях	50
Лабораторна робота №8 Дослідження γ-випромінювання методом поглинання	59
Лабораторна робота №9 Визначення активності β-випромінювання в повітрі	68
Лабораторна робота №10 Визначення сталої Планка та роботи виходу електронів методом затримуючого потенціалу	73
Лабораторна робота №11 Експериментальне визначення сталої Планка за допомогою світлодіода	80
Рекомендована література	87

Пояснювальна записка

Лабораторні роботи з загальної фізики (атомна і ядерна фізика) укладені відповідно до програми з загальної фізики, яка рекомендована Міністерством освіти і науки України для студентів вищих педагогічних закладів освіти за спеціальністю 014 Середня освіта (Фізика) листом №14/182-24 від 01.02.2005 р. (Загальна фізика. Програма навчальної дисципліни для студентів вищих педагогічних закладів освіти / укладачі М.І. Шут, І.Т. Горбачук, В.П. Сергієнко. Київ: НПУ, 2005. 48 с.).

Лабораторні роботи охоплюють широке коло питань і тем атомної та ядерної фізики (квантові властивості електромагнітного випромінювання, теплове випромінювання, будова атомів і молекул, фізика атомного ядра, квантові явища в твердих тілах), знайомлять студентів з деякими експериментальними схемами, методами досліджень та обробки результатів з атомної і ядерної фізики.

Лабораторні роботи містять короткі теоретичні відомості про явище, що вивчається, опис експериментальної установки та порядок виконання роботи. В кінці кожної роботи наведено контрольні запитання, на які студент повинен дати відповіді після виконання роботи. В кінці посібника є перелік рекомендованих літературних джерел.

Особливістю даного циклу лабораторних робіт є використання потужних джерел світла (лазери, ртутні лампи), високовольтних джерел живлення, високочутливих електронних і оптичних приладів (монохроматори, мікрофотометр, фотоелементи, гальванометри, дозиметри).

Це підвищує вимоги до дотримання правил техніки безпеки:

- вмикання приладів в електричну мережу дозволяється тільки після перевірки схеми досліду викладачем або лаборантом;
- працюючи з високою напругою, особливо ретельно додержуватися правил безпеки при роботі з електрикою;
- слід уникати попадання світла від ртутних ламп, лазерів та інших потужних джерел світла безпосередньо в очі, це небезпечно для зору;
- роботу з високочутливими приладами (монохроматори, гальванометри, мікрофотометри) розпочинати лише після знайомства з інструкцією приладу і перевірки викладачем навичку виконання вимірювання.

Для виконання лабораторної роботи студенту необхідно заздалегідь ознайомитися з інструкцією до роботи, мати конспект роботи і підготувати відповіді на контрольні запитання.

Студент допускається до виконання роботи після перевірки його готовності викладачем.

Щоб одержати залік з лабораторної роботи студент повинен мати звіт з лабораторної роботи, в якому містяться короткі теоретичні відомості та відповіді на контрольні запитання, схеми досліду, розрахункові формули, таблиці вимірювань, обчислення похибки вимірювань та кінцевий результат. Під час здачі роботи необхідно відповісти на контрольні запитання.

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ НАГРІТИХ ТІЛ ЗА ДОПОМОГОЮ ОПТИЧНОГО ПІРОМЕТРА

Прилади і матеріали: оптичний пірометр ЛОП-72, стабілізоване джерело напруги на 6 В, регулятор напруги РНШ, лампа розжарення, амперметр АСТ (0-500 мА), вольтметр Э-59 (30-600В).

Теоретичні відомості

Для вимірювання температур нагрітих тіл за термометричний параметр можна використати їх теплове випромінювання.

Сукупність оптичних методів визначення температур, які ґрунтуються на законах рівноважного випромінювання, називається *оптичною пірометрією*.

Закон Кірхгофа встановлює зв'язок між випромінювальною і поглинальною здатністю тіл і стверджує, що відношення $\frac{r_{\omega, T}}{a_{\omega, T}}$ не залежить від природи тіла і для всіх тіл є однією і тією ж функцією частоти і температури:

$$\frac{r_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} = f(\omega, T), \quad (1.1)$$

де $f(\omega, T)$ – функція Кірхгофа. Теоретично $f(\omega, T)$ одержав М. Планк, виходячи з гіпотези про випромінювання світла порціями – квантами. Формула Планка:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\hbar \omega / kT) - 1}, \quad (1.2)$$

де $\hbar \omega$ – енергія кванта, c – швидкість світла, \hbar – стала Планка. Фізичний зміст $f(\omega, T)$ – це випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла (АЧТ). Розподіл енергії в спектрі випромінювання АЧТ наведений на рис.1.1 для двох температур $T_1 > T_2$.

Моделлю АЧТ є сферична порожнина з невеликим отвором,

потрапивши в який світло повністю поглинається, не маючи змоги вийти назовні. При нагріванні така порожнина випромінює світло, спектр якого наведений на рис.1.1.

$f(\lambda, T)$

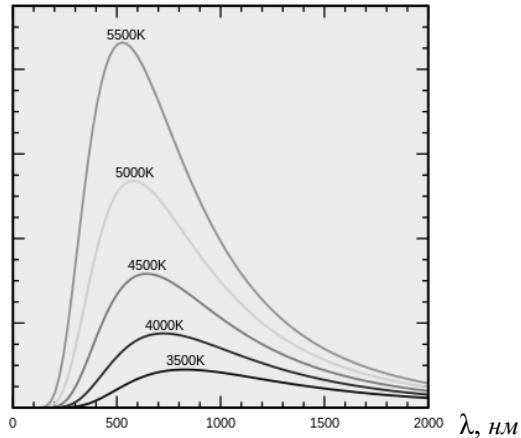


Рис.1.1. Розподіл енергії в спектрі випромінювання АЧТ для різних температур.

Закон Стефана-Больцмана на основі теоретичних та експериментальних досліджень встановлює залежність інтегрального випромінювання (енергетичної світності) тіла від його температури:

$$R_e = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (1.3)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴) - стала Стефана – Больцмана. Формула (3) визначає потужність випромінювання в простір, де $T = 0$. Якщо $T \neq 0$, то закон записується у вигляді:

$$R_e = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma(T^4 - T_0^4), \quad (1.3 \square)$$

де T_0 – температура середовища, що випромінює як абсолютно чорне тіло.

Закон зміщення Віна встановлює зв'язок між температурою тіла і довжиною хвилі, на яку припадає максимум випромінювання АЧТ:

$$T\lambda_{\max} = b, \quad (1.4)$$

де $b=2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ - стала Віна.

Згідно закону Віна максимум випромінювання зміщується в короткохвильову область спектру при зростанні температури тіла (рис.1.1).

Зауважимо, що наведені закони відносяться до випромінювання АЧТ. Реальні тіла не є чорними, тому закони теплового випромінювання справджуються для них з певними поправками:

$$R_e^* = Q_T R_e, \quad (1.5)$$

де коефіцієнти $Q_T < 1$ (ступінь чорноти) добре відомі для багатьох, технічно важливих матеріалів. Для металів Q_T невеликі (0,1 - 0,3), для оксидів металів і вугілля цей коефіцієнт значний (до 0,9).

Опис приладу

В роботі використовується оптичний пірометр із зникаючою ниткою ЛОП-72. Загальний вигляд пірометра показаний на рис.1.2.

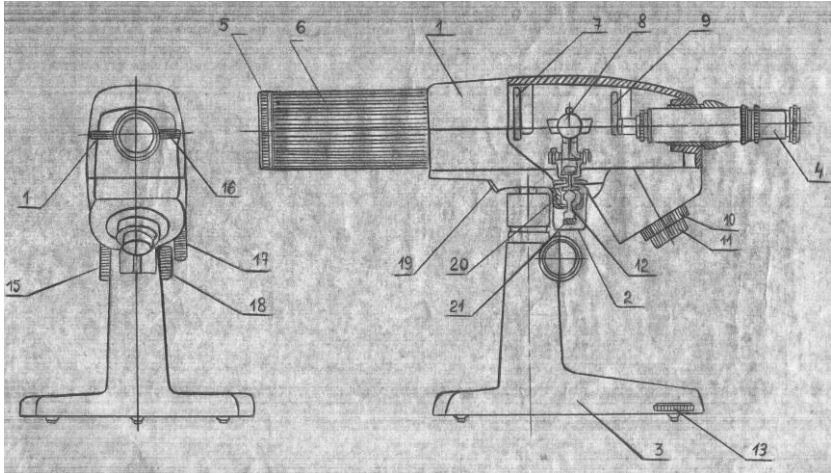


Рис.1.2. Загальний вигляд пірометра ЛОП-72.

Пірометр призначений для вимірювання яскравісної температури нагрітих тіл по їхньому тепловому випромінюванню у видимій частині спектру на довжині хвилі $0,65 \pm 0,01 \text{ мкм}$.

Діапазон вимірюваних температур ділиться на 4 інтервали:

1. 900-1400 °С
2. 1400-2000 °С
3. 2000-3000 °С
4. 3000-6000 °С

Вимірювання температур вище 1400 °С проводиться з застосуванням поглинаючих фільтрів.

Оптико-механічна система пірометра забезпечує чітке візування об'єктів на відстані від 0,7 м до нескінченності. Розміри об'єкта повинні бути не менше 1,5×1,5 мм на відстані від 0,7 до 1,0 м.

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

За допомогою оптичного пірометра визначити, як залежить яскравісна температура нитки розжарення лампи від напруги живлення.

1. Підключити лампу розжарення і вольтметр до регулятора напруги РНШ. Використання зовнішнього вольтметра з дзеркальною шкалою необхідне для точного вимірювання напруги.
2. Скласти вимірювальне коло пірометра, з'єднавши послідовно джерело живлення пірометра (стабілізованої напруги 6 В), пірометр та амперметр.
3. Встановити досліджувану лампу на відстані ~ 1 м від пірометра і встановити напругу її живлення 40 В.
4. Зняти захисні кришки з об'єктива і окуляра пірометра, послабити ручки 17, 18 пірометра і за допомогою ручки 15 та повороту корпусу навести телескопічну систему пірометра на об'єкт (нитку розжарення лампи). Обертаючи кільце б телескопа домогтися чіткого зображення об'єкту в окулярі.
5. Впевнитись в тому, що ручки реостата пірометра 10 і 11 встановлені на мінімальний струм. Ввімкнути джерело живлення пірометра.

Увага! Джерело живлення повинно бути заземленим.

6. Встановити перемикач поглиначів 14 в положення 1, а перемикач 16 в положення 2 (червоний світлофільтр).
7. Реостатом 10, 11 збільшити розжарення пірометричної лампи,

після чого обертанням кільця окуляра 4 добитися чіткого зображення пірометричної та досліджуваної лампи.

8. Плавно збільшувати реостатом 10,11 струм в пірометричній лампі, спостерігаючи в окуляр за її яскравістю, та добитись однакової яскравості нитки пірометричної лампи і об'єкта (зникнення нитки на фоні об'єкту).

Увага: струм повинен змінюватись лише в інтервалі 290-400 мА, за межами цього інтервалу необхідно перемикати поглинач 14.

9. Записати значення струму в пірометричній лампі, яке відповідає зникненню нитки пірометричної лампи. Користуючись таблицею градування пірометра визначити яскравісну температуру об'єкта - нитки розжарення лампи. (Зверніть увагу на положення ручки поглинача).
10. Для вимірювання залежності температури нитки розжарення від напруги на лампі необхідно провести вимірювання температури в інтервалі напруг від 40 до 220 В через кожні 20 В. При зростанні яскравості об'єкта ввести додаткові поглиначі, переводячи ручку 14 в положення 2, потім 3. Температуру знайти з відповідних таблиць.
11. Вимірювання провести двічі: при зростанні і зниженні напруги. Дані вимірювання занести в таблицю.
12. Побудувати графік залежності температури нитки розжарення від напруги на лампі з урахуванням похибки вимірювань температури і напруги.

Додаток

Таблиця 1.1

Таблиця градування оптичного пірометра ЛОП-72 зав.№1096 (додаток до «Посвідчення про державну метрологічну атестацію»). Довжина хвилі – 0.649 мкм

Інтервал 1		Положення ручки поглинача –1.			
T (°C)	0	10	20	30	40
900	0.29519	0.29731	0.29949	0.30172	0.30400
1000	0.31889	0.32157	0.32431	0.32710	0.32996
1100	0.34833	0.35160	0.35493	0.35832	0.36178
1200	0.38382	0.38772	0.39168	0.39570	0.39979
1300	0.42571	0.43027	0.43489	0.43958	0.44433
1400	0.47433	0.43027			

T(°C)	50	60	70	80	90
900	0.30634	0.30874	0.31119	0.31370	0.31627
1000	0.33287	0.33584	0.33887	0.34196	0.34511
1100	0.36530	0.36887	0.37252	0.37622	0.37999
1200	0.40395	0.40817	0.41245	0.41681	0.42123
1300	0.44916	0.45406	0.45902	0.46405	0.46916
Интервал 2 Положення ручки поглинача – 2.					
T (°C)	0	10	20	30	40
1400	0.32128	0.32293	0.32460	0.32628	0.32796
1500	0.33830	0.34007	0.34184	0.34362	0.34542
1600	0.35645	0.35833	0.36022	0.36213	0.36404
1700	0.37582	0.37783	0.37983	0.38189	0.38394
1800	0.39654	0.39869	0.40085	0.40523	0.40744
1900	0.41871	0.42101	0.42333	0.42566	0.42801
2000	0.44244				
T (°C)	50	60	70	80	90
1400	0.32966	0.33137	0.33308	0.33481	0.33655
1500	0.34733	0.34723	0.35088	0.35272	0.35458
1600	0.36597	0.36792	0.36987	0.37183	0.37383
1700	0.38601	0.38808	0.39018	0.39228	0.39440
1800	0.40966	0.40966	0.41190	0.41415	0.41642
1900	0.43037	0.43276	0.43515	0.43757	0.44000
Интервал 3 Положення ручки поглинача –3.					
T (°C)	0	10	20	30	40
2000	0.33136	0.33234	0.33333	0.33431	0.33530
2100	0.34130	0.34231	0.34332	0.34433	0.34535
2200	0.35150	0.35253	0.35356	0.35460	0.35564
2300	0.36192	0.36297	0.36403	0.36509	0.36615
2400	0.37255	0.37362	0.37469	0.37577	0.37683
2500	0.38334	0.38442	0.38551	0.38660	0.38769
T (°C)	50	60	70	80	90
2000	0.33629	0.33729	0.33829	0.33929	0.34029
2100	0.34637	0.34739	0.34839	0.34941	0.35046
2200	0.35668	0.35773	0.35977	0.35982	0.35087
2300	0.36721	0.36827	0.36934	0.37041	0.37148
2400	0.37792	0.37900	0.38008	0.38117	0.38225
2500	0.38879	0.38988	0.39098	0.39207	0.39317

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРУ АТОМА ВОДНЮ ТА ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ РІДБЕРГА

Прилади і матеріали: монохроматор УМ-2, ртутна лампа ДРШ, конденсор, неонова лампа, воднева газорозрядна трубка, високовольтний перетворювач “Разряд-1”.

Теоретичні відомості

Положення ліній в атомних спектрах може бути пояснено лише на основі квантових уявлень. Квантова механіка показує, що енергія електронів в атомі може набувати не будь-які, а лише певні значення, які утворюють дискретний набір – енергетичний спектр E_n , де E_n – енергетичний рівень з номером n .

Спектральні лінії випромінювання виникають при переході електронів з одного рівня на інший, більш низький, при цьому енергія кванта, що випромінюється, рівна різниці енергій цих двох рівнів:

$$h\nu = E_m - E_n, \quad (2.1)$$

де $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка. Сукупність ліній, що зумовлені переходом електронів на спільний нижній рівень, складають спектральну серію. Найбільш просту картину утворюють рівні атома водню. Теорія показує, що енергія рівнів атома водню описується формулою:

$$E_n = \frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{h^2 n^2} \sim \frac{1}{n^2}, \quad (2.2)$$

де n – ціле число (головне квантове число), m , e – маса і заряд електрона відповідно.

З (2.1) і (2.2) слідує, що довжина хвиль спектральних ліній атома водню описується формулою:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (2.3)$$

де R – константа, яка називається сталою Рідберга, m , n – цілі

числа.

Формула (2.3) була знайдена емпірично і отримала назву узагальненої формули Бальмера. Пошуки фізичного змісту цієї формули привели до створення квантової теорії атома.

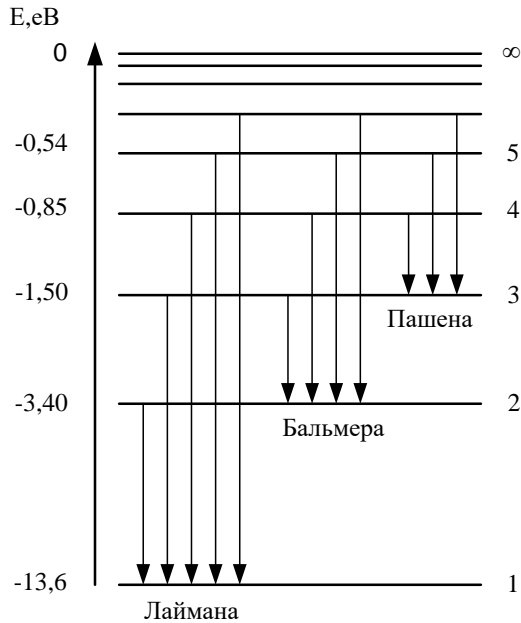


Рис. 2.1. Спектральні серії випромінювання атомарного водню.

На рис.2.1 зображена схема енергетичних рівнів атома водню, стрілками позначені переходи між рівнями, які відповідають спектральним лініям. З малюнка видно, що лінії в спектрі водню можна об'єднати в серії, для всіх ліній серії значення n є однаковим, а m може набувати будь-які значення $m > n$.

В даній роботі вивчається серія Бальмера, лінії якої лежать в видимій області. Для серії Бальмера $n = 2$. Найбільш яскравими лініями видимої частини спектру водню є лінії:

- Червона - H_{α} $m = 3$
- Голуба - H_{β} $m = 4$
- Фіолетова - H_{γ} $m = 5$
- Фіолетова - H_{δ} $m = 6$

Вивчення спектру атома водню проводиться за допомогою

монохроматора.

Опис приладу УМ-2

Для вимірювання довжини спектральних ліній в роботі використовується скляний призменний монохроматор – спектрометр УМ-2, призначений для спектральних досліджень в діапазоні 0.38-1.0 мкм. До складу приладу входять такі основні частини (рис.2.1):

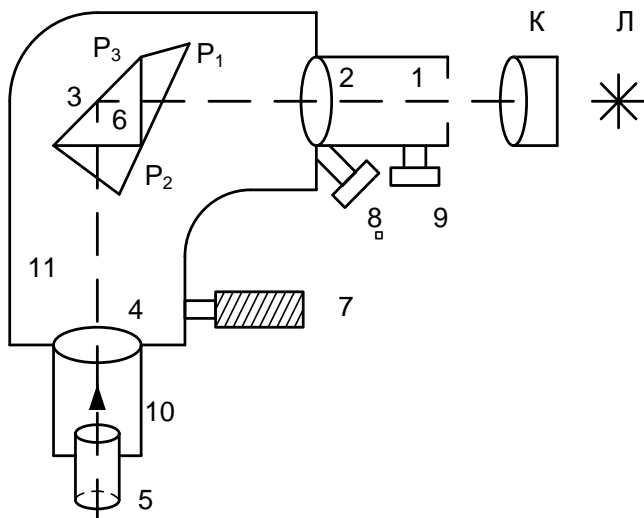


Рис. 2.1. Оптична схема монохроматор УМ-2.

1. Вхідна щілина 1 з мікрометричним гвинтом 9, який дозволяє відкривати щілину на потрібну ширину. Звичайна робоча ширина – 0.2-0.3мм. Для первинного розгляду спектру її можна зробити в 3-4 рази ширшою.

2. Колімаційний об'єктив 2 з мікрометричним гвинтом 8, який дозволяє зміщувати об'єктив відносно щілини для фокусування спектральних ліній різного кольору.

3. Складна спектральна призма 3 встановлена на поворотному столику. Призма 3 складається з трьох склеєних призм $P_1P_2P_3$. Перші дві призми P_1 і P_2 з заломлюючими кутами 30° виготовленні з важкого флінта з великою дисперсією. Призма P_3 зроблена з крона. Промені відбиваються від її гіпотенузової грані і повертаються на 90° . Завдяки такій будові дисперсії призм P_1 і P_2

додаються.

4. Поворотний столик 6 обертається навколо вертикальної вісі при допомозі мікрометричного гвинта 7 з відліковим барабаном. На барабан нанесена гвинтова доріжка з градусними поділками. Вздовж доріжки рухається вказівник повороту барабана. При обертанні барабана призма повертається і в центрі поля зору з'являються частини спектру .

5. Зорова труба складається з об'єктива 4 і окуляра 5. Об'єктив 4 дає зображення вхідної щілини 1 в своїй фокальній площині. В цій площині розташований вказівник 10. Зображення розглядається через окуляр 5.

6. Масивний корпус 11 запобігає забрудненню та пошкодженню приладу.

7. Прилад розміщений на оптичній лаві, на якій можуть розміщуватись рейтери з джерелом світла Л і конденсором К, що служить для концентрації світла на вхідній щілині. Джерело світла рекомендується ставити на відстані 40-50 см від щілини, конденсор - на відстані 13-15 см від джерела. Конденсор ставлять так , щоб на вхідній щілині одержати зображення джерела світла. Це зручно робити на білому ковпачку з хрестиком, яким прикривають щілину при юстуванні приладу.

8. Пульт керування служить для живлення джерела світла та освітлювальної системи спектрометру. На пульті є гнізда для вмикання освітлювачів (3.5 В), неонові лампи, лампи розжарення та ртутної лампи.

Спектрометр УМ-2 відноситься до точних приладів і потребує акуратного та уважного ставлення.

При підготовці до спостереження особливу увагу слід звернути на фокусування з тим, щоб вказівник 10 і спектральні лінії мали чіткі, ясні границі. Фокусування проводиться в такому порядку: спочатку за допомогою окуляра 5 одержують чітке зображення стрілки вказівника 10.

Потім, освітлюючи вхідну щілину, приладу ртутною лампою, потрібно знайти спектральні лінії ртуті і одержати їх чітке зображення за допомогою мікрометричного гвинта 8.

Для відліку положення спектральної лінії центр суміщають з вказівником 10. Відлік проводиться по поділках барабана 7. Для зменшення похибки ширину вхідної щілини беруть по можливості малою (0.2-0.3 мм). Для спостереження слабких ліній в фіолетовій

частині спектру щілину треба дещо збільшити.

Градування спектрометра

Спектрометр УМ-2 потребує попереднього градування. Для цього використовують ртутну та неонову лампи. Таблиця спектральних ліній, що дають ці лампи, наведена в кінці роботи.

В червоній частині спектру для градування використовують неонову лампу. Інші області спектру градують по ртутній лампі.

Крива градування – графік $\lambda(n)$ – це графік, що пов’язує довжину світлової хвилі λ , яка спостерігається в окулярі, та покази барабана спектрометра. Для цієї побудови необхідно суміщати вказівник 10 в окулярі спектрометра послідовно з усіма лініями спектру неону та ртуті відмічати відповідні покази барабана. Одержані данні занести в таблицю, а потім побудувати криву градування. Цю криву слід будувати в великому масштабі на міліметровому папері. Інколи при побудові графіку деякі експериментальні точки виявляються зміщеними від плавної кривої. Частіше всього такі ”викиди” свідчать про невірну розшифровку картини спектральних ліній (особливо для неону). В цьому випадку необхідно повторити вимірювання.

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

Проградувати спектрометр за спектрами неону і ртуті.

Побудувати криву градування $\lambda(n)$.

1. Встановити ртутну лампу і конденсор на оптичній лаві перед вхідною щілиною. Ввімкнути лампу та конденсором добитись, щоб на ковпачку щілини утворилось зображення лампи.
2. Зняти ковпачок з вхідної щілини та встановити її ширину 0,2-0,3 мм.
3. Обертаючи кільце окуляра 5, отримати чітке зображення стрілки вказівника 10 в окулярі.
4. Обертаючи відліковий барабан 7, суміщати по черзі лінії спектру ртуті зі стрілкою вказівника 10 та записати відповідні покази барабана в таблицю з довжинами хвиль ртутної лампи.
5. Вимкнути ртутну лампу і замінити її неонову.

Обережно! Корпус ртутної лампа сильно нагрівається!

6. Обертаючи відліковий барабан 7, знайти спектр неонові лампи в червоній області спектру. Уважно вивчити спектр та порівняти його з таблицею довжин хвиль для ідентифікації ліній. Для цього звертати увагу на колір та яскравість ліній.
7. Зробити вимірювання аналогічно п. 4.
8. За даними вимірювань (пп. 4,7) побудувати на міліметровому папері графік градування монохроматора $\lambda(n)$.

Завдання 2:

Визначити сталу Рідберга за спектром випромінювання водню.

1. Встановити перед входною щілиною монохроматора спектральну водневу трубку, що живиться від високовольтного перетворювача “Разряд-1”.
2. Аналогічно Завданню 1. повторити вимірювання відліків барабана для червоної, голубої та двох фіолетових ліній в спектрі водню.
3. Довжини хвиль відповідних ліній спектру H_α , H_β , H_γ , H_δ визначити, користуючись побудованим графіком градування.
4. Користуючись формулою Бальмера (2.3), визначити сталу Рідберга по кожній із знайдених λ , визначити середнє значення сталої та обчислити похибку вимірювання. Порівняти одержаний результат з табличним значенням R .

Контрольні запитання

1. Описати планетарну модель атома.
2. Сформулювати постулати Бора та пояснити їх необхідність.
3. Які припущення лежать в основі теорії атома водню Бора?
4. Як залежать енергія атома та радіус орбіти електрона від головного квантового числа? Зміст цього числа.
5. Накреслити енергетичний спектр атома водню та показати переходи, що відповідають різним серіям випромінювання. Показати границю кожної серії.
6. Записати формулу Бальмера.
7. Назвати лінії серії Бальмера та їх позначення.
8. Як експериментально знайти довжини хвиль ліній випромінювання атома водню?
9. Які правила відбору виконуються при переходах електрона в атомі?

Додаток

Таблиця 2.1.

Довжини хвиль спектральних ліній в спектрі ртутної лампи ПРК-4

Колір лінії	Відносна яскравість (візуальна оцінка)	Довжина хвилі, нм	Покази відлікового барабану в градусах
Жовта	10	579,07	
Жовта	8	576,98	
Зелена	10	546,07	
Голуба	1	491,60	
Синя	8	435,83	
Фіолетова	1	407,78	
Фіолетова	2	404,66	

Таблиця 2.2.

Довжини хвиль деяких яскравих ліній в спектрі неону

Колір ліній	Відносна яскравість	Довжина хвилі, нм	Покази відлікового барабану в градусах
червона	1	671,70	
	8	667,83	
	5	659,89	
	5	653,29	

	5	650,65	
яскраво-червона	10	640,22	
	10	638,33	
	5	633,48	
	2	630,45	
	8	626,65	
	3	621,73	
	5	616,36	
червоно-оранжева	4	614,31	
	3	609,92	
	4	607,43	
	2	603,00	
оранжева	2	597,55	
	3	594,48	
жовта	4	588,19	
	10	585,25	
	3	576,44	
зелена	8	540,06	
	5	534,11	
	5	533,08	
	3	503,13	
голуба	5	482,73	

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРУ ХАРАКТЕРИСТИЧНОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Прилади і матеріали: мікрофотометр МФ-4, рентгенівська спектрограма.

Теоретичні відомості

Як відомо, при підвищенні напруги на рентгенівській трубці до певного значення, яке залежить від матеріалу аноду, на фоні суцільного спектра виникають лінійчаті спектри. Ці спектри визначаються природою речовини анода, тому їх називають характеристичними. На відміну від лінійчатих спектрів газів, які також характеризують речовину, характеристичне рентгенівське випромінювання хімічного елемента не залежить від того, чи атоми вільні, чи входять до складу хімічних сполук. Причина в тому, що характеристичне рентгенівське випромінювання виникає при збудженні (іонізації) внутрішніх електронних шарів електронних атомів, які не беруть участі в хімічних зв'язках.

Спектральні лінії утворюють певні групи – серії, які позначають буквами K , L , M , N , O ... Кожна серія має декілька ліній, які позначають в порядку зменшення довжини хвилі індексами $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ і т.д. З усіх серій рентгенівських спектрів найпростішу структуру має K - серія, яка складається з трьох ліній: K_α , K_β , K_γ .

Механізм виникнення лінійчатих рентгенівських спектрів можна пояснити наступним чином. Якщо під впливом падаючих електронів високих енергій на атоми анода вибивається один з двох електронів $1s$ -стану K - шару, то на звільнене місце може перейти електрон з якого-небудь зовнішнього шару (L , M , N ...). При цьому виникає K -серія. Аналогічно виникають інші серії.

При збільшенні атомного номера Z речовини антикатада весь рентгенівський спектр лише зміщується в короткохвильову частину спектра, не змінюючи своєї структури. Г. Мозлі встановив закон, який виражає зв'язок між хвильовим числом спектральної

лінії ($\bar{\nu} = 1/\lambda$) і атомним номером Z елемента, який випромінює ці лінії:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3.1)$$

де R – стала Рідберга, σ – стала екранування. Для K -серії $\sigma = 1$, $n = 1$; для L -серії $\sigma = 7,5$, $n = 2$.

Опис приладу

Рентгенівське випромінювання розкладають в спектр з використанням кристалу як диспергуючого елемента. Згідно формули Вульфа – Брегга, кут дифракції залежить від довжини хвилі, внаслідок чого промені різної довжини хвилі (частоти, енергії) розділяються в просторі.

Одним з поширених методів реєстрації рентгенівських променів є фотографічний. Для цього застосовується спеціальна рентгенівська плівка, на якій після відповідної обробки фіксуються лінії спектру. Щоб визначити форму і інтенсивність цих ліній використовують фотометрування – визначення почорніння фотоплівки. Результатом фотометрування є графік залежності інтенсивності випромінювання від координати на плівці $I(x)$ (рис. 3.1).

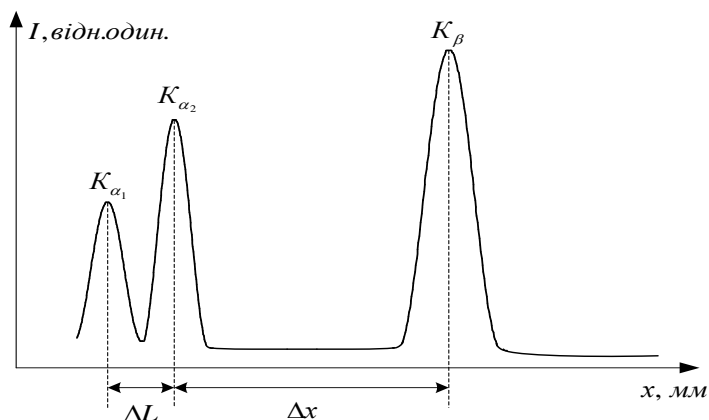


Рис.3.1 Характеристичний спектр рентгенівського випромінювання.

Для фотометрування спектральних ліній на фотоплівці в даній роботі використовується реєструючий мікрофотометр МФ-4. Приймачем світлового потоку, який пройшов крізь плівки, є селеновий вентильний фотоелемент (деталь УФ-101) з робочою поверхнею світлочутливого шару 3 см². Інтегральна чутливість фотоелементу становить 372 мкА/лм, а електрорушійна сила холостого ходу при освітленні робочої поверхні фотоелемента 10 лм дорівнює 131 мВ. Щоб підкреслити спосіб сприймання світлового потоку (фотоелектричний, фотографічний, візуальний) мікрофотометр типу МФ-4 названо фотоелектричним.

Дія селенового фотоелемента ґрунтується на фотоелекті в запірному шарі, де вентильний фотоелект ефект супроводжується виникненням фотоелектрорушійної сили (фото-е.р.с.), величина якої прямо пропорційна освітленості робочої поверхні приладу. Тому фотоелементи з запірним шаром для роботи не потребують зовнішньої напруги.

Якщо в коло вентильного фотоелемента увімкнути високочутливий електровимірювальний прилад, зокрема, дзеркальний гальванометр, то в колі виникне струм, а покази приладу будуть прямо пропорційні світловому потоку, що падає на фотоелемент. Більший світловий потік на фотоелементі відповідатиме меншому почорнінню спектральної лінії на фотопластинці. Таким чином, за відхиленням “зайчика” дзеркального гальванометра можна судити про інтенсивність почорніння ліній спектрограми: меншим почорнінням відповідатимуть більші відхилення “зайчика” і навпаки при дуже великій оптичній густині спектрограми “зайчик” гальванометра майже не проходить, тобто зазнає незначних зміщень.

У фотоелектричному мікрофотометрі МФ-4 використано високочутливий дзеркальний гальванометр, стала якого за струмом дорівнює $1,7 \cdot 10^{-9}$ А/мм, період власних коливань вимірювальної рамки з дзеркальцем – 0,9 с. Відхилення “зайчика” в нашому гальванометрі спостерігається візуально. Можна використати також зовнішній високочутливий гальванометр М 197/1.

Оптична схема мікрофотометра подана на рис. 3.2. Оптична схема ділиться на дві частини: I - фотометрична, для просвічування спектрограми незмінним світловим потоком та освітлення робочої частини фотоелементу; II - відлікова, для проектування шкали почорнінь на дзеркальце гальванометра і

створення зображення на екрані – матовому склі з індексом.

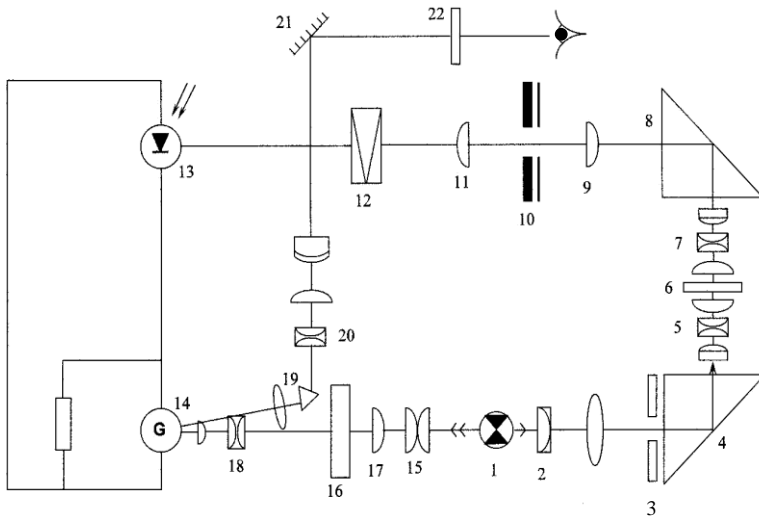


Рис.3.2 Оптична схема мікрофотометра МФ-4.

Два незмінних світлових потоки для обох частин оптичної системи одержують від однієї лампочки типу К7 (12 В, 30 Вт), яка живиться від стабілізатора ЄПС-65.

Фотометрична частина. Світло від лампи 1 проходить через конденсор 2 та світлову щілину 3, яка вирізає світловий потік, який після повороту на 90° в призмі повного внутрішнього відбивання 4 та фокусуванні на нижньому мікрооб'єктиві 5 падає на спектрограму 6 вузькою смугою. Довжина світлової смуги (лінійне поле зору), створена нижнім мікрооб'єктивом в площині емульсійного шару фотоплівки, дорівнює 3 мм.

Після проходження через певну ділянку спектрограми послаблений світловий потік фокусується верхнім мікрооб'єктивом 7 і, змінивши напрямок на 90° в призмі повного внутрішнього відбивання 8, падає на додаткову лінзу 9 і далі білий екран з прямокутним вертикальним прорізом в центрі, за яким знаходиться вимірювальна щілина 10. Додаткову лінзу 9 можна відхилити вправо чи вліво, або вивести її з світлочутливого пучка. Ця лінза служить для підвищення коефіцієнта збільшення спектральних ліній в

мікрофотометрі при проектуванні на екран вимірювальної щілини.

Вимірювальна щілина 10 призначена для обмеження розмірів світлового пучка, який за щілиною проходить розсіювальну лінзу 11, сірий клин (нейтральний світлофільтр) 12 і попадає на селеновий фотоелемент 13. Мікрометричним барабаном вимірювальної щілини можна змінювати її розкриття від 0 до 4 мм. Ціна поділки барабана 0,04 мм. Розкриття щілини повинно бути таким, щоб її ширина не перевищувала 0,7 ширини зображення на екрані спектральної лінії, почорніння якої вимірюють на приладі. Висота щілини змінюється в межах 0-20 мм переміщенням в вертикальному напрямі двох симетрично обмежених пластин з виступами на кінцях.

Сірий клин зроблено у вигляді круглої прозорої пластини змінної оптичної густини, яка дає можливість рівномірно послабити світловий потік, який падає на фотоелемент при підготовці приладу до роботи.

Сірий клин, на відміну від селективного світлового фільтра практично однаково послаблює промінь усіх довжин хвиль, з яких складається потік. При обертанні клину навколо його осі на шляху світлового променя встановлюються ділянки з різною оптичною густиною. Якщо клин введено повністю, то на фотоелементі проходить лише 4 % того світлового потоку, який падає на нього при виведеному клині. Оптичний клин необхідний в схемі для того, щоб послабити світловий потік при установці нуля шкали почорніння. Освітлення фотоелементу 13 викликає фото-е.р.с. під дією якої в дзеркальному гальванометрі 14 виникає фотострум, рамка з дзеркальцем повертається на певний кут, пропорційний освітленості фотоелементу.

Відлікова частина. На дзеркальце вимірювальної рамки гальванометра 14 через конденсор 15, 17 та фокусуєчий об'єктив 18 проектується шкала почорніння 16, яка виготовлена із діапозитив на скляній пластинці. Після відбивання від дзеркальця гальванометра модульований зображенням шкали світловий потік знову фокусується на призмі 19 та після повного внутрішнього відбивання в призмі проходить через збільшувальну лінзу 20, відхиляється на 90 при відбиванні від дзеркала 21 і падає на екран (матове скло з індексом) 22. Об'єктив 18 та лінза 20 створюють на екрані 22 збільшене в 20 разів зображення шкали, яке і бачить спостерігач. В залежності від кута повороту дзеркальця гальванометра 14 проти

екрану встановлено певна поділка шкали почорніння.

Загальний вигляд мікрофотометра дано на рис.3.3. Прилад вмонтовано на масивному чавунному столі з ніжками з регульованими гвинтами 113. Горизонтальність стола перевіряється рівнем.

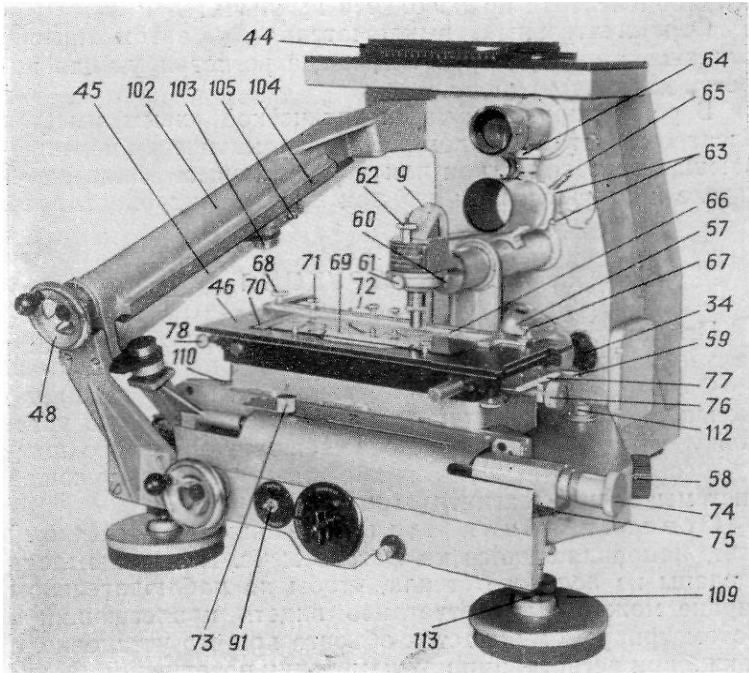


Рис.3.3. Загальний вигляд мікрофотометра.

Предметний столик 46 має спеціальне пристосування - лінійку 66 з упором, яке дозволяє встановлювати знятий зі столу об'єкт на попереднє місце. Лінійка кріпиться до столу гвинтами 67 і 68. Досліджувана пластинка 69 розміщується безпосередньо на столику, плівка попередньо закладається між склом і притискається затискачами.

Для правильного розміщення пластинки предметний столик можна переміщувати в двох напрямках і повертати в деяких межах навколо трьох осей.

Для поздовжнього переміщення столика необхідно відпустити стопорний гвинт 73, пересунути столик в необхідне положення і знову закріпити цей гвинт. Границі переміщення в

повздовжньому напрямі 0-210 мм, точність відліку за ноніусом 0,1 мм. Для плавного повздовжнього переміщення столика з спектрограмою при виведенні фотометричної лінії на будь-якій ділянці в межах 25 мм, необхідно здійснити обертання барабанчику 74 при закріпленому гвинті 73. Крок гвинта 0,5 мм, кругова шкала має 50 поділок, ціна поділки шкали барабанчику – 0,01 мм.

Поперечне переміщення в межах 0-85 мм здійснюється обертанням маховичка 76, точність відліку за шкалою 77 – 1 мм.

Освітлювальна щілина зменшує розсіяне світло, що направляється на фотоелемент. Пластини щілини виготовлені з зеленого скла, щоб на екрані спостерігач міг чітко бачити об'єкт. Фокусування зображення щілини на емульсійний шар об'єкта здійснюється обертанням маховичка 58.

Рукояткою 59 можна змінювати ширину освітлювальної щілини і обертати щілину навколо оптичної вісі.

Фокусування зображення об'єкту на екран здійснюється обертанням головки 62. Ширина щілини змінюється обертанням барабанчику 64. Гранична ширина щілини – 3 мм, один оберт барабанчику відповідає розкриттю щілини на 1 мм

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

Профотометрувати плівку з характеристичним рентгенівським спектром.

1. Встановити рентгенограму зі спектром випромінювання міді на предметний столик 46.
2. Ввімкнути мікрофотометр і отримати чітке зображення світлової щілини 3 в площині вимірювальної щілини 10. Чіткість зображення регулюється мікрооб'єктивами 5 і 7 (рис.3.2) за допомогою гвинтів.
3. Перемістити вручну предметний столик так, щоб на екрані з вимірювальною щілиною 10 побачити смуги почорніння фотоплівки.
4. Ввімкнути гальванометр М 197/1, що покаже фотострум, який створює фотоелемент. Цей струм пропорційний світловому потоку, що падає на фотоелемент.

5. Профотометрувати плівку, на якій зафіксовано рентгенівське випромінювання міді: дублет з енергіями $E_{K_{\alpha 1}} = 8027,8$ еВ та $E_{K_{\alpha 2}} = 8047,8$ еВ та лінією K_{β} , енергію якої треба визначити. Для цього плавно переміщувати столик з рентгенограмою за допомогою мікрометричного гвинта 74 (рис.3.3) з кроком 0,1 мм та фіксувати значення координати і фотоструму I (можна у відносних одиницях). Дані занести в таблицю.
6. Залежність $I(x)$ – результат фотометрування рентгенограми – покаже ступінь почорніння плівки-негатива. Щоб отримати спектр випромінювання, треба обернути її в позитив. Для цього визначити з таблиці максимальне значення струму I_{\max} , обчислити різницю $(I_{\max} - I)$.
7. Побудувати графік залежності інтенсивності випромінювання $(I_{\max} - I)$ від координати x .

Завдання 2:

Визначити енергію лінії випромінювання K_{β} .

1. Визначити з графіка відстань ΔL (мм) між лініями $K_{\alpha 1}$ та $K_{\alpha 2}$.
2. Визначити лінійну дисперсію D (еВ/мм) спектрального приладу в досліджуваній області рентгенівського спектру:

$$D = \frac{E_{K_{\alpha 1}} - E_{K_{\alpha 2}}}{\Delta L} \quad (3.1)$$

3. Визначити енергетичне положення лінії K_{β}

$$E_{K_{\alpha 1}} = E_{K_{\alpha 2}} + D \cdot x, \quad (3.2)$$

де x - відстань в мм між $K_{\alpha 2}$ і K_{β} (за положенням максимумів цих ліній).

Контрольні запитання

1. Що називають гальмівним і характеристичним випромінюванням? Чим вони відрізняються?
2. Природа характеристичного рентгенівського спектру.
3. Пояснити позначення серій і ліній рентгенівського випромінювання.
4. Показати серії рентгенівського випромінювання на енергетичній діаграмі.
5. Які серії виникають при іонізації K -шару в атомі?
6. Як практично здійснити розкладання рентгенівського випромінювання в спектр?
7. Що називають кутовою (лінійною) дисперсією спектрального приладу?
8. Записати закон Мозлі та пояснити його фізичний зміст.
9. Чим пояснити схожість рентгенівських спектрів різних елементів?
10. Чим пояснити дублетну структуру K_{α} -лінії?
11. Назвати інтервал довжин хвиль рентгенівського випромінювання.
12. Обчислити довжину хвилі K_{β} -лінії за результатами вимірювань.
13. Пояснити оптичну схему мікрофотометра МФ-4.

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ЛАЗЕРА

Прилади і матеріали: гелій-неоновий лазер, оптична лава, лінійка, набори з поляризації і дифракції, екран.

Теоретичні відомості

Лазер – це джерело когерентних електромагнітних хвиль видимого діапазону. Когерентні хвилі мають однакову частоту (тобто строго монохроматичні), і різниця фаз двох хвиль в кожній точці простору залишається незмінною у часі.

Когерентні електромагнітні хвилі радіодіапазону були отримані ще в XIX столітті і зараз на них здійснюється радіо і телевізійний зв'язок. Когерентні радіохвилі утворюють генератори, де основним елементом, що задає частоту коливань, є коливальний контур.

Природне світло є продуктом світіння багатьох атомів і молекул речовини, що випромінюють світло не узгоджено, тому природне світло некогерентне. Створити коливальний контур для оптичного діапазону неможливо, оскільки цей контур повинен мати розміри менші довжини хвилі оптичного діапазону, тобто менше 10^{-7} м. Але, якщо неможливо створити такий контур штучно, то можна скористатись властивостями окремих молекул і атомів, які можуть вибірково випромінювати або поглинати світло тільки певної довжини хвилі.

Атоми речовини можуть мати лише певні дискретні значення енергії: E_1, E_2, \dots, E_n , які називають енергетичними рівнями. Сукупність цих рівнів складає енергетичний спектр атома. Нижній рівень, що має мінімальне значення енергії називається основним, а відповідний стан атома – основним станом, решту рівнів (станів) називають збудженими.

Число атомів, що мають певну енергію E_n , називається *населеністю рівня E_n* .

Якщо атому, який знаходиться в основному стані з енергією E_1 надати додаткову енергію, він зможе перейти на один із збуджених рівнів. Навпаки, збуджений атом може самовільно

перейти на один із нижчих рівнів, випромінюючи при цьому певну енергію у вигляді кванта світла (фотона) (рис.4.1).

Якщо атом переходить з рівня E_m на рівень E_n , то частота кванта світла, що випромінюється або поглинається буде:

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h}, \quad (4.1)$$

де h - стала Планка.

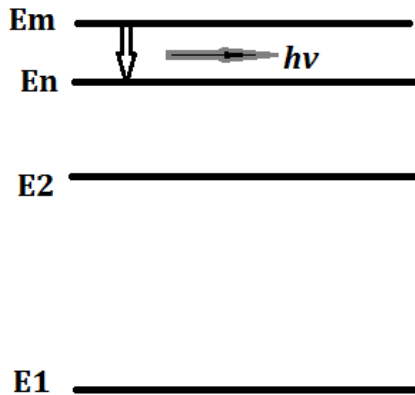


Рис.4.1 Енергетичний спектр атома.

Саме такі спонтанні переходи відбуваються в нагрітих світних газах.

Однак поряд із спонтанним випромінюванням існує вимушене (індуковане) випромінювання, коли атоми випромінюють під дією зовнішнього електромагнітного поля. При цьому атом випромінює електромагнітну хвилю, у якій частота, поляризація, фаза і напрям поширення повністю співпадають з характеристиками зовнішньої хвилі, що діє на атом.

Явище індукованого випромінювання дає можливість керувати випромінюванням атома з допомогою електромагнітних хвиль і таким чином підсилювати (генерувати) когерентне світло. Щоб здійснити генерацію необхідно виконати ряд вимог:

По-перше, необхідне співпадання частот падаючого світла з однією з частот спектру випромінювання атома. За звичайних умов

джерелом первинних хвиль і підсилювача є атоми одного і того ж елементу.

По-друге, речовина, де поширюється випромінювання, повинна переважно не поглинати його, а випромінювати.

В природних умовах таке одержати неможливо, оскільки при будь-якій температурі (згідно з розподілом Больцмана) населеність більш високих рівнів атомів буде менше, ніж населеність нижчих рівнів. Тому при опроміненні звичайної речовини будуть переважати переходи електронів зі станів з меншою енергією в стани з більшою енергією, тобто переважатиме процес поглинання світла.

Для збудження генерації когерентного світла необхідно, щоб з двох вибраних рівнів E_m і E_n верхній був заселений більше, ніж нижчий. Такий стан речовини називається *активним* або станом з *інверсним населенням* (з лат. *inversio* – перевертаю).

По-третє, для того, щоб активне середовище перетворити в генератор світлових коливань, необхідно здійснити зворотній зв'язок, при якому частина випромінюваного світла весь час знаходилась би в зоні активного середовища і викликала б індуковане випромінювання все нових і нових атомів. Для цього активне середовище поміщають в *оптичний резонатор*, тобто розташовують між двома паралельними дзеркалами (рис. 4.2).

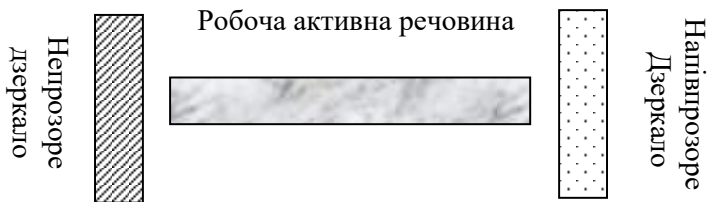


Рис.4.2. Принципова схема лазера.

Для виводу випромінювання з лазера одне з дзеркал роблять напівпрозорим.

Активною речовиною лазера може бути будь-яка речовина: газ, рідина, тверде тіло, напівпровідники, плазма. Відповідно лазери називаються газовими, рідинними, твердотільними, плазмовими.

В залежності від того, на яких переходах працює лазер, їх

називають атомарними, молекулярними, іонними.

Звичайно, в природних умовах, всі ці речовини не являються активними (рівні в них населені відповідно розподілу Больцмана), тому слід для перетворення їх в активний стан застосовувати до них міри впливу, а саме: опромінювати речовину світлом лампи-спалаху, пропускати через речовину електричний струм, опромінювати радіоактивним випромінюванням. Всі ці заходи називаються *накачкою* речовини.

Дзеркала, які використовуються в лазері, це два плоских або майже плоских строго паралельних одне одному дзеркала A і B , які знаходяться на відстані d (рис. 4.3).

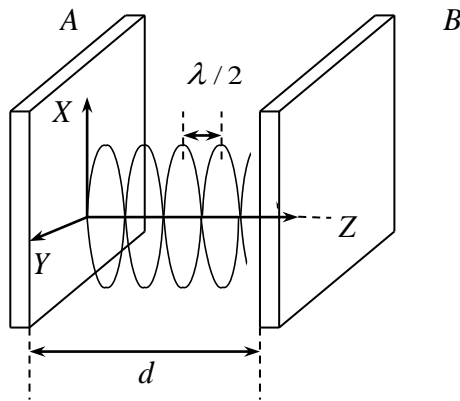


Рис.4.3. Оптичний резонатор і стоячі хвилі в ньому.

Вздовж осі Z встановлюються світлові хвилі (стоячі). В центрі (поблизу осі Z) ці хвилі будуть мати амплітуду більшу, ніж на краю дзеркала, тому що на краях дзеркала будуть неминучі дифракційні втрати. Тобто при певному положенні дзеркала у резонаторі встановиться певний вид коливань, який називається *модю* резонатора.

В загальному випадку стоячі хвилі всередині такого резонатора можуть з'являтися не тільки вздовж осі Z , але і вздовж осей X і Y , тому в оптичних резонаторах ввели для позначення типів коливань (мод) символ TEM_{mng} .

TEM - утворене з перших літер англійської фрази: *transverse electro magnetic*: m , n , g показує ціле число півхвиль, які повністю

вкладаються вздовж осей X , Y , Z , відповідно.

Звичайно число $g = \frac{2d}{\lambda}$ дуже велике і його опускають при маркуванні моди, а числа m , n в добре настроєних резонаторах складають значення від 1 до 10 і їх залишають, так що отримують TEM в добре налагодженому резонаторі $m = n = 0$ і генерація іде аксиально (вздовж основної моди, яка позначається TEM_{00} рис.4.4)

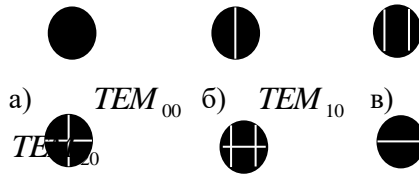


Рис.4.4. Світлові поля різних мод оптичного резонатора.

Опис лазера

В роботі використовується газовий гелій-неоновий лазер типу ЛГН-109, основним елементом якого є газорозрядна трубка 1 з катодом 2 і анодом 3 (рис.4.5). Трубка заповнена сумішшю гелію і неону. Парціальний тиск газу: гелію 1 мм.рт.ст., неону – 0,1 мм.рт.ст. При розжареному катоді для отримання генерації лазерного випромінювання збудження атомів неону відбувається шляхом передачі енергії атомам неону від збуджених атомів гелію. А атоми гелію збуджуються в електричному газовому розряді ударами електричного розряду. Пряме збудження неону електричним розрядом (без допомоги гелію) ускладнене.

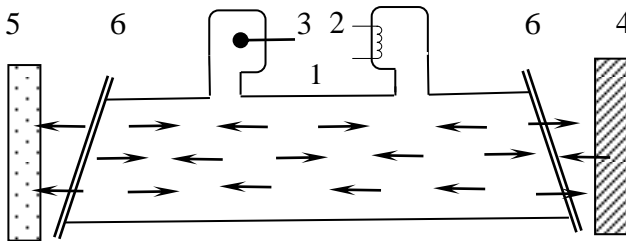


Рис.4.5. Оптична схема гелій-неонового лазера.

Електричним розрядом при співударях електронів розряду з атомами гелію в атомах збуджуються рівні 2^1S або 2^3S (рис. 4.6). Знаходячись в такому стані, атоми гелію живуть досить довго (метастабільні стани), доки не зіткнуться з атомами неону, переводячи їх з основного стану $2P$ в стан $4S$, або $5S$ в залежності від того, в якому стані був атом гелію.

Коли число атомів неону на рівнях $4S$, $5S$ стає більшим, ніж на рівнях $3P$, утворюється інверсія населеності. Спонтанне (самовільне) випромінювання окремих фотонів як результат переходу $4S \rightarrow 3P$ так і для переходу $5S \rightarrow 3P$ буде проходити весь час.

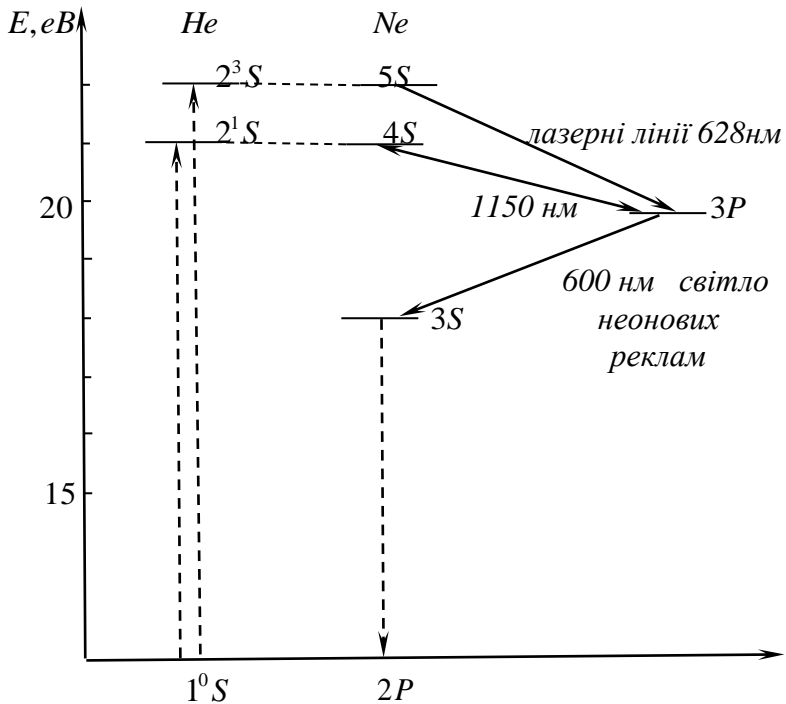


Рис.4.6. Схема електронних переходів в атомах гелію і неону під час накачки та генерації світла в лазері.

В результаті переходу $4S \rightarrow 3P$ з'являються фотони інфрачервоного випромінювання, а перехід $5S \rightarrow 3P$ буде супроводжуватись випусканням фотонів видимого випромінювання.

Під дією електромагнітного поля таких спонтанно народжених фотонів, що поширюються вздовж трубки, виникає індуковане (стимульоване) випромінювання фотонів іншими збудженими атомами неону, які знаходяться в стані $5S$ або $4S$. Таким чином, кількість фотонів в активній речовині збільшується.

Різде наростання цього процесу забезпечується тим, що розрядна трубка знаходиться в дзеркальному резонаторі, створеному дзеркалами 4 і 5 (мал.4.5), які повертають фотони в речовину, щоб продовжити процес генерації вимушеного випромінювання, виникає ціла лавина фотонів однакової частоти, фази, напрямку. Багатократне проходження випромінювання вздовж осі трубки від дзеркала до дзеркала і приводить до формування потужного індукованого напрямленого когерентного потоку випромінювання. Для виводу випромінювання дзеркало 5 зроблене напівпрозорим.

Дзеркала резонатора мають покриття (напилення), відповідне тому чи іншому типу випромінювання (видимого чи інфрачервоного). В даному лазері поставлені дзеркала, які обумовлюють генерацію лазерного випромінювання в видимій області, тобто на переході $5S \rightarrow 3P$.

Трубка лазера заклеєна на кінцях пластинами 6, які розташовані в резонаторі під кутом Брюстера (рис.4.5). Це сприяє формуванню в резонаторі строго поляризованої хвилі. Газовий лазер може забезпечити пучок з дуже малим кутом розходження, який залежить лише від дифракції.

Кутове розходження визначається за формулою:

$$\alpha \cong \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda}{d}, \quad (4.1)$$

де λ - довжина хвилі випромінювання, d - діаметр світлового променя.

Порядок виконання роботи

Газовий лазер, який використовується в роботі, складається з джерела живлення та скляної газорозрядної трубки і резонатора, змонтованих в одному корпусі.

УВАГА: *Перемішувати лазер, що працює, категорично*

забороняється. Попадання лазерного променя в око небезпечно для зору.

Завдання 1:

Виміряти довжину хвилі лазера за допомогою дифракційної ґратки.

В роботі використовується дифракційна ґратка з постійною 0,01 мм.

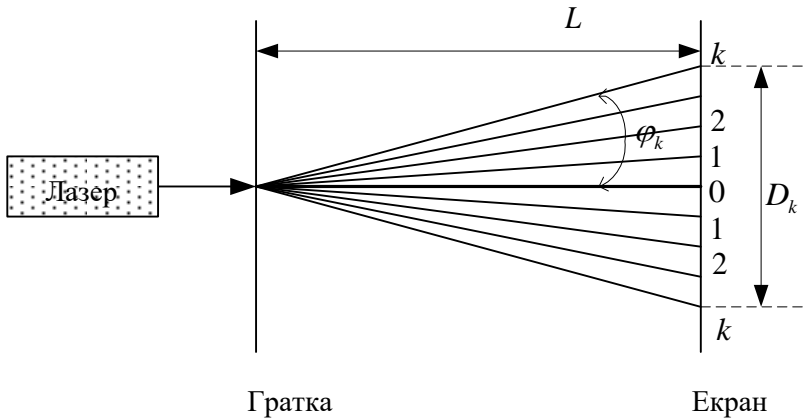


Рис.4.7. Дифракція лазерного випромінювання на дифракційній ґратці.

Промінь лазера, що падає на дифракційну ґратку, зазнає дифракцію і дає на екрані ряд дифракційних порядків (яскравих точок), розташованих симетрично відносно максимуму нульового порядку.

Щоб знайти довжину хвилі випромінювання лазера використаємо формулу головних максимумів дифракції на ґратці:

$$d \sin \varphi_k = k \lambda, \quad (4.2)$$

де d – стала дифракційної ґратки, φ_k – кут дифракції, k – номер дифракційного порядку, λ – довжина хвилі випромінювання.

Оскільки, як правило, кут дуже малий, то можна записати:

$$\sin \varphi_k \cong \operatorname{tg} \varphi_k = \frac{D_k}{2L}, \quad (4.3)$$

де L - відстань від дифракційної ґратки до екрана, D_k - відстань між лівим і правим максимумами k -го порядку.

Враховуючи (4.2) і (4.3), довжина хвилі випромінювання лазера:

$$\lambda = \frac{dD_k}{2kL}. \quad (4.4)$$

Порядок виконання завдання

1. Встановити на оптичній лаві лазер, дифракційну решітку, екран.
2. Виміряти на екрані D_k - відстань між лівим і правим максимумами k -го порядку.
3. Виміряти L - відстань від дифракційної ґратки до екрана.
4. Вимірювання провести не менше трьох разів, використовуючи різні значення D_k і L .
5. Всі отримані дані та результати розрахунків занести в таблицю, обчислити похибки вимірювань.

№	k	D_k , м	L , м	λ_i , нм	$\Delta\lambda_i$, нм

Завдання 2:

Виміряти кутове розходження лазерного променя.

Порядок виконання завдання

1. Встановити на оптичній лаві лазер і екран.
2. Виміряти кілька значень діаметрів плями лазерного випромінювання d_1 , d_2 на екранах E_1 і E_2 , які віднесені один від одного на кілька метрів (рис.4.8).

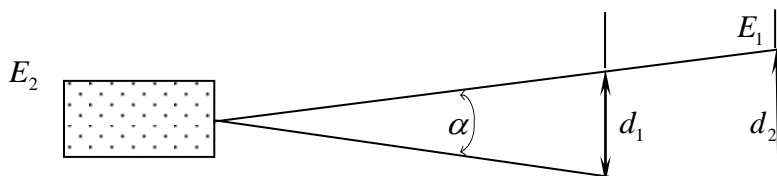


Рис.4.8. Схема досліду до кутового розходження променя лазера.

3. Знайти кут розходження променя лазера за формулою:

$$\alpha \cong \operatorname{tg} \alpha = \frac{d_1 - d_2}{l} . \quad (4.5)$$

4. Дослід повторити кілька разів. Дані занести в таблицю, обчислити похибку результату.

№	d_1 , м	d_2 , м	l , м	α_i , рад	$\Delta\alpha_i$, рад

Завдання 3:

Визначити модовий склад лазерного випромінювання.

Порядок виконання завдання

1. Встановити на оптичній лаві лазер і екран на відстані близько 2 м.
2. З екрана змалювати вигляд світлової плями лазерного випромінювання і порівняти його з однією з картин на мал.4.4. Тим самим визначити тип моди, на якій проходить генерація лазерного променя.

Завдання 4:

Спостереження поляризації лазерного випромінювання

Порядок виконання завдання

- 1 Між лазером і екраном на рейтері встановити поляроїд.
2. Обертаючи поляроїд, спостерігати за зміною інтенсивності лазерного випромінювання на екрані E . Зробити висновок.

Завдання 5:

Спостереження дифракції лазерного випромінювання на щілині, тонкій дротині і непрозорих перешкодах різної форми.

Порядок виконання завдання

1. Встановити на оптичній лаві лазер і екран на відстані близько 2 м.
2. Для розширення світлового пучка за лазером встановити короткофокусну лінзу.
3. Направити лазерний пучок на різні об'єкти з набору по дифракції: щілину, дротину, круглий та квадратний отвори, непрозорі диски та квадрати різних розмірів, кільця. Зарисувати та описати дифракційну картину на екрані.

Контрольні запитання

1. Чим відрізняється лазерне випромінювання від звичайного оптичного випромінювання?
2. Що таке активна речовина, інверсна населеність?
3. Що називають оптичним резонатором? Навіщо потрібні дзеркала в лазері?
4. Що називається модою оптичного резонатора?
5. Чому крім неону використовується гелій в гелій-неоновому лазері?
6. Опишіть механізм генерації світла в гелій-неоновому та рубіновому лазерах?
7. Чому лазерне випромінювання є вузько направленим?

ВИЗНАЧЕННЯ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ТЕРМОРЕЗИСТОРА

Прилади і матеріали: терморезистор, термопара або термометр, електропіч, посудина з водою, мультиметр для вимірювання опору напівпровідника.

Теоретичні відомості

Терморезистор - електронний напівпровідниковий прилад, що представляє собою платівку напівпровідникового матеріалу з антизапірними контактами.

Терморезистори застосовуються в системах виміру і регулювання температури, виміру потужності електромагнітного випромінювання, швидкості потоку рідин і газів, у стабілізаторах напруги, різних реле та ін. Розходження електричних властивостей металів (провідників) і діелектриків (ізоляторів) визначається шириною забороненої зони і заповненням електронами дозволених зон. Необхідна умова провідності твердого тіла - наявність вільних рівнів енергії, на які електричне поле могло б перевести електрони. Під дією звичайних джерел струму електрони можуть здійснювати тільки внутрішньозонні переходи. Зона дозволених енергій, розташована вище валентної зони, називається зоною провідності.

Якщо при абсолютному нулі температури валентна зона заповнена повністю, а зона провідності порожня, то таке тверде тіло називається діелектриком, або напівпровідником. Розходження між напівпровідниками і діелектриками дуже умовне. Прийнято вважати, що якщо розмір забороненої зони $\Delta W \leq 3 eV$, то це напівпровідник. При $\Delta W > 3 eV$ тіло вважають діелектриком.

У даній лабораторній роботі вивчається властивість терморезистора змінювати опір при нагріванні і визначається ширина забороненої зони цього напівпровідника.

Опір терморезистора змінюється за законом:

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (5.1)$$

де R - опір при температурі T ,

R_0 - постійний опір, що не залежить від температури,

k - стала Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$),

ΔW - енергія необхідна для переходу електрона в зону провідності (ширина забороненої зони),

T - абсолютна температура.

Логарифмуючи рівняння (5.2), одержимо:

$$\ln R = \ln R_0 - \frac{\Delta W}{2k} \cdot \frac{1}{T} \quad (5.3)$$

Якщо на графіку відкладати залежність $\ln R$ від $\frac{1}{T}$, то для напівпровідників утворюється пряма лінія, яку побудуємо **за методом найменших квадратів**.

Для спрощення розрахунків в рівнянні (5.3) позначимо $B = -\frac{\Delta W}{2k}$. Одержимо рівняння:

$$\ln R = \ln R_0 + B \cdot \frac{1}{T} \quad (5.4)$$

З рівняння (5.4) видно, що коефіцієнт B є тангенсом кута нахилу прямої $\ln R$ ($1/T$) до вісі $1/T$

$$B = \operatorname{tg} \varphi$$

Цей кут задає нахил графіка залежності $\ln R$ ($1/T$). Точки на графіку, знайдені практичними вимірами, можуть мати незначні відхилення від прямої (5.4), зумовлені похибкою вимірювань.

У рівнянні (5.4) потрібно найкращим чином підібрати параметри R_0 та B за умови найменшої суми квадратів відхилень експериментальних значень R_i від значень R , що одержані з формули (5.4):

$$\sum_{i=1}^n \left[\left(\ln R_0 - B \cdot \frac{1}{T} \right) - \ln R_i \right]^2 \rightarrow \min \quad (5.5)$$

Звідси впливає рівність нулю частинних похідних по R_0 і та по B від суми (5.5), що дає таку систему двох лінійних рівнянь відносно невідомих параметрів R_0 і B :

$$\begin{cases} B \sum_{i=1}^n \frac{1}{T_i} + n \ln R_0 = \sum \ln R_i \\ B \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{T_i} \right)^2 + \ln R_0 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{T_i} = \sum \frac{1}{T_i} \ln R_i \end{cases} \quad (5.6)$$

Для обчислення ширини забороненої зони ΔW потрібно визначити параметр B . Розв'язуючи систему рівнянь (5.6), одержуємо:

$$B = \frac{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{T_i} \right) \cdot \sum_{i=1}^n \ln R_i - n \cdot \sum_{i=1}^n \frac{\ln R_i}{T_i}}{\left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{T_i} \right)^2 - n \cdot \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{T_i} \right)^2} \quad (5.7)$$

Тоді ширина забороненої зони напівпровідника в електрон-вольтах обчислюється за виразом:

$$\Delta W = -\frac{2k}{e} B \quad (eB) \quad (5.8)$$

Для побудови графіка вільний член $\ln R_0$ рівняння прямої визначається за виразом:

$$\ln R_0 = \frac{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{T_i} \right)^2 - \sum_{i=1}^n \frac{1}{T_i} \cdot \sum_{i=1}^n \left(\ln R_i \cdot \frac{1}{T_i} \right)}{n \cdot \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{T_i} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{T_i} \right)^2} \quad (5.9)$$

Порядок виконання роботи

1. Підключити мультиметр, встановлений на вимірювання опору, до виводів терморезистора.
2. Тумблером «Вкл» ввімкнути піч і помістити в неї посудину з водою, в яку обережно занурити пробірку з термістором, що з'єднаний з мультиметром.
3. Нагріваючи воду від кімнатної температури до 70° , через кожні 10° , знімати покази мультиметра і заносити дані в

- таблицю 1.
- Побудувати графік залежності $\ln R (1/T)$ за результатами вимірювань та пряму з параметрами, обчисленими з формул (5.7) та (5.9).
 - Побудувати графік $\ln R (1/T)$ в EXCEL та перевірити правильність розрахунків.
 - За формулою (5.8) визначити ширину забороненої зони напівпровідника ΔW .
 - Зробити висновки щодо матеріалу термістора.

Таблиця 1.

№ п/п	$t, ^\circ C$	T, K	$R, Ом$	$\ln R$	$1/T$	$(\ln R)/T$	$1/T$
1	20						
2	30						
3	40						
4	50						
5	60						
6	70						

Контрольні запитання

- За якою характеристикою речовини поділяються провідники, напівпровідники, діелектрики?
- Як залежить від температури опір напівпровідників? металів?
- Як змінюється з ростом температури концентрація носіїв струму у напівпровідниках? металах?
- Як утворюються енергетичні зони у твердому тілі? Дайте визначення валентної зони, зони провідності, забороненої зони.
- Зобразіть зонну схему металу, напівпровідника, діелектрика, в чому їх відмінність?
- Поясніть застосування методу найменших квадратів у даній роботі.

ВИВЧЕННЯ ЛІЧИЛЬНИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА ТА ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

Прилади і матеріали: лічильник Гейгера – Мюллера, джерело постійної напруги до 600 В , мультиметр, лічильник-секундомір ССЭШ-63, з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

Для реєстрації іонізуючих випромінювань широко використовують лічильники типу Гейгера–Мюллера.

Найбільш поширені газорозрядні лічильники, в яких елементарна частинка реєструється імпульсом струму, що викликається іонізаційною дією частинки в газах; сцинтиляційні лічильники, в яких частинка реєструється за світловим спалахом, що виникає при попаданні частинки на люмінесцентний екран.

У даній роботі вивчається газорозрядний лічильник типу Гейгера-Мюллера. Він складається з двох електродів: один – це провідник шар на внутрішній поверхні скляного циліндра або ж просто металевий циліндр (1), другий – металева нитка (2), натягнута вздовж осі циліндра (рис.6.1). Циліндричний електрод служить катодом, а нитка – анодом.

Електроди знаходяться у герметичному резервуарі, наповненому газом до тиску $13\text{--}26\text{ кН/м}^2$ ($100\text{--}200\text{ мм рт. ст.}$) На нитку напруга подається через опір R .

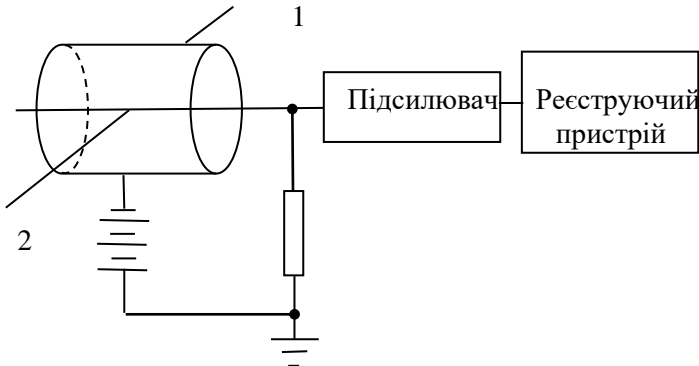


Рис.6.1. Принципова схема лічильника.

Електрична напруга у декілька сотень вольт здатна підтримувати самостійну провідність газу в лічильнику. Однак така провідність починається лише тоді, коли в лічильник попаде елементарна частинка або γ -промені, які викликають часткову іонізацію газу.

Ядерні частинки або γ -промені можна реєструвати за початком газового розряду в лічильнику. Коли ж розряд уже почався, попадання частинок у лічильник не буде істотно впливати на розрядний струм і їх не можна виявити. Тоді після кожної частинки, що попала в лічильник і викликала розряд, треба автоматично припинити розряд і цим робити лічильник придатним до реєстрації наступної частинки.

За способом припинення розряду лічильники поділяються на несамогасні і самогасні.

В несамогасних лічильниках послідовно з анодом вмикається дуже великий опір, порядку 10^6 Ом. При виникненні розряду в лічильнику на опорі падає значна частина напруги джерела струму, тому між електродами вона різко зменшується і розряд припиняється. У складніших схемах імпульс розрядного струму в лічильнику викликає негативний імпульс напруги від радіотехнічної схеми. Цей процес триває близько 10 с (мертвий час), отже максимальна швидкість лічби таких лічильників не перевищує 100 імп/с.

Конструктивно простіші і мають більшу швидкість лічби самогасні лічильники. Припинення розряду в них досягається спеціальним добором газів; наприклад, беруть 90 % аргону і 10 % пари етилового спирту чи інший багатоатомний газ, для якого іонізаційний потенціал менший, ніж для аргону. Загальний тиск становить 10 мм.рт.ст.

Суть гасіння розряду така. В лічильнику електричне поле підсилюється в міру наближення до осі, тут електрони здійснюють ударну іонізацію газу. Однак початковий імпульс іонізації, швидко закінчується, електрони осідають на анод, а малорухливі позитивні іони ще деякий час оточують нитку анода і настільки послаблюють біля неї поле, що ударна іонізація тут уже неможлива. В цей час лічильник не реагує на нові ядерні частинки.

В міру наближення позитивних іонів до катода іони одноатомного газу нейтралізуються за рахунок виривання електронів з багатоатомних молекул. Останні перетворюють у важкі

іони, які при наближенні до катода виривають електрони з металу і перетворюються в нейтральні молекули.

Деякі з цих молекул залишаються в збудженому стані. Але багатоатомні молекули, подібні молекулам спирту, з більшою легкістю дисоціюють, ніж випромінюють фотони, які б провели іонізацію газової суміші в лічильнику. Надлишкова енергія, що звільняється при нейтралізації іонів одноатомного газу в результаті зіткнення з молекулою спирту, випромінюється в ультрафіолетовій області спектра. Молекули спирту мають широкі смуги поглинання в цій області і тому спирт поглинає цю енергію, дисоціюючи при цьому. Значить, і з цієї причини не відбувається іонізація газової суміші в лічильнику, і розряд через лічильник припиняється. Мертвий час самогасних лічильників порядку 2×10^{-3} с, робоча напруга 100-800 В.

Недоліком лічильників, наповнених таким газом є те, що з часом кількість багатоатомних молекул в газі зменшується, оскільки вони розпадаються на простіші, останні, ударяючись об катод, іонізуються, внаслідок чого розряд не припиняється. Тому час дії таких лічильників обмежений. Після сприймання 10 імпульсів вони виходять з ладу. До недоліків цих лічильників слід віднести і те, що вони можуть працювати лише в обмеженій області температур 10-60 °С.

Значні переваги мають галогенні самогасні лічильники, заповнені неонем з деякою добавкою аргону і хлору, або броду (до 5 %). Механізм припинення розряду в них аналогічний механізму лічильників з багатоатомним газом, але тут дисоційовані молекули хлору чи броду відновлюються до попередніх Cl_2 , Br_2 . Тому час роботи таких лічильників необмежений.

Галогенні лічильники можуть працювати і при низьких температурах, до -50 °С, робоча напруга для них 350 – 400 В. В цьому і є їх перевага.

Робоча характеристика і плато лічильника.

Для правильного використання лічильника треба знати його робочу характеристику, тобто залежність кількості імпульсів за одиницю часу від напруги на електродах при дії того ж препарату і незмінному його положенні відносно лічильника.

Загальний вигляд такої залежності подано на рис.6.2. З нього бачимо, що лічильник починає працювати при деякій напрузі U_1 .

Із збільшенням напруги до U_2 швидкість лічби дуже зростає, а потім в інтервалі напруг від U_2 до U_3 залишається майже незмінною. При напрузі, вищій ніж U_3 , швидкість лічби знову збільшується, поки виникне газовий розряд.

Частина робочої характеристики лічильника в межах від U_2 до U_3 називають – *плато*. Отже в цій частині кількість імпульсів за одиницю часу залежить від активності препарату. Тому вимірювати лічильником ядерне випромінювання можна тільки в області його плато.

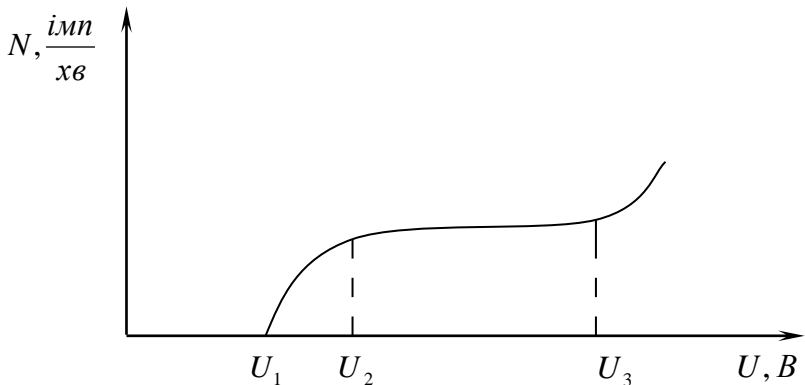


Рис.6.2. Характеристика газорозрядного лічильника.

Плато визначає якість лічильника. Практично плато не залишається строго горизонтальним; його нахил виражають відносним збільшенням швидкості лічби в процентах, розрахованим на 1 В збільшення напруги. Лічильники з нахилом плато, більшим від 0,15% на 1 В вважають непридатним для роботи.

Порядок виконання роботи

Увага! Висока напруга на лічильнику небезпечна для життя. Тому, подавши напругу, не можна доторкатись до клем лічильника.

1. Зібрати схему згідно рис.6.3, де в якості реєструючого пристрою в роботі використати ССЭШ-63, перемикач «Счет»

- якого встановити у положення «Электрические импульсы».
- Після перевірки схеми керівником заняття ввімкнути в мережу всі прилади.
 - Подати на лічильник максимальну напругу (600 В). Виміряти кількість імпульсів, що реєструє лічильник протягом однієї хвилини N . Дослід проробити 5-10 разів.

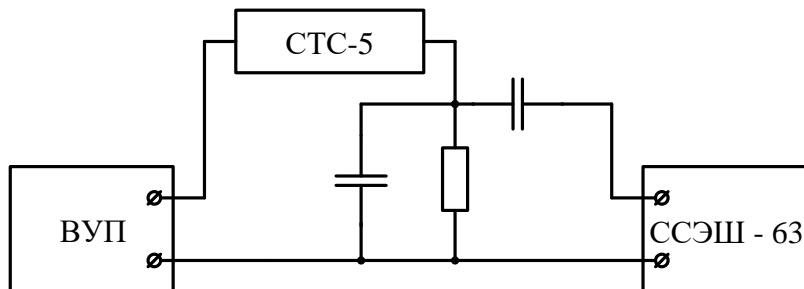


Рис.6.3. Схема включення лічильника Гейгера – Мюллера.

- Проробити аналогічні досліди, зменшуючи кожного разу напругу на 20 В. Напругу знижувати доти, поки імпульси не зникнуть.
- Провести дослід в зворотному порядку, тобто підвищуючи напругу через кожні 20 В до максимуму (600 В).
- Обчислити середню швидкість рахунку імпульсів $n(1/c)$ - кількість імпульсів за секунду та побудувати графік її залежності від напруги $n(U)$.
- Визначити область плато лічильника U_2 , U_3 та ступінь відхилення від плато: $(N_3 - N_2) / N_3$ у відсотках. N_3 і N_2 - кількість імпульсів за хвилину при напругах U_3 і U_2 відповідно.

Контрольні запитання

- Накреслити принципову схему лічильника Гейгера – Мюллера та пояснити його роботу в режимі відліку частинок?
- Який принцип дії лічильника Гейгера – Мюллера?
- Пояснити роботу самогасних та несамогасних лічильників.

4. Назвати технічні характеристики лічильників.
5. Накреслити характеристичну криву лічильника та пояснити роботу на кожному етапі.
6. Назвати інші методи реєстрації іонізуючих випромінювань.
7. В чому полягають переваги галогенних лічильників перед спиртовими?
8. Які частинки реєструє лічильник Гейгера – Мюллера?

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОАКТИВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЗАКРИТИХ ПРИМІЩЕННЯХ

Прилади і матеріали: дозиметр-радіометр МКС-05 «ТЕРРА-П»,
набір досліджуваних зразків.

Теоретичні відомості

Людина у своїй практичній діяльності все частіше зустрічається з різноманітними випромінюваннями: α , β , γ , n , p та ін. У природних умовах на поверхні Землі і в повітрі немає потужних джерел такого випромінювання. Тому цілком закономірним є те, що органи відчуття людини еволюційно не виробили здатності реагувати на потоки іонізуючого випромінювання, фіксувати їх, попереджати про можливу небезпеку від їхнього впливу. Виконання цих функцій при використанні радіоактивних ізотопів та джерел іонізуючих випромінювань покладається на спеціальні служби дозиметричного контролю. Основним завданням цих служб є реєстрація та вимірювання доз всіх видів іонізуючого випромінювання. Характеристикою дії випромінювання на повітря є так звана *експозиційна доза квантового випромінювання*

$$X = \frac{q}{m}, \quad (7.1)$$

де q — електричний заряд іонів одного знака, що виникають у сухому повітрі при повному гальмуванні всіх вторинних електронів, утворених квантами електромагнітного випромінювання; m — маса повітря, в якому утворюються іони.

Порівняльною характеристикою інтенсивності різних потоків іонізуючого випромінювання є *потужність експозиційної дози (ПЕД) квантового випромінювання*

$$\dot{X} = \frac{X}{t}, \quad (7.2)$$

одиноцею випромінювання $\epsilon \left[\dot{X} \right] = 1 \frac{Kл}{кг \cdot с} = 1 \frac{A}{кг}$.

Історично першою одиницею експозиційної дози рентгенівського та γ -випромінювання був *рентген* ($1 P = 2,58 \cdot 10^{-4} Kл/кг$).

Пізніше цю одиницю використовували для характеристики всіх видів корпускулярного іонізуючого випромінювання (α , β , γ , n , p). Практично дія електромагнітного і корпускулярного іонізуючого випромінювання пов'язана з поглинанням енергії іонізуючого випромінювання речовиною.

Тому була введена фізична величина — *поглинута доза випромінювання*

$$D = \frac{W}{m}, \quad (7.3)$$

де W — повна енергія іонізуючого випромінювання, передана опроміненій речовині; m — маса опроміненої речовини. Відповідно

до основного рівняння маємо $[D] = 1 \frac{Дж}{кг}$. Ця одиниця має

спеціальну назву *грей* ($Гр$). До її введення вживалась одиниця —

рад ($1 рад = 10^{-2} Гр$). Для порівняння інтенсивності дії різних джерел іонізуючих випромінювань вводиться *потужність поглинутої дози випромінювання*

$$\dot{D} = \frac{D}{t}, \quad (7.4)$$

з одиницею $[\dot{D}] = 1 \frac{Гр}{с}$.

Питання дозиметрії та захисту від дії іонізуючих випромінювань є специфічними не лише для ядерної енергетики. Вони стосуються машинобудування та металургії (дефектоскопія), легкої та добувної промисловостей (пристрої для зняття наведених електричних зарядів), медицини (діагностика, терапія), науки (рівнеміри, товщиноміри, рентгеноструктурний аналіз). В усіх зазначених випадках визначальним є біологічна дія іонізуючих випромінювань. Вона в основному зводиться до двох механізмів впливу на живі об'єкти. Перший — це утворення вільних радикалів

OH^- , H^+ (HO_2^-), які створюють сильну хімічну дію на об'єкт, інтенсифікуючи процеси окислення та відновлення. Другий – руйнування ядра клітини (макромолекул типу ДНК) і, як наслідок, смерть клітини, поява злоякісних новоутворень, мутація генів (зміна молекул ДНК зумовлює появу нових властивостей клітини); пошкодження хромосом (складові ядра клітини, які визначають спадковість клітини та організму) і ферментів (білки - каталізатори обмінних біохімічних реакцій).

Надзвичайно суттєвими для біологічної дії іонізуючого випромінювання є його вид (α , β , γ , n , p , d) та енергія. Це обумовлює введення спеціального коефіцієнта відносної біологічної ефективності (ВБЕ), який змінюється в межах $1 \div 20$. Для врахування цього було введено *еквівалентну дозу випромінювання*

$$H = QD, \quad (7.5)$$

де Q — коефіцієнт ВБЕ, D — поглинута доза випромінювання. Одиницею еквівалентної дози випромінювання є *зіверт*:

$$1 \text{ Зв} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

До введення *зіверта* (Зв) застосовувалась одиниця

бер (біологічний еквівалент рентгена бер ($1 \text{ бер} = 10^{-2} \text{ Зв}$)).

Відповідно до попередніх величин існує потужність еквівалентної дози випромінювання

$$\dot{H} = \frac{H}{t}, \text{ Зв/с}. \quad (7.6)$$

Існують державні санітарні правила роботи з іонізуючими випромінюваннями, в яких зазначені граничні допустимі дози і потужності цих доз для населення та різних категорій професійних працівників. У переважній більшості розвинутих країн для населення (з урахуванням усіх природних джерел випромінювання) встановлена річна доза – $5 \cdot 10^{-3} \text{ Зв}$ ($0,5 \text{ бер}$); одноразове аварійне випромінювання – $0,1 \text{ Зв}$.

Контроль за рівнем випромінювання при роботі з джерелами іонізуючого випромінювання може здійснюватись приладами, що вимірюють потужність дози у даному місці, а також приладами індивідуального дозиметричного контролю, за допомогою яких визначається сумарна поглинута людиною доза за певний час. Роль детекторів у приладах першого типу виконують іонізаційні камери;

гейгерівські, сцинтиляційні та пропорційні лічильники. Індивідуальний дозиметричний контроль здійснюється за допомогою конденсаторних іонізаційних камер, фотографічних та люмінесцентних дозиметрів. Зменшення поглинутої дози випромінювання може бути досягнуте зменшенням часу перебування у зоні дії іонізуючого випромінювання, збільшенням відстані до джерела потоку та застосуванням захисних екранів.

Якщо відома експозиційна доза \dot{X} у даному місці (наприклад, у $P/200$), то дозволений час роботи на тиждень можна обчислити за такою формулою:

$$t_0 = \frac{X_0}{\dot{X}} = 0,1\dot{X}^{-1} \quad (7.7)$$

Часто дозволений час роботи на тиждень з джерелом іонізуючого випромінювання задається. Для безпечної роботи з ним розраховують відстань між робочим місцем і джерелом. Оскільки потужна доза для електромагнітного іонізуючого випромінювання обернено пропорційна квадрату відстані від джерела, то

$$\dot{X}_0 \cdot R_0^2 = X_r \cdot r^2, \quad (7.8)$$

де \dot{X}_0 — дозволена потужність дози; R_0 — відстань від джерела до точки з \dot{X}_0 , \dot{X}_r — потужність дози на відстані r від джерела. Тоді

$$R_0 = r \sqrt{\frac{\dot{X}_r}{\dot{X}_0}}. \quad (7.9)$$

При заданому часі роботи на відстані r від джерела захищатись можна, використовуючи різні захисні екрани. При рентгенівському, γ - та β -випромінюванні найефективніше використовувати екрани із свинцю.

Необхідна кратність (k) послаблення потоку іонізуючого випромінювання визначається за формулою:

$$k = \frac{\dot{X}t}{X_0} = 10\dot{X}t. \quad (7.10)$$

В даній роботі досліджується потужність γ - та β -випромінювання, що зумовлена природними джерелами радіації: випромінюванням Землі та космічним випромінюванням.

Відомо, що $5/6$ еквівалентної дози, що отримує населення,

забезпечують земні джерела радіації, з них 2/3 людина отримує від радіоактивних речовин, які потрапляють в організм з їжею, водою, повітрям (внутрішнє опромінення). Основна доля цих речовин є продуктами розпаду урану-238 та торія-232.

Найбільш вагомим серед природних джерел радіації є радон – важкий газ без запаху і смаку (у 7,5 рази важчий за повітря). Радон і дочірні продукти розпаду дають 3/4 повної дози опромінення людини від усіх земних джерел радіації. Більша частина цих нуклідів (60%) попадає в організм людини з повітрям, особливо в не провітрюваних приміщеннях. В приміщення радон поступає, просочуючись через ґрунт. Дослідження ВООЗ показали, що в зонах з помірним кліматом концентрація радону в закритих приміщеннях в середньому у 8 разів вища ніж зовні.

Опис дозиметра-радіометра МКС-05 (ТЕРРА-II)

Технічні характеристики

- Діапазон вимірювань ПЕД γ -випромінювання - $0,1 - 999,9 \text{ мкЗв} / \text{год}$ (ПЕД – потужність еквівалентної дози);
- Границя допустимої відносної основної похибки при вимірюванні ПЕД γ -випромінювання з довірчою імовірністю 0,95 (калібрування по ^{137}Cs) – у % - $\pm (25 + 2/P)$, де P - числове значення вимірюваної ПЕД, виражене в $\text{мкЗв} / \text{год}$;
- Діапазон вимірювань ЕД γ -випромінювання - $0,001 - 9999 \text{ мЗв}$ (ЕД – еквівалентна доза).
- Діапазон енергій γ -випромінювання, що реєструється - $0,05 - 3,00 \text{ MeV}$;
- Діапазон щільності потоку β -частинок, в якому можлива оцінка поверхневої забрудненості β -радіонуклідами - $10 - 10^5 \text{ част.}/(\text{см}^2 \cdot \text{хв})$;
- Діапазон енергій β -частинок, що реєструється - $0,5 - 3,0 \text{ MeV}$.

Порядок роботи з дозиметром

Увімкнення-вимкнення дозиметра

Для увімкнення дозиметра необхідно короткочасно натиснути кнопку РЕЖИМ. Про увімкнення дозиметра свідчить інформація, що висвічується на рідкокристалічному цифровому індикаторі.



Для вимкнення дозиметра необхідно повторно натиснути та утримувати в натиснутому стані протягом 4 секунд кнопку РЕЖИМ.

Вимірювання ПЕД γ -випромінювання

Режим	вимірювання	ПЕД
γ -випромінювання	вмикається	пріоритетно з

моменту увімкнення дозиметра. Ознаками цього режиму є висвічування символу " $\mu\text{Sv/h}$ " на цифровому рідкокристалічному індикаторі та короткочасні звукові сигнали, якими супроводжуються зареєстровані γ -кванти. При цьому на цифровому індикаторі вже на перших секундах будуть висвічуватись результати вимірювань, які відразу дають можливість оперативної оцінки рівня випромінювання. Оскільки в дозиметрі передбачено постійне усереднення результатів вимірювань, то з кожним наступним поновленням значення на цифровому індикаторі відбувається процес його уточнення. Таким чином, приблизно через хвилину після початку вимірювань на цифровому індикаторі можна отримати результат з точністю в межах паспортної похибки приладу. Час, потрібний для отримання достовірного результату, залежить від інтенсивності випромінювання і не перевищує 70 с. Протягом цього часу цифрові розряди індикатора будуть мигати.



Для вимірювання ПЕД β -випромінювання необхідно дозиметр орієнтувати метрологічною міткою "+" у напрямку до об'єкта, що досліджується. Результатом вимірювань ПЕД β -випромінювання вважати середнє арифметичне з п'яти останніх вимірів через 10 с після початку вимірювання, або кожне значення, отримане через 70 с після початку вимірювання за умови незмінного розташування дозиметра по відношенню до об'єкта, який досліджується. Одиниці вимірювання виражені в мкЗв/год .

Вимірювання ПЕД β -випромінювання та порівняння результатів з запрограмованим пороговим рівнем звукової сигналізації відбуваються постійно і незалежно від обраного режиму індикації і роботи з моменту увімкнення дозиметра.



Примітка 1. Для оперативної оцінки рівня випромінювання процес усереднення інформації можна зупиняти примусово. Для цього, змінивши об'єкт обстеження, необхідно короткочасно натиснути кнопку ПОРІГ.

В результаті, приблизну оцінку рівня γ -фону кожного нового об'єкту можна буде зробити протягом 10 с.

Примітка 2. В дозиметрі з метою економії енергоресурсу джерела живлення передбачено автоматичне вимкнення цифрового рідкокристалічного індикатора та звукової сигналізації зареєстрованих γ -квантів. Вимкнення відбувається через 5 хв після останнього натискання будь-якої з кнопок управління та за умов, що виміряна ПЕД не перевищує встановлений пороговий рівень. Цифровий рідкокристалічний індикатор та звукова сигналізація зареєстрованих γ -квантів вмикаються відразу після натискання будь-якої з кнопок управління або при спрацюванні звукової сигналізації.

Не забувайте вимикати живлення дозиметра після завершення роботи з ним, адже вимкнена індикація не свідчить про те, що дозиметр вимкнуто!

Програмування порогових рівнів спрацювання звукової сигналізації по ПЕД γ -випромінювання та увімкнення-вимкнення озвучування зареєстрованих γ -квантів.

На момент увімкнення дозиметра у ньому автоматично встановлюється значення порогового рівня по ПЕД γ -випромінюванню - $0,30 \text{ мкЗв/год}$, що відповідає максимально допустимому рівню для приміщень згідно з "Нормами радіаційної безпеки України" (НРБУ-97). Порядок перегримування слід дивитися в інструкції до приладу.

Примітка 3. При увімкненні дозиметра увімкнення озвучування зареєстрованих γ -квантів відбувається автоматично. Вимкнення цифрового рідкокристалічного індикатора викликає автоматичне

вимкнення озвучування зареєстрованих γ -квантів.

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

Дослідити рівень опромінення від природних джерел радіації в непровітрюваних приміщеннях багатоповерхової будівлі.

1. Ввімкнути дозиметр МКС-05 та протягом 5 хв. вимірювати ПЕД (H , мкЗв/год.) в приміщенні лабораторії (4-ий поверх).
2. Повторити вимірювання ПЕД в приміщеннях спортивного залу (0 поверх), бібліотеки (1 поверх), 2-ого та 3-ого поверхів.
3. Результати вимірювань занести в таблицю та обчислити середні значення ПЕД.
4. Побудувати графік залежності потужності еквівалентної дози H від номера поверху N .

Завдання 2:

Проаналізувати отримані результати та зробити висновки щодо природи джерел радіації в закритих приміщеннях.

1. Виміряти ПЕД природного радіаційного опромінювання на території університету і порівняти їх з ПЕД в приміщеннях.
2. Зробити висновок щодо природи джерел радіації в приміщенні.
3. Виміряти ПЕД в добре вентильованому приміщенні 1-ого поверху, порівняти з значеннями для закритого приміщення та зробити висновок.

Завдання 3:

Визначити природну β -радіоактивність продукту харчування.

1. Підготувати дозиметр для роботи в режимі вимірювання ПЕД β -випромінювання.
2. Підготувати досліджувані продукти (цукровий пісок, крупа гречана тощо – приблизно 100г).
3. Зробити вимірювання потужності β - випромінювання продукту харчування (H_β), розмістивши позначку + над продуктом.
4. Виміряти ПЕД β - випромінювання в приміщенні лабораторії (H_0).
5. Порівняти отримані значення та зробити висновок щодо

забруднення продукту β - нуклідами.

Контрольні запитання

1. Назвати основні джерела природної радіації.
2. Пояснити і порівняти іонізуючу та проникаючу здатності α -, β -, γ -випромінювання.
3. Назвати основні величини та одиниці дозиметрії.
4. Від яких факторів залежить гранично дозволена потужність поглинутої дози?
5. Обчислити річну дозу природного опромінювання, яку отримує людина, що проводить більшість часу в закритих погано вентиляваних приміщеннях.
6. Пояснити механізм впливу радіації на живі організми.

ДОСЛІДЖЕННЯ γ -ВИПРОМІНЮВАННЯ МЕТОДОМ ПОГЛИНАННЯ

Прилади і матеріали: джерело γ -випромінювання, секундомір, оптична лава, детектор γ -випромінювання, дозиметр-радіометр МКС-05 «ТЕРРА-П», набори пластинок різних матеріалів (алюміній, мідь).

Теоретичні відомості

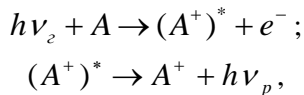
За своєю природою γ -випромінювання – це електромагнітне випромінювання дуже малої довжини хвилі ($\lambda < 10^{-10}$ м). Як і будь-яке електромагнітне випромінювання воно проявляє корпускулярно-хвильовий дуалізм (подвійність властивостей), тобто в одних умовах поводить себе як хвиля, а в інших – як потік частинок, що названі γ -квантами. Джерелом γ -випромінювання є процеси, що відбуваються всередині атомного ядра. Найчастіше γ -випромінювання з'являється як супутній фактор при реакції поділу ядер. Виникаючі в процесі цих реакцій ядра нових ізотопів (так звані “дочірні” ядра) з'являються в збудженому стані, з якого вони протягом 10^{-13} секунди переходять в основний стан, випромінюючи надлишок енергії в вигляді γ -квантів. Спектр енергії γ -квантів – лінійчатий, що є доказом того, що атомні ядра можуть знаходитись (як і електрон всередині атома) тільки в певних дискретних енергетичних станах. Звичайно спектр γ -випромінювання ядер конкретного ізотопу складається з кількох близько розташованих одна до одної ліній.

При проходженні через речовину γ -кванти взаємодіють з електронними оболонками і ядрами атомів.

Основними видами взаємодії являються фотоефект, комптон-ефект, ефект утворення електрон-позитронних пар і фотоядерні реакції. Всі ці ефекти говорять про високу енергію та яскраво виражені корпускулярні властивості γ -випромінювання. Вид взаємодії в основному визначається енергією γ -квантів.

Фотоефект, найвірогідніше, протікає при енергіях γ -квантів $E \leq 0,1 \text{ MeV}$ ($1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$). При фотоефекті γ -квант поглинається, а його енергія передається електрону, як правило, внутрішніх оболонок атома. Збуджені таким чином електрони покидають атом, внаслідок чого утворюється збуджений позитивно-заряджений іон, який має вакансію електронів на внутрішній електронній оболонці. Ця вакансія заповнюється електронами зовнішніх оболонок, що супроводжується характеристичним для даного атома випромінюванням. Таким чином, характеристичне рентгенівське випромінювання із речовини, яка поглинає, являється фактором, який супроводжує поглинання γ -квантів в речовині.

Фотоефект на γ -випромінюванні можна умовно показати так:



де $h\nu_{\gamma}$, $h\nu_p$ - кванти γ - і рентгенівського випромінювань, e^- - електрон, A^+ , $(A^+)^*$ - іон і збуджений іон атома речовини, яка поглинає.

При *комptonівському ефекті* відбувається розсіювання γ -квантів на електронах атомів речовини, яка поглинає. Це призводить до зменшення енергії і зміни напрямку, тобто розсіювання γ -квантів з енергією $E > 0,1 \text{ MeV}$.

Утворення *електрон-позитронних пар* відбувається при енергії γ -квантів більше 1 MeV . При цьому γ -квант, який пролітає поблизу ядра атома речовини перетворюється в електрон e^- і позитрон e^+ (античастинку електрона). Якщо позначити через m_- , m_+ , v_- , v_+ маси і швидкості електрона і позитрона, то закони збереження енергії і імпульсу для такого типу взаємодії можна записати в вигляді:

$$h\nu = m_-c^2 + m_+c^2 \quad (8.1)$$

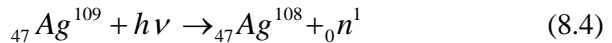
$$\frac{h\nu}{c} = m_-v_- + m_+v_+ \quad (8.2)$$

З (8.2) виходить:

$$h\nu = m_- \cdot c \cdot \nu_- + m_+ \cdot c \cdot \nu_+ \quad (8.3)$$

Але ν_- , ν_+ завжди менше $c=3 \cdot 10^8$ м/с, тобто (8.3) суперечить (8.1). Це говорить про те, що частина енергії і імпульсу γ -кванта забирає ядро атома речовини, що поглинає. Тому таке перетворення можливе лише поблизу ядра атома.

Фотоядерна реакція – це взаємодія γ -квантів, що мають енергію порядку декількох MeV , з ядрами речовини, що поглинає. При цій взаємодії γ -кванти вибивають нуклон (протон або нейтрон) з атомного ядра. Прикладом такої реакції являється перетворення ізотопів срібла при опромінюванні їх γ -квантами з вибиванням нейтрона (${}_0n^1$):



Таким чином, γ -квант, який проходить через речовину може зазнавати поглинання і розсіювання, котрі мають місце навіть при взаємодії з речовиною навіть одного γ -кванта. Наприклад, після декількох комптонівських розсіювань γ -кванта може виникнути фотоефект (тобто повне поглинання γ -квантів).

Якщо випромінювання з джерела γ -квантів утворює потік (див. мал.8.1), то, проходячи через поглинач 2, що має товщину L , цей потік послаблюється до величини $\Phi(L)$ за законом Бугера:

$$\Phi(L) = \Phi_0 e^{-\mu L} \quad (8.5)$$

Тут μ - лінійний коефіцієнт послаблення випромінювання внаслідок поглинання і розсіювання в речовині, яка поглинає. Залежить μ від матеріалу поглинача і від енергії γ -квантів випромінювання. Розмірність його m^{-1} .

Величина, обернена μ називається середньою довжиною пробігу γ -квантів і позначається $\langle L \rangle$.

$$\langle L \rangle = \frac{1}{\mu} \quad (8.6)$$

Величина, обернена μ називається середньою довжиною пробігу γ -квантів і позначається $\langle L \rangle$.

$$\langle L \rangle = \frac{1}{\mu} \quad (8.6)$$

При деякій товщині поглинача $L_{0,5}$ потік на його виході може бути послаблений вдвоє. Така товщина називається *шаром половинного поглинання*, вона може бути знайдена з виразу:

$$L_{0,5} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (8.7)$$

Велике практичне значення має також масовий коефіцієнт послаблення:

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{M^2}{\text{кг}} \right) \quad (8.8)$$

Знаючи μ і використавши дані з довідкової літератури, можна по кривій залежності лінійного коефіцієнта послаблення від енергії γ -випромінювання визначити цю енергію E (рис.8.1).

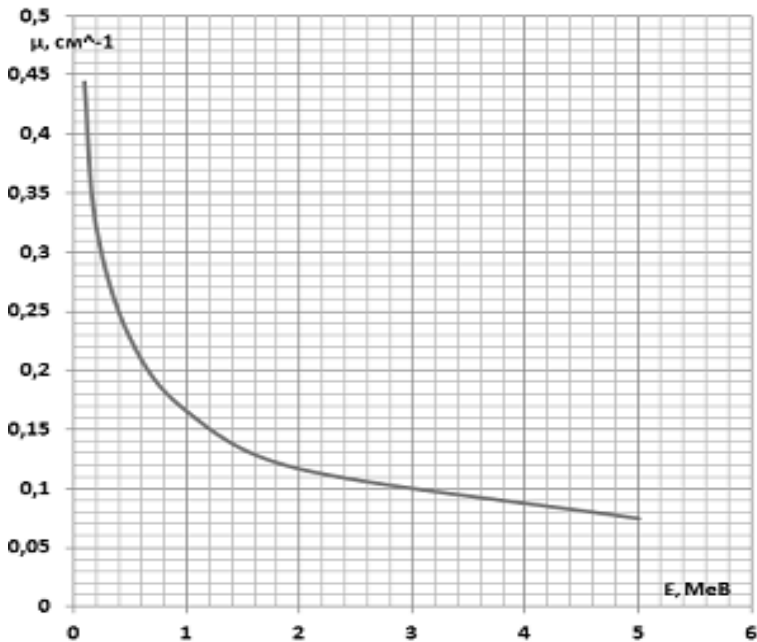


Рис. 8.1. Крива залежності лінійного коефіцієнта послаблення μ від енергії γ -випромінювання.

Знаючи енергію γ -квантів, за відомими формулам можна обчислити частоту і довжину хвилі γ -випромінювання:

$$\nu = \frac{E}{h} (\Gamma\text{ц}); \quad (8.9)$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} (\text{м}), \quad (8.10)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – стала Планка, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість світла в вакуумі, E – енергія γ -квантів в Дж .

Лінійний коефіцієнт послаблення можна виміряти, перетворивши вираз (8.5):

$$\ln \Phi(L) = \ln \Phi_0 - \mu L, \quad (8.11)$$

де Φ_0 – сигнал детектора, коли між випромінювачем і дозиметром немає поглиначя ($L = 0$). Тут $\ln \Phi_0 = \text{const}$, тому $\ln \Phi(L)$ – лінійна функція від L – товщини поглиначя, нахил якої визначається величиною μ (рис.8.2), тобто $\text{tg } \alpha = -\mu$.

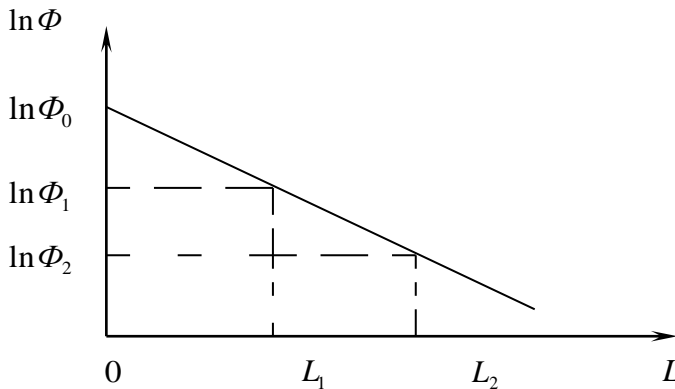


Рис.8.2. Залежність $\ln \Phi$ від товщини поглинаючого шару L .

Тоді значення μ можна обчислити з графіка $\ln \Phi(L)$ за двома точками графіка, що відповідають товщині поглинаючих шарів L_1 і L_2 :

$$\mu = \frac{\ln \Phi_1 - \ln \Phi_2}{L_2 - L_1} \quad (8.12)$$

Окрім корисного сигналу дозиметр реєструє фоновий сигнал, що зумовлений γ -квантами космічного випромінювання, випромінювання радіоактивних елементів земної кори і випромінювання, яке виникає в результаті промислової діяльності людей. В кожній місцевості ця величина не стала в часі і специфічно своя. Потік цього фонового випромінювання позначимо Φ_e і при будові графіка (мал.8.3) під $\Phi(L)$ треба розуміти, що:

$$\Phi(L) = \Phi_d(L) - \Phi_e, \quad (8.13)$$

де Φ_d - загальний сигнал на детекторі, Φ_e - сигнал фона, Φ - корисний сигнал.

Опис установки

Схема установки показана на рис. 8.3. Джерело випромінювання 1 являє собою свинцевий контейнер, всередині якого розміщений ізотоп, який дає γ -випромінювання. Геометрія вихідного отвору така, що тут формується пучок випромінювання з кутом розходження не більше 8° . Потік випромінювання проходить через поглинач 2, товщина і речовина якого змінюється шляхом зміни числа пластинок фольги різних матеріалів і потрапляє в дозиметр МКС-05.

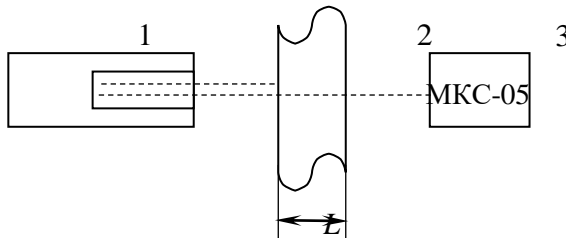


Рис.8.3. Блок-схема установки.

В якості поглинач в даній роботі використовується фольга

алюмінію і міді, густина яких $\rho_{Al} = 2,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ і $\rho_{Cu} = 8,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Алюмінієва фольга закріплена в тримачах, на бокових поверхнях яких цифрами вказано їх кількість. В даній роботі товщина фольги Al – 40 мкм. Мідна фольга вставляється в стандартний тримач, вона має товщину 50 мкм.

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

Визначити лінійні коефіцієнти послаблення γ -випромінювання для алюмінію і міді.

1. Перед виконанням роботи необхідно ознайомитись з керівництвом з експлуатації дозиметра-радіометра МКС-05 «ТЕРРА-П» (стор.28-32).
2. Побудувати дві таблиці (одну для міді, другу для алюмінію).

№ досліджу	L	1	2	3	4	...	середнє	$\ln \Phi$
Φ_e	-							
$\Phi_o = \Phi_d - \Phi_e$	0							
$\Phi_1 = \Phi_d - \Phi_e$	L_1							
$\Phi_2 = \Phi_d - \Phi_e$	L_2							
$\Phi_n = \Phi_d - \Phi_e$	L_n							

3. Ввімкнути дозиметр та протягом приблизно 1 хвилини виміряти потужність експозиційної дози (ПЕД) фонового γ -випромінювання Φ_e . Повторити вимірювання 3-5 разів. Дані занести в таблицю.
4. Розмістити на одній осі контейнер з джерелом γ -випромінювання та метрологічну мітку «+» дозиметра, закріпивши його на штативі на відстані близько 20 см.

Увага! Вихідний отвір контейнера повинен бути повернутим до стіни.

5. Відкрити вихідний отвір контейнера випромінювача, і, спостерігаючи за частотою звукових сигналів дозиметра, шляхом невеликих поворотів контейнера випромінювача,

досягти максимального сигналу.

6. При відсутності поглинача (фольги) ($L = 0$) між випромінювачем і дозиметром протягом приблизно 1 хвилини виміряти ПЕД γ -випромінювання Φ_0 . Повторити вимірювання 3-5 разів. Дані занести в таблицю.

Увага! Вихідний отвір контейнера закривати сталевую пробкою, коли вимірювання не проводяться.

7. В рейтер, що знаходиться між випромінювачем і дозиметром, поставити малий тримач (для алюмінію). Вставити в нього алюмінієву фольгу мінімальної товщини (2 штуки: $L_1 = 8 \cdot 10^{-5} \text{ м}$).
8. Виконати вимірювання ПЕД і занести в таблицю.
9. Пункти 7 і 8 повторити для алюмінієвої фольги товщиною $L_n = 16 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, $24 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, $32 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ і т.п. Обчислити відповідні значення Φ_n , занести їх в таблицю.
10. Закрити контейнер і вимкнути дозиметр.
11. Обчислити і занести в таблицю значення $\ln \Phi$.
12. Побудувати графік залежності $\ln \Phi (L)$ за допомогою Excel і знайти значення коефіцієнта лінійного послаблення μ .
13. Виконати пп. 7-12, використовуючи пластинки міді (до 8 штук), товщиною 50 мкм кожна.

Завдання 2:

З одержаних експериментальних даних обчислити для кожної речовини:

1. Середню довжину пробігу γ -квантів за формулою (8.6);
2. Шар половинного поглинання за формулою (8.7);
3. Масовий коефіцієнт послаблення γ -квантів в речовині за формулою (8.8);
4. З графіка (мал.8.3) визначити середню енергію E γ -квантів по отриманим значенням масового коефіцієнта послаблення γ -квантів в алюмінію та міді;
5. Відповідну частоту (8.9) і довжину хвиль (8.10) γ -випромінювання;

6. на базі теоретичних відомостей, наведених в даній роботі, визначити можливий вид взаємодії цього γ -випромінювання з речовиною.

Контрольні запитання

1. Опишіть склад і будову атомних ядер.
2. Який механізм виникнення γ -випромінювання?
3. Які процеси відбуваються при взаємодії γ -випромінювання з речовиною?
4. Що називають середньою довжиною пробігу γ -квантів в речовині? шаром половинного послаблення?
5. Що таке лінійний коефіцієнт і масовий коефіцієнт послаблення γ -випромінювання?
6. Назвіть методи реєстрації ядерних випромінювань.

Додаток

Таблиця 8.1

Лінійні коефіцієнти послаблення μ вузького пучка γ -променів

Енергія випромінювання, МеВ	Свинець	Залізо	Мідь	Алюміній	Бетон	Вода
0,1	60	2,82	3,94	0,444	0,378	0,171
0,2	11,8	1,13	1,40	0,323	0,275	0,137
0,4	4,76	0,85	0,95	0,278	0,236	0,119
0,4	2,51	0,73	0,824	0,251	0,214	0,106
0,5	1,72	0,66	0,732	0,228	0,194	0,0967
1,0	0,79	0,47	0,522	0,166	0,141	0,0706
1,5	0,58	0,38	0,426	0,137	0,116	0,0576
2,0	0,51	0,33	0,371	0,117	0,100	0,0493
5,0	0,49	0,25	0,282	0,075	0,064	0,0302
Густина речовини, г/см ³	11,34	7,89	8,9	2,7	2,3	1,0

ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ β -ВИПРОМІНЮВАННЯ В ПОВІТРІ

Прилади і матеріали: демонстраційний лічильник (СТС-5, СТС-8), лічильник-секундомір ССЭШ-63, секундомір.

Теоретичні відомості

Однією з найважливіших характеристик радіоактивних препаратів є їх активність. Активністю препарату називається величина, що дорівнює числу розпадів за одиницю часу:

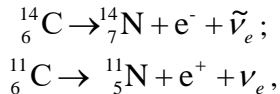
$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (9.1)$$

де N – кількість радіоактивних ядер в момент часу t , а λ – ймовірність розпаду в одиницю часу.

За одиницю активності в системі СІ приймають 1 *Бекерель* (*Бк*). 1 *Бк* відповідає одному розпаду за одну секунду (1 *Бк* = 1 *розп/с*).

Позасистемна одиниця активності – *кюри* (*Ki*) дорівнює активності 1 грама ізотопу ^{226}Ra : 1 *Ki* = $3,7 \cdot 10^{10}$ *Бк*.

β -розпад являє собою самовільні (спонтанні) перетворення атомних ядер, у процесі яких ядра випускають електрони та антинейтрино (β^- -розпад) або позитрони і нейтрино (β^+ -розпад). При електронному β -розпаді ядро перетворюється в ізотоп наступного в періодичній системі хімічного елемента, при позитронному – в ізотоп попереднього елемента. Наприклад:



де e^- - електрон; $\tilde{\nu}_e$ - антинейтрино; e^+ - позитрон; ν_e - нейтрино.

Збільшення Z на одиницю означає, що один з нейтронів β -активного ядра перетворився при β -розпаді у протон, зменшення Z на одиницю означає, що один з протонів внаслідок

β -розпаду перетворився в нейтрон. До β -розпаду належить і процес захоплення ядром електрона з електронної оболонки атома, при якому протон перетворюється в нейтрон з випусканням нейтрино. Найбільш ймовірним є захоплення ядром електрона з К-оболонки (К-захоплення).

Характерною особливістю β -розпаду є те, що кінетичні енергії електронів лежать у межах від 0 до деякої максимальної енергії W_{\max} , яка визначається різницею мас ΔM початкового і кінцевого ядер, тобто енергію, яка виділяється у процесі β -розпаду (рис.9.1)

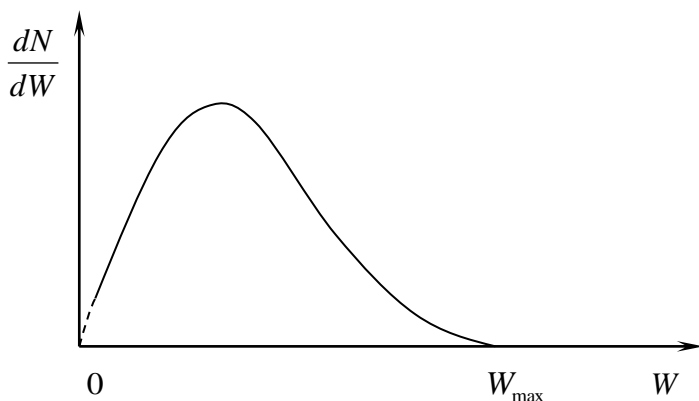


Рис.9.1. Розподіл електронів за кінетичною енергією в процесі β -розпаду.

Енергетичний спектр електронів, які випускаються при β -розпаді, є неперервним. Періоди напіврозпаду β -активних ядер мають широкий інтервал значень у межах від 10^{-2} с до 10^{18} років.

Оскільки β -частинки мають різну енергію, їх проникна здатність неоднакова. Для реєстрації β -частинок з енергією $0,3\text{ MeV}$ і більше використовують тонкостінні сталі галогенні лічильники типу СТС-5 або алюмінієві з багатоатомним газом лічильник типу АС-1. β -частинки з такою енергією легко проникають через сталю стінку завтовшки $0,1\text{ мм}$ майже без поглинання.

У даній роботі для визначення активності

β -випромінювання в повітрі застосовуються два лічильники: СТС-5 - призначений для підрахування β -частинок і γ -частинок радіоактивного випромінювання, і СТС-8 - призначений для підрахунку тільки γ -квантів. Визначаючи в однакових умовах число відліків обох лічильників, можна визначити активність β -випромінювання. Якби геометричні розміри обох лічильників були однакові, β -активність можна було б визначити з співвідношення:

$$n_{\beta} = n_5 - n_8, \quad (9.2)$$

де n_{β} - активність β -випромінювання, тобто число частинок, що падають на лічильник в одиницю часу; n_5 - число відліків лічильника СТС-5; n_8 - число відліків лічильника СТС-8 за той самий час.

Значно більші розміри другого лічильника визначають більше число його відліків при різних інших умовах. Нехай l_5 - довжина нитки лічильника СТС-5, l_8 - довжина нитки лічильника СТС-8, r_5 , r_8 - відповідно їх радіуси. Тобто робочі бокові поверхні лічильників відповідно різні:

$$S_5 = 2\pi \cdot r_5 \cdot l_5, \quad S_8 = 2\pi \cdot r_8 \cdot l_8 \quad (9.3)$$

Якби лічильник СТС-8 лічив як СТС-5 і β -частинки і γ -кванти то число відліків за один і той самий час відносились би, як число падаючих частинок. А ці останні відносяться, як бокові поверхні лічильника (якщо знехтувати частинками, які попадають в лічильник через торцеві поверхні):

$$\frac{n_5}{n'_8} = \frac{2\pi \cdot r_5 \cdot l_5}{2\pi \cdot r_8 \cdot l_8}, \quad \text{або} \quad \frac{n_5}{n'_8} = \frac{r_5 \cdot l_5}{r_8 \cdot l_8}, \quad (9.4)$$

де n'_8 - число відліків, які дав би лічильник СТС-8, якби він лічив і β -частинки, і γ -кванти.

Звідси:

$$n'_8 = n_5 \frac{r_8 \cdot l_8}{r_5 \cdot l_5} \quad (9.5)$$

Так як дійсне число відліків лічильника СТС-8, який лічить тільки γ -кванти дорівнює n_5 , то очевидно, що різниця $n_8' - n_8$ дає число β -частинок, які попадають в лічильник СТС-8 кожної секунди. Тобто β -активність визначається рівністю:

$$n_{\beta} = n_8' - n_8 = \frac{r_8 \cdot l_8}{r_5 \cdot l_5} n_5 - n_8 \quad (9.6)$$

Порядок виконання роботи

1. Джерелом β -частинок і γ -квантів в даній роботі є природні радіоактивні елементи та космічне випромінювання, які утворюють радіаційний фон в даному місці.
2. Встановити перемикач на задній стінці демонстраційного лічильника в положення "1" (ввімкнути лічильник СТС-5).
3. Підключити «вихід» лічильника до «входу» вимірювального приладу лічильник-секундомір ССЭШ-63.
4. Перевести перемикач режимів лічильника-секундоміра ССЭШ-63 в положення «Счет импульсов» і ввімкнути його в електромережу.
5. Ввімкнути в електромережу демонстраційний лічильник.
6. Користуючись кнопками «Пуск» і «Сброс» на лічильнику-секундомірі ССЭШ-63 та секундоміром зняти покази спалахів тиратрону за 1 хвилину (N_5). Дослід повторити 10 разів.
7. Перевести перемикач лічильника в положення "2" (включити лічильник СТС-8) та повторити вимірювання п.6 (N_8).
8. Визначити β -активність в повітрі за формулою (9.6), обчисливши попередньо середню кількість розпадів за 1 секунду (n_5, n_8).
9. Використати такі дані: $r_5=4,8$ мм; $l_5=75$ мм; $r_8=11,82$ мм; $l_8=150$ мм.

Контрольні запитання

1. Що таке β -випромінювання, в яких реакціях воно виявляється?

2. Чому енергетичний спектр β - частинок є неперервним?
3. Яке походження випромінювання, що реєструється у даній роботі?
4. Що називається активністю і в яких одиницях вона вимірюється?
5. В чому полягає суть методу двох лічильників?
6. Який принцип дії лічильника Гейгера – Мюллера?
7. Обчисліть активність 1 г ізотопу ^{226}Ra .

ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА ТА РОБОТИ ВИХОДУ ЕЛЕКТРОНІВ МЕТОДОМ ЗАТРИМУЮЧОГО ПОТЕНЦІАЛУ

Прилади і матеріали: фотоелектричний помножувач ФЭУ-1, високочутливий гальванометр М 2031/3; вольтметри на 200 В та 1,5 В, освітлювач, набір світлофільтрів; випрямляч ВУП-2.

Теоретичні відомості

Одним із явищ, яке підтверджує квантову природу світла, є фотоелектричний ефект (фотоэффект).

Вивільнення електронів з поверхні металу (електроду) в результаті його освітлення променями світла називається *зовнішнім фотоелектричним ефектом*. Його наслідком є перехід електронів із зовнішнього шару освітленої речовини в інше середовище або вакуум.

Під час *внутрішнього фотоелектричного ефекту* відбувається перерозподіл електронів за енергетичними рівнями в конденсованих середовищах при поглинанні світла, що спричинює зміну електричних характеристик речовини.

Електрони, звільнені дією світла, називаються *фотоелектронами*. Фотоелектричних властивостей набувають також діелектрики, напівпровідники, електроліти. Вивчення залежності фотоструму від різниці потенціалів між катодом і анодом ($U_A - U_K$) при освітленні катода монохроматичним світлом показали, що фотострум існує не лише при $(U_A - U_K) \geq 0$, а й при $(U_A - U_K) < 0$. При збільшенні напруги сила фотоструму зростає і при деякому значенні набуває насичення (рис.10.1). Зростання від'ємної напруги приводить до плавного зменшення фотоструму. Він припиняється для даної речовини катода лише при визначеній величині від'ємного значення різниці потенціалів $U_A - U_K = U_0$, яка називається *гальмівною напругою*.

В результаті експериментальних досліджень встановлено такі закономірності фотоелектричного ефекту:

- сила фотоструму насичення I_H пропорційна світловому потоку Φ , який падає на катод;
- гальмівна напруга не залежить від інтенсивності світла і

- лінійно залежить від частоти ν падаючого на катод світла;
- фотоэффект не відбувається, якщо частота світла менша від деякої характерної для даного металу величини $\nu < \nu_{\min}$; ν_{\min} – мінімальне значення частоти, при якій можливий фотоэффект називається *червоною межею фотоэффекту*;
 - фотоэффект – явище безінерційне, тобто з появою чи припиненням освітлення він з'являється чи припиняється миттєво.

Явище фотоэффекту і його закономірності повністю пояснюються квантовою теорією світла, яка стверджує, що світло – це потік частинок – фотонів, енергія яких

$$\varepsilon = h\nu, \quad (10.1)$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – стала Планка, ν – частота коливань електромагнітного поля.

При взаємодії з електроном, фотон передає йому енергію та імпульс. При такому зіткненні фотон як неподільна частинка поглинається окремим електроном. Таким чином електрон отримує енергію не поступово, а одразу.

Енергію поглинутого фотона електрон витрачає на подолання потенціального бар'єру у металі – *роботу виходу* $A_{\text{вих}}$, залишок енергії – це кінетична енергія вивільненого електрона. Електрон, який вилетів з поверхні металу, має максимальну кінетичну енергію, оскільки не витрачає свою енергію при зіткненнях з іншими атомами металу.

Енергетичний баланс в елементарному акті взаємодії фотона з електроном описується рівнянням Ейнштейна (при знехтуванні енергообміном з решіткою):

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2}, \quad (10.2)$$

де ν_{max} – максимальна швидкість електрону, що вилітає. Якщо фотоелектрон віддає частину своєї енергії атомам решітки, то після виходу в вакуум його кінетична енергія буде менше $\frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2}$, тому в потоці фотоелектронів існує розподіл за швидкістю $\nu < \nu_{\text{max}}$. При зменшенні частоти світла настає момент, коли електрони, що одержали енергію $h\nu$, не в змозі виконати роботу виходу.

Відповідна частота ν_{\min} , яка визначає червону межу фотоелемента, знаходиться з (10.2) за умови $\nu_{\max} = 0$:

$$h\nu_{\min} = A_{\text{вих}}, \quad (10.3)$$

очевидно, що при $h\nu < A_{\text{вих}}$ фотоелемент неможливий.

Вольт-амперна характеристика (ВАХ) освітленого вакуумного фотоелемента має вигляд, зображений на рис.10.1. При від'ємній напрузі на анод потрапляють тільки достатньо швидкі електрони, так як електричне поле між електродами здійснює гальмівну дію. Сила струму тим менша, чим більший модуль гальмівної напруги U_2 .

Максимальна кінетична енергія електронів пов'язана із гальмівною напругою U_2 , при якій фотострум стає рівним нулю, співвідношенням:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_2 \quad (10.4)$$

З рівняння Ейнштейна (10.2) для цього випадку маємо:

$$U_2 = \frac{h\nu}{e} - \frac{A_{\text{вих}}}{e} \quad (10.5)$$

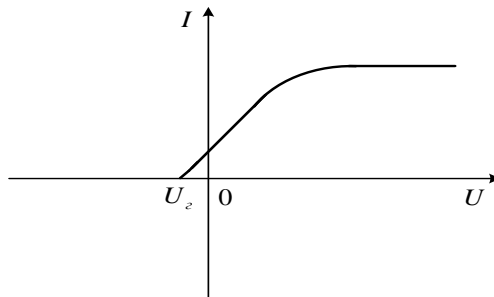


Рис.10.1. Вольт-амперна характеристика освітленого вакуумного фотоелемента.

Графік залежності гальмівної напруги від частоти падаючого на фотокатод світла показано на рис.10.2.

Запишемо співвідношення (10.5) для частот ν_1, ν_2 .

$$U_1 = \frac{h\nu_1}{e} - \frac{A_{\text{вих}}}{e} \quad (10.6)$$

$$U_2 = \frac{h\nu_2}{e} - \frac{A_{\text{вих}}}{e} \quad (10.7)$$

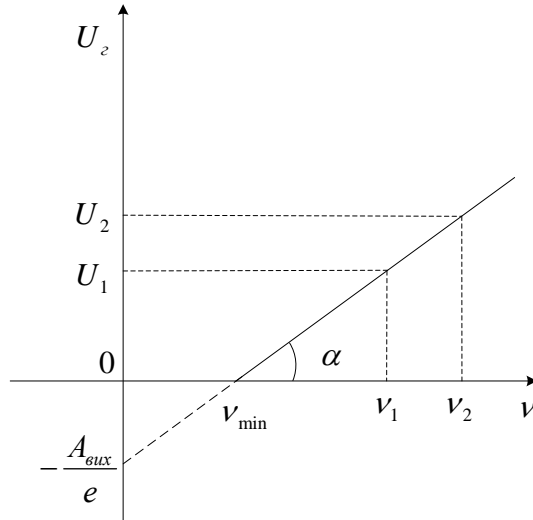


Рис.10.2. Залежність гальмівної напруги від частоти падаючого на фотокатод світла.

При відомих значеннях ν_1 і ν_2 , та виміряних значеннях U_1 , U_2 , з рівнянь (10.6) та (10.7) можна обчислити сталу Планка:

$$h = \frac{e(U_2 - U_1)}{\nu_2 - \nu_1} \quad (10.8)$$

та роботу виходу:

$$A_{\text{вих}} = \frac{e(U_2\nu_1 - U_1\nu_2)}{\nu_2 - \nu_1} \quad (10.9)$$

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

Одержати вольт-амперну характеристику ФЭУ-1 для від'ємних напруг.

1. Зібрати електричне коло (рис.10.3), приєднати фотокатод ФЭУ до позитивного полюса джерела напруги.
2. Про порядок роботи з вимірювальними приладами звернутись до заводських інструкцій.

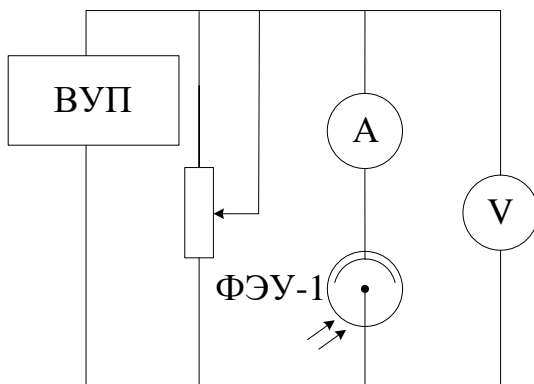


Рис.10.3. Схема вимірювання ВАХ ФЭУ-1.

3. В рамку освітлювача вставити світлофільтр з набору (ОС-13; $\lambda = 560\text{нм}$), і освітити фотоелемент монохроматичним світлом з частотою $\nu_1 = \frac{c}{\lambda_1}$.
4. Змінюючи напругу на фотоеlementі в інтервалі $0 - 2\text{ В}$, записати значення фотоструму через кожні $0,1\text{ В}$, поки фотострум стане рівним нулю ($U = U_2$). Дані занести в таблицю 1. Для плавного регулювання напруги використати потенціометр.
5. Побудувати графік $U(I)$ – вольт-амперну характеристику ФЭУ-1.
6. Виписати значення гальмівної напруги U_2 .

Завдання 2:

Знайти сталу Планка та роботу виходу електронів.

1. Освітити фотоелемент монохроматичним світлом іншої частоти ν_2 , користуючись набором світлофільтрів. Для визначення сталої Планка методом затримуючих потенціалів рекомендуємо скористатись такими комбінаціями світлофільтрів: ЖС-18+СЗС-22 ($\lambda = 530\text{нм}$), ОС-13 ($\lambda = 560\text{нм}$), КС-13 ($\lambda = 610\text{нм}$), КС-13+НС-3 ($\lambda = 660\text{нм}$).
2. Виміряти U_z , плавно збільшуючи напругу, поки фотострум стане рівним нулю.
3. Виконати пп. 1–3 для всіх світлофільтрів. Дані занести в таблицю 2.

Таблиця 2.

Світлофільтр				
Частота ν , Гц				
Гальмівна напруга U_z , В				

4. Обравши дві точки на прямій $U_z(\nu)$, обчислити за формулами (10.8) і (10.9) значення сталої Планка h і роботу виходу електронів $A_{\text{вих}}$.
5. Одержати більш точні результати, обчисливши нахил прямої (10.5) за методом найменших квадратів. Для цього запишемо це рівняння у вигляді: $U_z(\nu) = a\nu + b$, де коефіцієнти $a = h/e$, $b = -A/e$. З методу найменших квадратів маємо такі рівняння для визначення коефіцієнтів a і b :

$$\sum_1^n U_{zi} \nu_i = a \cdot \sum_1^n \nu_i^2 + b \cdot \sum_1^n \nu_i,$$

$$\sum_1^n U_{zi} = a \cdot \sum_1^n \nu_i + n \cdot b.$$

6. Визначення коефіцієнтів a і b дає змогу обчислити значення

сталюї Планка $h = a \cdot e$ та роботи виходу $A_{\text{вих}}$ електронів у електрон-вольтах $A = -b$.

7. Обчислити сталю Планка та роботу виходу за формулою (10.5), скориставшись електронними таблицями Excel та даними табл. 2.
8. За значенням $A_{\text{вих}}$ визначити матеріал фотокатоду.

Контрольні запитання

1. Які методи вимірювання сталої Планка ви знаєте?
2. В чому полягає явище фотоефекта?
3. Описати види фотоефекту (зовнішній, фотопровідність, вентильний).
4. Назвати закономірності фотоефекту, які підтверджують квантову природу світла.
5. Дати означення роботи виходу, гальмівної напруги, червоної межі фотоефекту.
6. Пояснити формулу Ейнштейна для фотоефекта.
7. Накреслити вольт-амперну характеристику вакуумного фотоелемента, пояснити її особливості.
8. Пояснити застосування у роботі методу найменших квадратів.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА ЗА ДОПОМОГОЮ СВІТЛОДІОДА

Прилади і матеріали: червоний світлодіод, потенціометр, два опори (~ 20-100 Ом), мультиметр; джерело живлення (3 В), ключ.

Метод визначення сталої Планка за допомогою світлодіода був запропонований у роботі [6]. У даній лабораторній роботі модифіковано схему досліду та використана оригінальною елементна база.

Схема досліду для визначення сталої Планка за допомогою світло діода наведена на рис. 11.1.

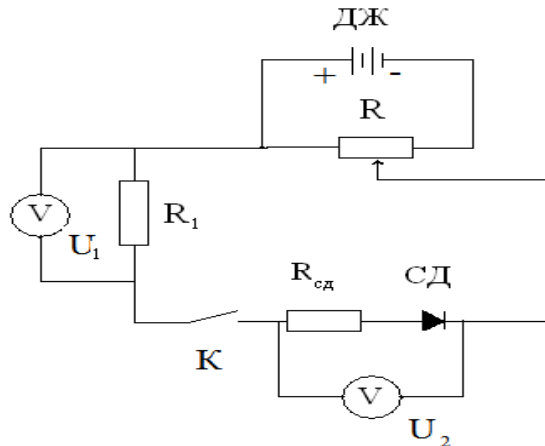


Рис. 11.1. Схема досліду для визначення сталої Планка. ДЖ - джерело постійної напруги, R - потенціометр, V - вольтметр, К - ключ, СД - світлодіод, R₁ - резистор, R_{сд} - додатковий опір світлодіода.

Основною частиною установки для дослідження сталої Планка є світлодіод. Конструктивно він складається з наступних елементів: напівпровідникової структури з *n-p* переходом, омічних контактів і елементів конструкції, які використовуються для збору та забезпечення спрямованості випромінювання (рис. 11.2.).

Матеріалом для світлодіода служать сполучення типу

$A^{III}B^V$ (наприклад фосфід галію – GaP), що мають ширину забороненої зони близько 1,5-2,0 eV та які дають червоне або зелене світло.

Світлодіоди, завдяки дешевизні, високій надійності, великому терміну служби, малій споживаємії потужності знайшли широке застосування в радіоелектроніці, системах інформації (сигнальна індикація, підсвічування шкал приборів) тощо.

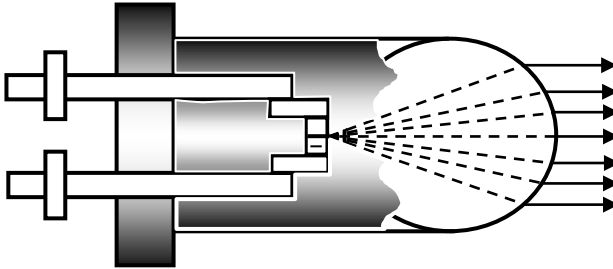


Рис. 11.2. Схема світлодіода

Вольт-амперна характеристика (ВАХ) світлодіода при прямому включенні має вигляд зображений на рис. 11.3. Як тільки напруга досягне деякого значення U_0 (або трохи більше) сила струму різко зростає і світлодіод починає випромінювати світло.

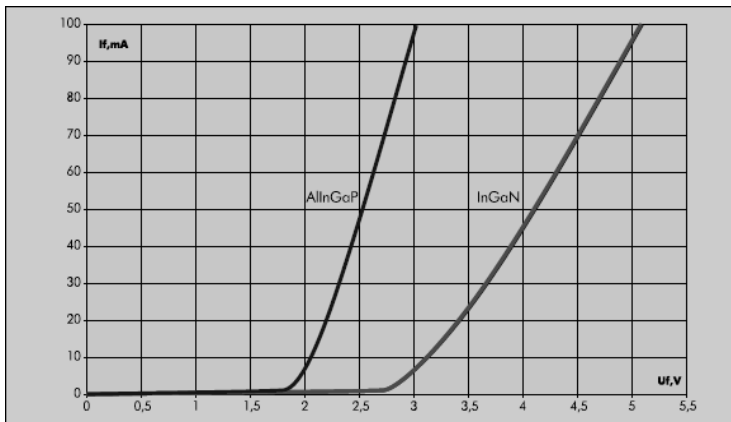


Рис.11.3. Типові прямі вольт-амперної характеристики світлодіодів.

Спектр випромінювання світлодіода зумовлений складом напівпровідникової гетероструктури (рис.11.4.)

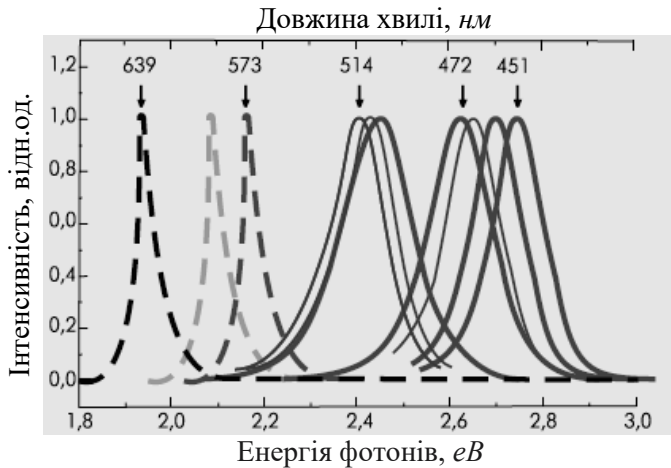


Рис.11.4. Спектри електролюмінесценції світлодіодів на основі гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN (суцільні лінії) і AlInGaP/GaP (штрихові).

Оскільки при кожному акті рекомбінації електрона і дірки отримується один квант світла з енергією $E = h\nu$, а зовнішнє електричне поле при проходженні електрона через *n-p* перехід виконує роботу $A = eU_0$ (e – заряд електрона, U_0 – величина зовнішнього поля, при якому світлодіод починає світитися), то $eU_0 = h\nu$, звідки $h = eU_0/\nu$, де ν – частота випромінюваного світла. Із урахуванням $\lambda = c/\nu$, де c – швидкість світла у вакуумі, λ – довжина хвилі світла маємо:

$$h = \frac{eU_0\lambda}{c} \quad (11.1)$$

З формули (11.1) експериментально визначається чисельна величина сталої Планка. Таким чином, для визначення h потрібно виміряти λ і U_0 (e і c – константи).

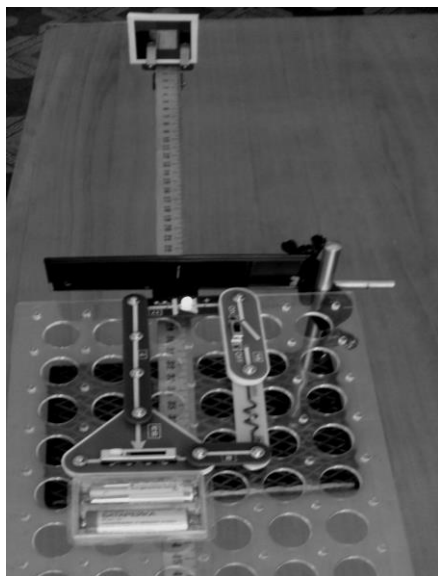
Напругу U_0 знаходять із ВАХ світлодіода. За допомогою методу найменших квадратів будують пряму, що описує початок

різкого зростання струму і відповідає початку переходів зона провідності – валентна зона. Знаходимо точку перетину прямої з віссю напруг і беремо це значення за U_0 .

Для знаходження довжини хвилі світла λ , випромінюваного світлодіодом, можна використати дифракційну решітку (ДР). Спостерігаєш, дивлячись через дифракційну решітку та прицільну щілину на світлодіод, бачить дифракційну картину на екрані, розташованому на відстані L від решітки. Далі з умови максимуму для дифракційної решітки $d \sin \varphi = m \lambda$, де d – період решітки, m – порядок максимуму, і враховуючи, що $\sin \varphi \approx \tan \varphi = l/L$, можна обчислити довжину хвилі λ :

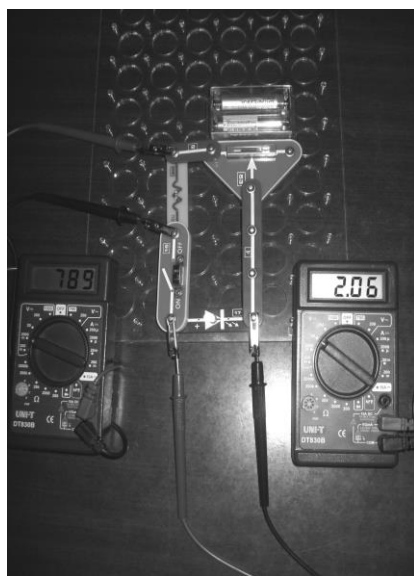
$$\lambda = \frac{d \cdot l}{m \cdot L} \quad (11.2)$$

У даній роботі схему схему для вимірювання ВАХ можна зібрати з використанням електронного конструктора «Знаток» (Рис.11.5а, б)).



а)

Рис.11.5а) вимірювання довжини світлової хвилі світлодіода;



б)

б) Вимірювання ВАХ.

Порядок виконання роботи

Завдання 1:

Визначити довжину хвилі λ світла, випромінюваного світлодіодом.

1. Зібрати схему для вимірювання ВАХ за рис.11.1. На світлодіод подати напругу, не більшу $3V$. $R_D \approx 20 \text{ Ом}$.
2. Дивлячись через дифракційну решітку і пересуваючи її переконайся в наявності на екрані дифракційних максимумів.
3. Виміряти відстань L між дифракційною решіткою і екраном та координати l_m дифракційних максимумів різних порядків m на екрані. Результати вимірів занести до таблицю.
4. Повторити випромінювання при інших L (число максимумів $m \leq 3$).
5. За формулою 11.2 довжину хвилі λ та знайти середнє значення довжини хвилі $\langle \lambda \rangle$.

Завдання 2:

Виміряти ВАХ світлодіода та обчислити сталу Планка.

1. Для зняття ВАХ світлодіода скласти схему (рис. 11.5б), дотримуючись полярності напруги. Виміряти напругу U_1 і U_2 за допомогою мультиметрів.
2. Обчислити силу струму через світлодіод, де R_1 – опір резистора.

$$I = \frac{U_1}{R_1}$$

3. Знайти напругу U на світлодіоді, враховуючи, що він має додатковий опір:

$$U = U_2 - U_1 \cdot \frac{R_D}{R_1}$$

4. За результатами вимірювань побудувати вольт-амперну характеристику світлодіода $I = f(U)$, використовуючи електронні таблиці Excel.
5. Використовуючи метод найменших квадратів (або графічно)

побудувати пряму $I = a \cdot U + b$ та знайти величину U_0 (перетин прямої з віссю напруг), яка відповідає початку процесу рекомбінації основних носіїв струму – електронів з n -типу та дірок з p -типу. Як з графіка знайти U_0 показано на рис.11.6.

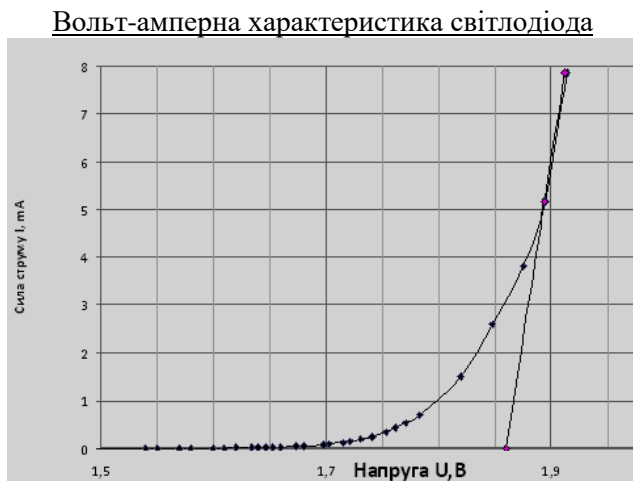


Рис. 11.6. Лінеаризована пряма гілка ВАХ світлодіода.

Більш точний результат отримаємо з графіка $I = f(U)$, скориставшись методом найменших квадратів для точок, що лежать на прямій ділянці графіка. За цими даними розраховуємо параметри прямої $I = a \cdot U + b$.

Метод найменших квадратів дає такі рівняння для визначення коефіцієнтів a і b :

$$\sum_1^3 I_N \cdot U_N = a \cdot \sum_1^3 U_N^2 + b \cdot \sum_1^3 U_N, \quad (11.3)$$

$$\sum_1^3 I_N = a \cdot \sum_1^3 U_N + 3 \cdot b. \quad (11.4)$$

$$U_0 = -b/a \quad (11.5)$$

Розрахунки провести за допомогою електронних таблиць EXCEL.

6. За допомогою формули (11.1) обчислити сталу Планка h .
7. Обчислити похибку вимірювань.
8. Результат представити у вигляді: $h = h_{сер} \pm \Delta h$.

Контрольні запитання

1. Опишіть будову світлодіода.
2. Поясніть процеси, що зумовлюють різке зростання струму через світло діод при збільшенні напруги.
3. Поясніть, чому в роботі неможливі прямі вимірювання струму амперметром.
4. Для чого в схемі використовують додатковий опір світлодіода?
5. Які методи вимірювання сталої Планка знаєте?
6. Який метод вимірювання сталої Планка є найбільш точним?

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики: підручник: у 3 т. / ред. І.М.Кучерук. - 2-ге вид., випр. Київ: Техніка, 2006. Т.3: Оптика. Квантова фізика. 518 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т. Москва: Наука, 1987. Т.3: Оптика. Атомная физика. 350 с.
3. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц; учебник. Москва: Просвещение, 1984. 384с.
4. Барановський В.М., Бережний П.В., Горбачук І.Т. та ін. Загальна фізика: Лабораторний практикум. / ред. І.Т. Горбачук. Київ: Вища школа, 1992. 509 с.
5. Гольдин Л.Л., Игошин Ф.Ф., Козел С.М. и др. Лабораторные занятия по физике /ред. Л.Л. Гольдин. Москва: Наука,1983.704 с.
6. Ткаченко А., Богатирьев О. Вивчаємо світлодіоди. Лабораторна робота «Визначення сталої Планка за допомогою світлодіода». *Фізика та астрономія в школі*. 2010. №11/12. С.32-34.
7. Зайдель А. Н. Погрешности измерений физических величин. Ленинград: Наука, 1985. 112 с.
8. Статистична обробка результатів експериментальних вимірювань : методичні рекомендації / укл. В. П. Ржепецький. Кривий Ріг : Видавничий відділ КДПУ, 2011. 48 с.