

Міністерство освіти і науки України
Донбаська державна машинобудівна академія

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до лабораторних робіт з дисципліни
«Фізика»
(для студентів усіх спеціальностей)

Хвильова оптика
Квантова оптика
Фізика напівпровідників

Затверджено на засіданні
кафедри фізики
Протокол №4 от 26.10.04

Краматорськ 2004

УДК 535

Методичні вказівки до лабораторних робіт з дисципліни «Фізика» (для студентів усіх спеціальностей). Хвильова оптика. Квантова оптика. Фізика напівпровідників. / Укл. Ф.М.Зайцев, В.М.Костенко, Ж.Н.Огньотова, В.Н.Тулупенко, А.В.Тишкевич – Краматорськ: ДДМА, 2004.-72 с.

Наведено короткі теоретичні відомості, описи установок, порядок виконання робіт, вказівки щодо обробки результатів вимірювань. Для самоконтролю наприкінці кожної роботи наводяться контрольні запитання.

Укладачі:

Ф.М.Зайцев, ст.викл.

В.М.Костенко, доц.

Ж.М.Огньотова, доц.

В.М.Тулупенко, проф.

А.В.Тишкевич доц.,

Відп. за випуск: А.В.Тишкевич доц.,

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 62

Визначення радіуса кривизни лінзи з допомогою кілець Ньютона

Мета роботи: ознайомитись з явищем інтерференції на прикладі кілець Ньютона; дослідним шляхом визначити радіус кривизни лінзи.

1.1 Короткі теоретичні відомості

Поширення світла у просторі, а також частина явищ, пов'язаних із взаємодією світла з речовиною, пояснюються хвильовою теорією. Згідно з нею світло є електромагнітні хвилі і відрізняється від інших електромагнітних хвиль лише довжиною. В світловій хвилі відбуваються коливання векторів напруженості електричного та магнітного полів. Ці вектори перпендикулярні один до одного, і обидва вони перпендикулярні до напрямку поширення світла. Як правило, розглядаються коливання лише напруженості електричного поля, її називають світловий вектор. Напруженість магнітного поля відкидається, оскільки магнітне поле практично не взаємодіє з речовиною.

Явище інтерференції світла виникає при накладанні двох або більшого числа світлових хвиль і полягає в тому, що інтенсивність результуючої хвилі не дорівнює сумі інтенсивностей хвиль, що накладаються. В одних точках простору інтенсивність стає більшою за суму, в інших – меншою, тобто виникає система максимумів та мінімумів інтенсивності, яка називається інтерференційною картиною. Необхідною умовою інтерференції хвиль є їх когерентність. Необхідно також, щоб коливання світлового вектора відбувались в одному напрямку, або у близьких напрямках.

Когерентними називаються хвилі, які у кожній точці простору утворюють коливання з сталою різницею фаз. Нехай коливання світлового вектора першої хвилі описуються формулою $E_1=A_1\cos(\omega t+\varphi_1)$, а другої хвилі – $E_2=A_2\cos(\omega t+\varphi_2)$. Згідно з принципом суперпозиції для електричного поля світловий вектор результуючої хвилі за величиною дорівнюватиме сумі E_1 та E_2 , він буде коливатися по гармонічному закону, квадрат амплітуди його коливань

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.1)$$

Інтенсивність світлової хвилі пропорційна середньому квадрату амплітуди коливань світлового вектора. Для когерентних хвиль усі величини у правій частині формули (1) є сталими, тоді інтенсивність результуючої хвилі

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.2)$$

В залежності від різниці фаз коливань третій складник формули (2) може приймати значення від $-2\sqrt{I_1I_2}$ (при $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\pi$, $k=0, 1, 2, \dots$) до $2\sqrt{I_1I_2}$ (при $\varphi_2 - \varphi_1 = 2k\pi$, $k=0, 1, 2, \dots$). В першому випадку спостерігається мінімум інтенсивності результуючої хвилі, в другому – максимум.

Початкові фази коливань φ_1 та φ_2 у кожній точці визначаються відстанями, які проходять хвилі l_1 та l_2 , тобто відстанями від цієї точки до джерел когерентних світлових хвиль.

$$\varphi_1 = 2\pi \frac{l_1}{\lambda} + \varphi_0; \quad \varphi_2 = 2\pi \frac{l_2}{\lambda} + \varphi_0;$$

де λ – довжина хвилі. Тоді різниця фаз коливань

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \frac{l_2 - l_1}{\lambda} = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}.$$

Тут $\Delta = l_2 - l_1$ - різниця ходу хвиль, які накладаються в даній точці. Ця величина повністю визначає результат інтерференції, тобто виникнення у точці максимуму чи мінімуму інтенсивності світла.

Умова виникнення максимуму

$$\Delta_{\max} = \pm k\lambda; k = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.3)$$

умова виникнення мінімуму

$$\Delta_{\min} = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2}; k = 0, 1, 2, \dots \quad (1.4)$$

Спостереження показує, що при накладанні світла від двох джерел інтерференція не відбувається, інтенсивність світла в усіх точках дорівнює сумі інтенсивностей. Причина цього полягає в тому, що світло від будь якого джерела, окрім лазера, складається з цугів хвиль, які незалежно випромінюються окремими атомами. Час випромінювання одного атома має порядок величини 10^{-8} с. Внаслідок цього в світловій хвилі відбуваються через короткі проміжки часу випадкові зміни початкової фази коливань світлового вектора, змінюється також випадковим чином напрямок коливань.

Час, впродовж якого початкова фаза залишається незмінною, називається часом когерентності і позначається $\tau_{\text{ког}}$. Вочевидь, що $\tau_{\text{ког}} \ll 10^{-8}$ с. Лише впродовж цього часу залишається незмінною інтерференційна картина при накладанні світла від двох незалежних джерел, спостерігати її неможливо.

В лазерах випромінювання окремих атомів вимушене, по своїх властивостях воно наближається до монохроматичної хвилі. Але повна монохроматичність не досягається, частоти випромінювання приймають різні значення всередині інтервалу $\Delta\omega$. Відмінність частот викликає появу різниці фаз коливань, яка збільшується з часом. Такі хвилі можуть залишатися когерентними лише на протязі часу когерентності $\tau_{\text{ког}} = 2\pi/\Delta\omega$. Для лазерів ця величина не перевищує 10^{-5} с, спостереження інтерференції при накладанні випромінювання двох лазерів також неможливо.

Дві когерентні світлові хвилі для спостереження інтерференції можна отримати розділивши якимось чином одну світлову хвилю. Якщо дві частини одної світлової хвилі знову накласти одна на одну, виникає інтерференційна картина. При цьому різниця ходу хвиль від точки розділу до точки накладання не повинно перевищувати відстань, що проходить світло за час когерентності $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$. Величина $l_{\text{ког}}$ називається довжиною когерентності. За час $\tau_{\text{ког}}$ випромінювання перестає бути когерентним самому собі, а значить частини випромінювання одного джерела, розділені відстанню більшою за $l_{\text{ког}}$ не когерентні.

Існує багато методів розділення випромінювання одного джерела світла на дві частини. В досліді Юнга використовується проходження світла через два малих отвори у непрозорому екрані. Дзеркала Френеля – два плоских дзеркала, розташованих під кутом, трохи меншим 180° . Вони відбивають світло від одного джерела на екран, створюючи накладання у кожній точці екрану двох когерентних хвиль. Ця ж мета досягається з допомогою біпризми Френеля, дві когерентні хвилі утворюються внаслідок заломлення світла подвійною призмою. При спостереженні інтерференції завжди намагаються зменшити інтервал частот $\Delta\omega$, у якому знаходяться частоти інтерферуючих хвиль. Для цього світло пропускають через світлофільтр.

Найпростішим дослідом, при якому спостерігається інтерференція, є відбивання світла від тонкої плівки (див. рис. 1.1).

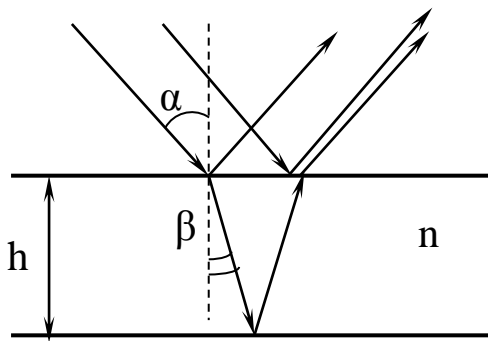


Рисунок 1.1

Світло, яке пройшло через світлофільтр, спрямовується на верхню поверхню плівки, кут падіння його α . Це світло частково відбивається від поверхні плівки, частково заломлюється та проходить всередину речовини. Кут заломлення β , n – показник заломлення речовини плівки. Заломлене світло знов частково відбивається від нижньої поверхні

плівки і виходить через верхню поверхню, накладаючись на світло, відбите від верхньої поверхні. Таким чином відбувається розділення однієї світлової хвилі на дві з подальшим накладанням їх. Оптична різниця ходу двох хвиль

$$\Delta = 2nh \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.5)$$

Оптична різниця ходу отримується з геометричної різниці множенням останньої на показник заломлення речовини плівки n . Необхідність цього пов'язана з відмінності довжини світлової хвилі в речовині λ від довжини хвилі у повітрі λ_0 . Довжина хвилі дорівнює добутку періоду коливань та швидкості поширення хвилі, звідси $\lambda_0/\lambda = (cT)/(vT) = c/v = n$, тобто λ в n разів менша за λ_0 . Різниця ходу хвиль порівнюється з довжиною хвилі, цих довжин на шлях хвилі в середині плівки припадає в n разів більше. Віднімання $\lambda_0/2$ обумовлене зміною фази коливання у світловій хвилі при відбиванні її від границі більш густого середовища. У точці відбивання фаза коливань відбитої хвилі відрізняється від фази падаючої хвилі на π , що відповідає додатковій зміні оптичної різниці ходу на $\lambda_0/2$. При відбиванні ж хвилі від границі менш густого середовища, тобто на нижній поверхні плівки, така зміна фази коливань не відбувається.

При незмінній товщині плівки різниця ходу інтерферуючих хвиль може відрізнятись для різних місць плівки через відмінність кутів падіння α . Точки, для яких кут α приймає близькі значення, що відповідають умовам виникнення максимуму (2.3) та мінімуму (2.4), утворюють смуги. Візуально вони спостерігаються як світлі та темні смуги на поверхні плівки, називається така інтерференційна картина смугами рівного нахилу. При падінні на тонку плівку плоскої хвилі

кут падіння в усіх точках однаковий, інтерференція в цьому випадку призводить до залежності інтенсивності відбитої хвилі від товщини плівки h . Якщо товщина плівки в різних місцях не однакова, точки, для яких виконуються умови виникнення максимуму (2.3) та мінімуму (2.4) утворюють лінії. Вздовж цих ліній спостерігаються світлі та темні смуги, які називаються смугами рівної товщини.

2.2 Опис установки

1.2 Опис установки і методу дослідження

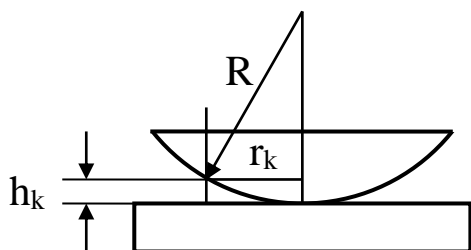


Рисунок 1.2

уг

рівної товщини. Вони виникають при відбиванні світла від опуклої поверхні лінзи та від плоскої скляної поверхні, до якої дотикається поверхня лінзи (див. рис. 1.2). В даному випадку роль тонкої плівки відіграє повітряний прошарок між поверхнями лінзи та пластини з плоскою поверхнею.

Світло на лінзу спрямовується зверху,

воно проходить через світлофільтр і наближається за властивостями до плоскої монохроматичної хвилі, що поширюється вздовж оптичної осі системи. Оскільки кільця Ньютона спостерігаються при дуже малих товщинах повітряного прошарку h_k і радіуси їх r_k дуже малі порівняно з радіусом кривизни лінзи R , кут падіння світла на нижню поверхню лінзи α можна вважати приблизно рівним нулю. Тоді різниця ходу хвиль, відбитих від нижньої поверхні лінзи та верхньої поверхні пластини

$$\Delta = 2h_k - \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.6)$$

оскільки для повітря $n = 1$. Умови максимуму (2.3) та мінімуму (2.4) будуть виконуватись при певних значеннях h для усіх точок кола з відповідними радіусами r . Інтерференційна картина матиме вигляд концентричних темних та світлих кілець. В центрі, у місці дотику лінзи та пластини, спостерігається темна пляма,

Позначимо h_k товщину повітряного зазору, при якій виконується умова виникнення k -го інтерференційного мінімуму. Тоді r_k дорівнюватиме радіусу k -го темного кільця, згідно з теоремою Піфагора

$$r_k^2 = R^2 - (R - h_k)^2 = 2Rh_k - h_k^2.$$

Оскільки величина h_k дуже мала, можемо знехтувати складником h_k^2 в правій частині. З порівняння формул (1.4) і (1.6) витікає, що $h_k = k \frac{\lambda}{2}, k = 1, 2, 3, \dots$ Тоді маємо для радіусу k -го темного кільця

$$r_k = \sqrt{kR\lambda}, k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.7)$$

Спостереження кілець Ньютона і вимірювання їх радіусів виконується з допомогою мікроскопа (рисунок 1.3). Система з лінзи і пластини встановлюється на столику С

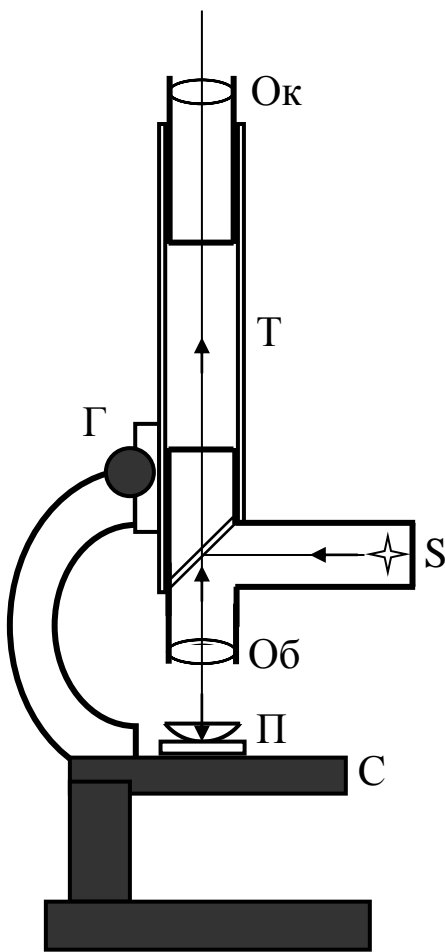


Рисунок 1.3

як препарат П, столик з допомогою двох гвинтів може рухатися в будь-якому горизонтальному напрямку. Між тубусом Т і об'єктивом Об мікроскопа встановлюється напівпрозоре дзеркало під кутом 45° до оптичної осі, на нього спрямовується світло від освітлювача S. Відбите від дзеркала світло поширюється вздовж оптичної осі униз, через об'єктив воно досягає лінзи та пластинки. Відбите світло повертається вздовж оптичної осі, проходячи через об'єктив, напівпрозоре дзеркало та окуляр Ок. Це світло складається з двох когерентних хвиль, які інтерферують з утворенням кілець Ньютона. Напівпрозоре дзеркало одночасно виконує роль червоного світлофільтра, пропускаючи лише світло з довжиною хвилі $\lambda = 6,5 \cdot 10^{-7}$ м.

Для вимірювання діаметрів кілець

Ньютона у окуляр мікроскопа вміщено шкалу, зображення якої накладається на зображення кілець. Ціна поділки цієї шкали $a_0 = 0,02$ мм $= 2 \cdot 10^{-5}$ м. Щоб визначити радіус кривизни лінзи R, ми вимірюємо діаметри k -го і m -го кілець Ньютона. В відповідності з формулою (1.7) ці діаметри пов'язані з радіусом співвідношеннями

$$\frac{d_k^2}{4} = kR\lambda + const, \frac{d_m^2}{4} = mR\lambda + const.$$

Const з'являється у формулі внаслідок того, що лінза може й не дотикатися до пластинки через наявність у точці дотикання бруду. Це змінює різницю ходу відбитих хвиль для усіх точок на одну величину (const). Тоді

$$R = \frac{d_k^2 - d_m^2}{4(k - m)\lambda}. \quad (1.8)$$

1.3 Порядок виконання роботи і обробка результатів вимірів

1. Ввімкнути освітлювач, перевірити, чи знаходяться кільця Ньютона у центрі поля зору мікроскопа. При необхідності відрегулювати якість зображення з допомогою гвинта вертикального переміщення тубуса (на рис. 1.3 позначено Г) і перемістити кільця в центр поля зору з допомогою гвинтів переміщення столика. Шкала має пройти через центр системи кілець.

2. Виміряти по три рази діаметри чотирьох перших кілець Ньютона ($k=1, 2, 3, 4$). Вимірювання проводити для різних напрямків діаметра, повертаючи шкалу разом з окуляром. Результати вимірювання записати в таблицю 1.1.

Таблиця 1.1

N	$d_1, 10^{-5} \text{ м}$	$d_2, 10^{-5} \text{ м}$	$d_3, 10^{-5} \text{ м}$	$d_4, 10^{-5} \text{ м}$
1				
2				
3				
Среднее				

3. Обчислити і записати в таблицю 1.1 середні значення діаметрів кілець Ньютона.

4. Вписати в таблицю 1.2 середні діаметри кілець Ньютона з номерами k і m , вказаними у таблиці.

Таблиця 1.2

N	k	$d_k, 10^{-5} \text{ м}$	m	$d_k, 10^{-5} \text{ м}$	R, м	DR, м
1	2		1			
2	3		2			

3	4		3			
4	3		1			
5	4		2			
Сред.						

5. По формулі (1.8) обчислити і записати в таблицю 1.2 п'ять значень радіусів кривизни лінзи R .
6. Обчислити і записати в таблицю 1.2 середнє значення радіуса кривизни лінзи R , абсолютні похибки окремих вимірювань R і середню абсолютну похибку ΔR .
7. Обчислити відносну похибку вимірювання R , записати кінцевий результат у стандартному вигляді.

2.4 Контрольні запитання

1. Що таке інтерференція світла? За яких умов вона відбувається?
2. Які хвилі називаються когерентними? Як отримують когерентні світлові хвилі?
3. Що таке час когерентності? Чому не спостерігається інтерференція при накладанні світла від двох реальних джерел?
4. Як пов'язаний час когерентності з монохроматичністю світла? Що роблять для збільшення часу та довжини когерентності?
5. За яких умов інтерференція призводить до максимуму та мінімуму інтенсивності світла?
6. Що таке оптична різниця ходу світлових хвиль? Чим вона відрізняється від геометричної різниці ходу?
7. Чому дорівнює різниця ходу при відбиванні світла від поверхонь тонкої плівки? Що таке втрата напівхвилі при відбиванні?
8. Що таке смуги рівної товщини і рівного нахилу?
9. Що таке кільця Ньютона? Як вони виникають?
10. Як проходить світло через мікроскоп при спостереженні кілець Ньютона?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 63

Визначення довжини світлової хвилі з допомогою дифракційної решітки

Мета роботи: ознайомитись з явищем дифракції при спостереженні проходження світла крізь дифракційну решітку; дослідним шляхом визначити довжини хвиль червоного та фіолетового світла.

3.1 Короткі теоретичні відомості

Перш, ніж починати вивчення даного розділу, слід відновити в пам'яті опис явища інтерференції, зроблений у розділі “Короткі теоретичні відомості” до лабораторної роботи №62.

Візуально світло сприймається і наочно зображається як сукупність прямих ліній – променів, що виходять в усіх напрямках з точкових джерел світла. У ролі джерел виступають усі точки поверхні тіла, яке світиться будучи розпеченим, або відбиваючи світло, що приходить від інших тіл. Тіло в цілому може також сприйматися як точкове джерело світла, якщо відстань до нього значно перевищує його розміри. Саме промені світла в однорідному прозорому середовищі уособлюють собою прямі лінії, є еталоном геометричної прямої.

Промені від точкового джерела світла, яке знаходиться в однорідному прозорому середовищі, пронизують усі точки навколишнього простору. Але зустрівши непрозоре тіло вони поглинаються і за непрозорим тілом виникає зона геометричної тіні. Границі тіньової зони утворюються усіма прямими лініями – променями дотичними до поверхні непрозорого тіла. Згідно з законами геометричної оптики світло не може огинати непрозорі перешкоди і заходити в зону геометричної тіні. Однак експеримент показує, що це не так, світло огинає непрозорі перешкоди.

Явище відхилення світла від прямолінійного шляху поширення внаслідок огинання непрозорих перешкод і заходження світла в зону геометричної тіні називається дифракцією світла. Це явище повністю пояснюється у межах хвильової теорії світла. В основі пояснення та

кількісного опису дифракції світла лежить принцип Гюйгенса-Френеля:

- 1) Світло є хвильове збурення, яке поширюється у просторі. Кожна точка простору, до якої дійшов фронт хвилі в даний момент, стає точковим джерелом вторинних хвиль. Новий фронт хвилі через малий проміжок часу утворюється як огинаюча фронтів вторинних хвиль від усіх точок початкового фронту хвилі.
- 2) Інтенсивність світла у довільній точці простору може бути визначена як результат інтерференції вторинних світлових хвиль, що приходять у дану точку від усіх точок однієї з хвильових поверхонь, розташованих між точкою простору та джерелом світла. При цьому інтенсивність вторинних хвиль дорівнює нулю в напрямку джерела світла, приймає максимальне значення для протилежного напрямку і майже не відрізняється від нуля у напрямках дотичної до хвильової поверхні.

Перша частина принципу сформульована Гюйгенсом, вона

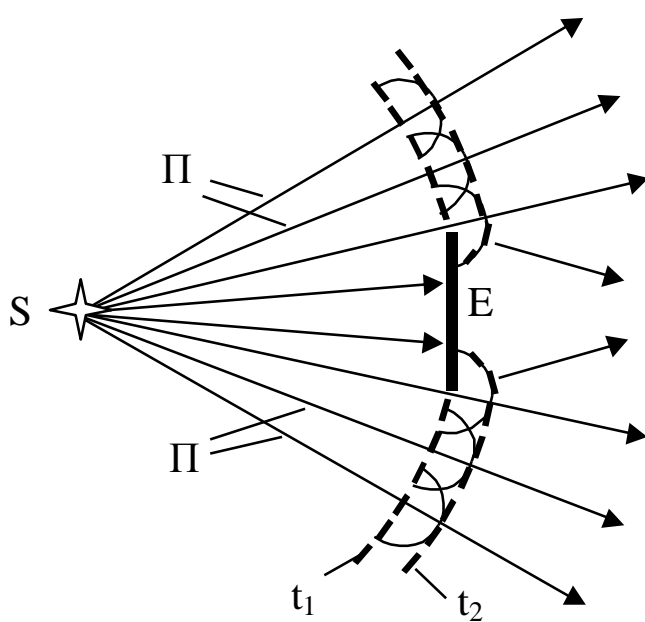


Рисунок 3.1

дозволяє зробити лише якісне пояснення дифракції світла. На рисунку 3.1 зображено точкове джерело світла S , воно є центром фронту світлової хвилі, який має сферичну форму. Фронт хвилі рухається, розширюючись, у напрямках, позначених світловими променями Π , промені перпендикулярні фронту хвилі у кожній його точці. Пунктирні лінії показують положення фронту хвилі в моменти часу t_1 та t_2 . В момент t_1 фронт хвилі досягає непрозорого екрану E і

частково затримується їм, утворюється зона геометричної тіні. Фронт світлової хвилі в момент t_2 будується як огинаюча усіх сферичних фронтів вторинних хвиль. Далеко від країв непрозорого екрану він, як і в момент t_1 , має форму сферичної поверхні з центром S , що відповідає прямолінійному поширенню світла. Але коло країв непрозорого екрану сферична форма фронту хвилі порушується. І це

відповідає появі світлових хвиль, які змінили свій напрямок і зайшли в зону геометричної тіні.

За визначенням хвильова поверхня – це геометричне місце точок, в яких пов’язані з поширенням хвилі коливання відбуваються в одній фазі. Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля ці точки є когерентними джерелами вторинних хвиль. У кожній точці простору накладаються вторинні хвилі від усіх точок хвильової поверхні та відбувається їх інтерференція. Результатом інтерференції є виникнення максимумів та мінімумів інтенсивності світла. Ці максимуми та мінімуми спостерігаються, якщо зона геометричної тіні перерізається білим екраном, на якому з’являється тінь непрозорого тіла – темне п’ятно, що повторює його форму. Внаслідок дифракції границі тіні не просто втрачають чіткість, а перетворюються на систему паралельних світлих та темних смуг. В звичайних умовах ця система має дуже малу загальну ширину і маскується розпливанням границі тіні внаслідок неточковості реальних джерел світла.

Френель розробив спрощений метод, що дозволяє розраховувати результати інтерференції вторинних хвиль для усіх точок екрану, на якому спостерігається тінь від непрозорого тіла. Називається він метод зон Френеля. Для розрахунку використовується хвильова поверхня, яка частково перекривається непрозорим тілом.

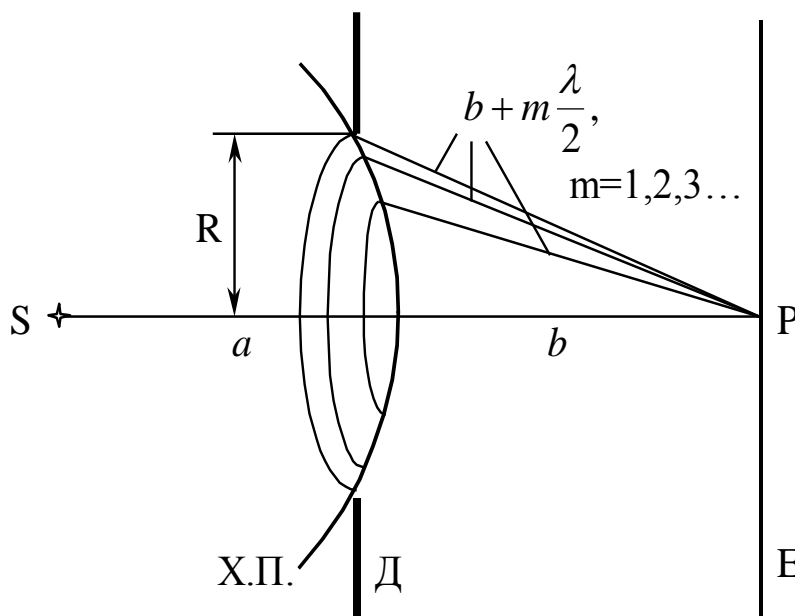


Рисунок 3.2

точка екрану, для якої буде визначатись інтенсивність світла, і відносно цієї точки відкрита частина хвильової поверхні розділяється на зони Френеля. Границі зон Френеля проводяться таким чином, щоб вторинні хвилі від середин сусідніх зон приходили в обрану точку екрану з різницею ходу $\lambda/2$,

тобто інтерференція їх повинна приводити до взаємного послаблення. На рисунку 3.2 зображено проходження світла від точкового джерела

С через круглий отвір радіусу R у діафрагмі D . Розраховуємо результат інтерференції вторинних хвиль у точці екрану P , яка лежить проти центру отвору. Хвильова поверхня $X.P.$, що є джерелом вторинних хвиль, - це сферична поверхня з радіусом a , вона дотикається краю круглого отвору. В точку P приходять вторинні хвилі лише від тієї частини хвильової поверхні, яка вміщується в отворі. Найменша віддаль від хвильової поверхні до точки P дорівнює b . Зони Френеля на хвильовій поверхні мають форму кілець, границі яких прокреслюються, як ніжкою циркуля, відрізками $b + m\lambda/2$, де $m=1, 2, 3, \dots$ Радіус m -ї зони Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \quad (3.1)$$

Звідси визначається число зон Френеля, що вміщується у круглому отворі радіуса R

$$m = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (3.2)$$

Сукупна інтенсивність вторинних хвиль, що приходять у точку P від однієї зони Френеля, має бути пропорційною її площі. Можна довести, що при малих номерах m площа зони Френеля не залежить від номеру. Це призводить до практично повного взаємного знищення у точці P вторинних хвиль від двох сусідніх зон Френеля внаслідок інтерференції. Якщо в отворі діафрагми вкладається парне число зон Френеля, в центрі екрану спостерігається мінімум інтенсивності світла, темна пляма. Непарність числа зон Френеля у отворі діафрагми призводить до появи у центрі екрану максимуму інтенсивності. Розрахунок для сусідніх точок екрану показує, що навколо центральної темної чи світлої плями повинна утворюватись концентрична система темних та світлих кілець, що відповідає дійсності.

Ще один простий випадок дифракції описав Фраунгофер. На рисунку 3.3 зображено падіння плоскої світлової хвилі (хвильові поверхні мають форму площин) на непрозорий екран D з отвором у формі щілини шириною a . Площина щілини є хвильовою поверхнею, будемо вважати її сукупністю когерентних точкових джерел вторинних хвиль. Ці хвилі поширюються в усіх напрямках і попадають на лінзу L . За лінзою, в її фокальній площині, знаходиться екран спостереження E . В кожній точці екрану лінза збирає усі

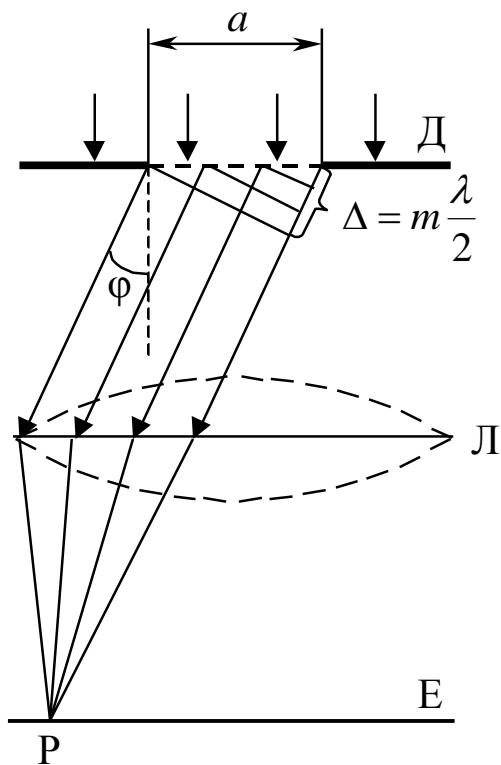


Рисунок 3.3

вторинні хвилі, що поширюються в одному з напрямків. На малюнку вони зображені з допомогою променів, які відхилилися від прямолінійного шляху поширення на кут φ . Якби ці промені відповідали плоскій хвилі, збирання їх лінзою у точці екрану Р призвело б до виникнення в ній максимуму інтенсивності, в якому б сконцентрувалася повна енергія хвилі. Умовою виникнення максимуму є однакова фаза коливань вторинних хвиль, що накладаються, тобто лінза не може створювати додаткову різницю ходу для паралельних променів, які проходять крізь неї. Однак на рисунку 3.3 паралельні промені, що відхиляються на кут φ ,

відповідають не плоскій хвилі, а сукупності вторинних хвиль від різних точок площини щілини і мають різницю ходу. Для граничних променів ця різниця дорівнює $\Delta = a \sin \varphi$. Накладання їх у точці Р призводить до інтерференції, результат якої визначається методом зон Френеля. Зони Френеля в даному випадку мають форму прямокутників однакової ширини, витягнутих вздовж щілини. Число їх знаходимо з умови $\Delta = m \lambda / 2$ (m – ціле число), за якої ми можемо розділити площину щілини на такі прямокутники з допомогою розташованих на відстані $\lambda / 2$ ліній, перпендикулярних до променів (дивися рисунок 3.3, там таких ліній та зон Френеля три). Парне число зон Френеля m призводить до того, що вторинні хвилі, які відхилились на відповідний кут φ , зібрані лінзою у точку Р дають мінімум інтенсивності світла. Звідси умова виникнення дифракційного мінімуму k -го порядку

$$a \sin \varphi_k = \pm k \lambda ; k=1,2,3,\dots \quad (3.3)$$

Навпроти щілини на екрані Е виникає центральний максимум інтенсивності світла, кутова ширина якого визначається положеннями мінімумів першого порядку, тобто $-\varphi_1 < \varphi < \varphi_1$, тут $\varphi_1 = \arcsin(\lambda / a)$. Слід відмітити, що при ширині щілини $a < \lambda$,

дифракційні мінімуми, які б обмежували центральний максимум, взагалі не виникають. В цьому випадку світло поширюється в усіх напрямках, щілина перетворюється на лінійне джерело світла. При $a > \lambda$ майже вся світлова енергія припадає на центральний максимум. Але паралельно його краю проходять світлі та темні смуги додаткових максимумів та мінімумів.

Опис дифракції, даний Фраунгофером, - одна з основ теорії створення зображення оптичними приладами, насамперед телескопами та мікроскопами.

3.2 Опис установки та методу дослідження

Одномірною дифракційною решіткою називається система, яка

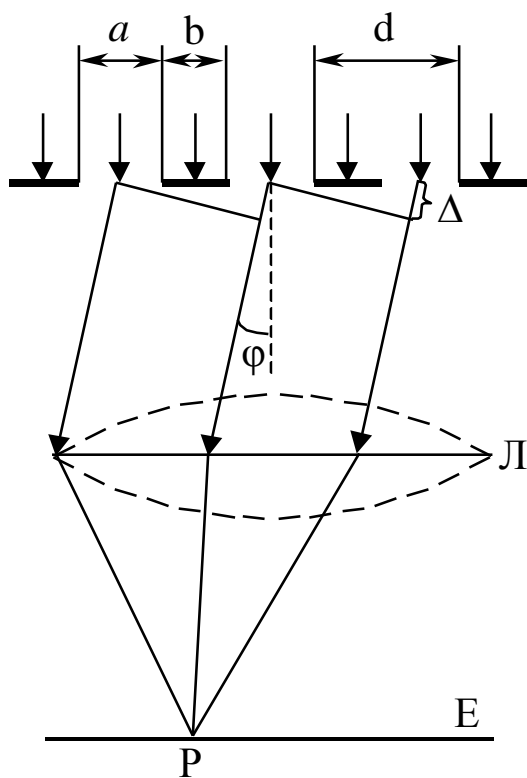


Рисунок 3.4

складається з великої кількості паралельних щілин однакової ширини, розділених також однаковими непрозорими проміжками. Така система зображена на рисунку 3.4, a – ширина щілини, b – ширина непрозорого проміжку, $d = a + b$ називається сталою решітки. Стала решітки дорівнює відстані між серединами сусідніх щілин. Загальна ширина решітки Nd , N – повне число щілин у решітці.

На дифракційну решітку спрямовується плоска світлова хвиля таким чином, що площина решітки стає однією з хвильових поверхонь. Внаслідок дифракції частина світла змінює напрямок поширення, щілини решітки перетворюються на джерела

вторинних хвиль, які поширюються в усіх напрямках. Вони попадають на лінзу L , у фокальній площині лінзи розміщено екран E для спостереження дифракційної картини. Лінза фокусує у різних точках екрану паралельні промені, що поширюються від усіх щілин відхилившись на один кут ϕ . Ці промені відповідають когерентним хвилям i , накладаючись у точці P , інтерферують з утворенням

максимуму чи мінімуму. Різниця ходу для хвиль, що виходять з будь яких сусідніх щілин $\Delta = d \sin \varphi$. Оскільки лінза Л не створює додаткової різниці ходу, для виникнення головного максимуму інтенсивності світла у точці Р необхідно, щоб різниці ходу хвиль від усіх щілин були кратні довжині хвилі λ , це виконується за умови

$$d \sin \varphi_k = \pm k \lambda; k=0,1,2,\dots \quad (3.4)$$

Рівняння (3.4) називається формулою дифракційної решітки і визначає положення на екрані головних дифракційних максимумів. Це положення залежить від порядку максимуму k та довжини хвилі λ . Перші мінімуми, які обмежують ширину головного максимуму, виникають для таких φ , за яких стає рівною непарному числу $\lambda/2$ різниця ходу від щілин, що знаходяться на відстані $Nd/2$. Тоді вторинні хвилі від щілин однієї половини решітки взаємно знищуються внаслідок інтерференції вторинними хвилями від щілин другої половини решітки. Умова виникнення мінімуму освітленості

$$d \sin \varphi_{\min} = \pm \left(k \pm \frac{1}{N} \right) \lambda; k=0,1,2,\dots \quad (3.5)$$

Порівнюючи формули (3.4) та (3.5) бачимо, що величини φ_{\min} дуже близькі до відповідних φ_k , тобто кутові ширини головних максимумів дуже малі. Разом з залежністю φ_k від λ це дозволяє використовувати дифракційну решітку для розкладання світла у спектр.

Експериментальну установку, на якій виконується робота, зображено на рисунку 3.5. Джерелом світла є розжарена вольфрамова

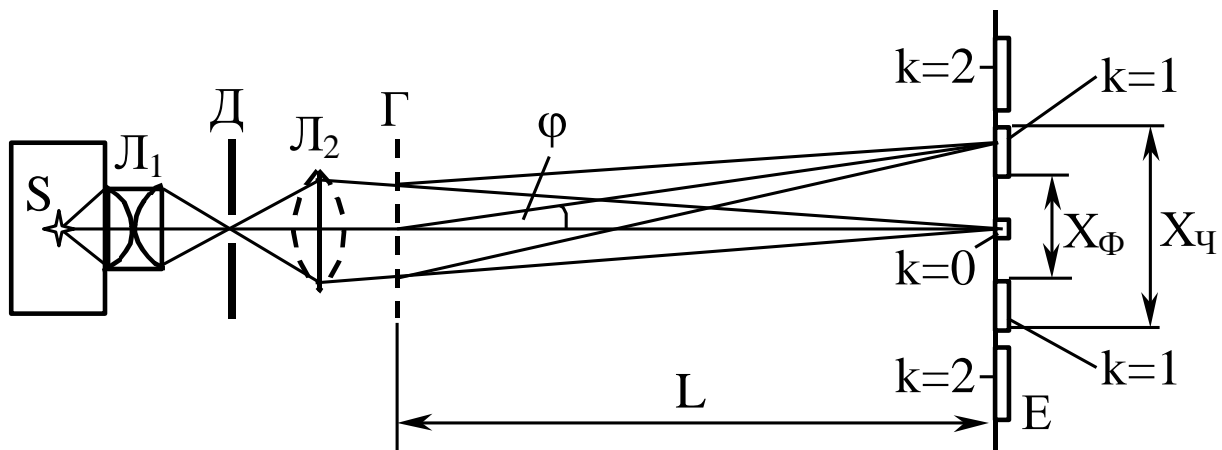


Рисунок 3.5

спіраль лампи S, тобто розжарене тверде тіло. Спектр його випромінювання неперервний, довжини хвиль приймають усі значення з діапазону видимого світла, а колір змінюється від

фіолетового до червоного. Накладання ж цих хвиль утворює світло білого кольору.

Світло від джерела S концентрується конденсорною системою лінз L_1 на діафрагмі D з отвором у формі щілини. Світло, що проходить через щілину, концентрується лінзою L_2 , яка утворює зображення щілини на екрані E . Це світло проходить також через дифракційну решітку Γ , розташовану на малій відстані від лінзи L_2 . Внаслідок дифракції світлові хвилі змінюють напрямок поширення і утворюють на екрані E інтерференційні максимуми у формі вертикальних смужок. Відстань між дифракційною решіткою та екраном E дорівнює L , вона значно перевищує ширину решітки. Тому промені, що проходять через решітку, майже не відрізняються від паралельних, для них зберігають чинність формули (3.4) та (3.5). Кути φ_k , під якими спостерігаються максимуми k -го порядку ($k=0,1,2,\dots$), визначаються формулою (3.4), завдяки малій кутовій ширині лінійна ширина максимуму залежить лише від ширини щілини, бо кожний максимум є її зображенням. З формули (3.4) бачимо, що положення центрального, нульового максимуму ($k=0$) не залежить від довжини хвилі λ , він має білий колір. Положення максимумів першого ($k=1$), другого ($k=2$) та більших порядків визначається крім k довжиною хвилі. Зображення щілини, що утворюються світлом різного кольору, знаходяться у різних місцях екрану. Це призводить до виникнення на екрані двох спектрів першого порядку та двох спектрів другого порядку, симетрично розташованих відносно центрального максимуму (див. рисунок 3.5). Спектри третього та четвертого порядків накладаються, використати їх для проведення спектральних досліджень неможливо. Навіть на червоний край спектру другого порядку накладається фіолетовий край спектру третього порядку.

Дифракційна решітка Γ в установці – це фотопластинка, на яку сфотографовано розлінований чорними смугами аркуш паперу. Стала решітки $d=0,01$ мм. Вона закріплена на кінці оптичної лави, вздовж якої пересувається екран E . Відстань між дифракційною решіткою та екраном L вимірюється з допомогою лінійки, закріпленій на оптичній лаві. На екран E також нанесено лінійку, з допомогою якої вимірюється відстань між світлими смугами (максимумами) одного кольору X . Знаючи X та L можна визначити для кожного кольору довжину світлової хвилі, згідно з формулою (3.4)

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}.$$

Вимірювання проводяться тільки для спектрів першого порядку, $k=1$. Кут φ_1 достатньо малий, щоб можна було використати співвідношення

$$\sin \varphi_1 \approx \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X}{2L}.$$

Остаточна формула для визначення довжини хвилі

$$\lambda = \frac{dX}{2L}. \quad (3.6)$$

3.3 Порядок виконання роботи та обробка результатів вимірів

1. Встановити екран на відстані 0,4 м від дифракційної решітки. Ввімкнути світло та переконатись, що рівномірно освітлюється вся площа решітки. Переміщуючи лінзу L_2 досягти найбільшої чіткості країв центрального максимуму та скорегувати його положення у центрі екрану. Зменшити ширину щілини до мінімальної для існуючих умов спостереження. Оглянути дифракційну картину на екрані, знайти положення максимумів різного порядку.
2. Отримати від викладача 5 значень відстані L між дифракційною решіткою та екраном, для яких слід зробити виміри. Записати ці значення у таблицю 3.1.

Таблиця 3.1

N пп	L м	X_ϕ 10^{-3} м	λ_ϕ 10^{-7} м	$\Delta\lambda_\phi$ 10^{-7} м	X_ψ 10^{-3} м	λ_ψ 10^{-7} м	$\Delta\lambda_\psi$ 10^{-7} м
1							
2							
3							
4							
5							
Сер							

3. Для віх значень L виміряти відстань між внутрішніми, фіолетовими краями спектрів першого порядку X_ϕ (дивись рисунок 3.5). Записати п'ять значень X_ϕ у таблицю 3.1.

4. Для віх значень L виміряти відстань між внутрішніми, фіолетовими краями спектрів першого порядку $X_ч$ (дивись рисунок 3.5). Записати п'ять значень $X_ч$ у таблицю 3.1.
5. По формулі (3.6) обчислити 5 значень довжини хвилі фіолетового світла $\lambda_ф$ та 5 значень довжини хвилі червоного світла $\lambda_ч$. Вписати значення $\lambda_ф$ та $\lambda_ч$ у таблицю 3.1.
6. Знайти середні значення $\lambda_ф$ та $\lambda_ч$, вписати їх у таблицю 3.1.
7. Знайти абсолютні похибки окремих вимірювань $\lambda_ф$ та $\lambda_ч$, середні абсолютні похибки цих величин та вписати всі значення у таблицю 3.1.
8. Знайти відносні похибки визначення $\lambda_ф$ та $\lambda_ч$, записати результати вимірювання $\lambda_ф$ та $\lambda_ч$ у стандартній формі.

3.4 Контрольні запитання

1. Що таке дифракція?
2. Сформулювати принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Що таке зони Френзеля? Яким чином вони виділяються на сферичній хвильовій поверхні?
4. В яких випадках виникають максимуми та мінімуми інтенсивності в центрі екрану при проходженні світла крізь круглий отвір?
5. Яку роль виконує лінза в дифракції Фраунгофера на щілині і яку взаємне положення лінзи та екрана при спостереженні дифракційної картини?
6. Чим визначається в дифракції Фраунгофера ширина центрального максимуму і в якому випадку щілина перетворюється в лінійне джерело світла?
7. Що таке дифракційна решітка? Що таке стала (період) решітки?
8. Який вигляд має дифракційна картина на екрані після проходження світлом дифракційної решітки та збираючої лінзи?
9. Для чого використовуються дифракційні решітки? Чим обумовлена можливість такого використання?
10. Чим визначається положення дифракційних максимумів на екрані і чим визначається ширина цих максимумів?
11. Чим відрізняються світлові хвилі, що відповідають різним кольорам спектру?

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 64

Дослідна перевірка законів Малюса і Брюстера

Мета роботи: вивчити явище поляризації світла; перевірити дослідним шляхом закони Малюса і Брюстера.

3.1 Короткі теоретичні відомості

В хвильовому процесі, тобто в процесі розповсюдження коливань, є два характерних напрямки: напрямок коливань і напрямок їх розповсюдження. Якщо ці напрямки співпадають, то хвилі повздовжні, якщо взаємно перпендикулярні, то хвилі поперечні. Для поперечних хвиль є характерним явище поляризації.

Поляризацією називається явище організації коливань у хвильовому процесі. В реальній поперечній хвилі коливання можуть відбуватись в різноманітних напрямках (перпендикулярних напрямків до напрямку розповсюдження безліч) і явище поляризації полягає в перетворенні такого неорганізованого хвильового процесу в хвилю з одним напрямком коливань. Хвиля, поляризована таким чином, називається лінійно, або плоско поляризованою, а пристрій, що виконує таке перетворення, називається поляризатором.

Якщо накладаються два хвильових плоско поляризованих когерентних процеси, коливання в яких взаємно перпендикулярні, то результатом додавання таких коливань, як відомо (лаб. роб. 55), є еліпс, який в хвильовому процесі зміщується з швидкістю хвилі – виникне еліптично поляризована хвиля. Така хвиля може зображатись в вигляді еліптичної спіралі. Звичайно, що основним типом поляризації хвиль є лінійна поляризація.

Хвильова оптика розглядає світло, як електромагнітні поперечні хвилі, як процес розповсюдження коливань світового вектора (стор. 7,8), тому світло повинно поляризуватись, що і підтверджує досвід. Світло, що посиляється сонцем, розжареними тілами і іншими джерелами є результатом неузгодженого випромінювання безлічі атомів, напрямки коливань світового вектора в ньому з рівною вірогідністю представлені у всіх напрямках. Таке світло називається звичайним. В лінійно поляризованому світлі представлені коливання тільки одного напрямку. Графічне зображення звичайного і лінійно-поляризованого світла наведено на рис 3.1. На рис. 3.1 а, б, в

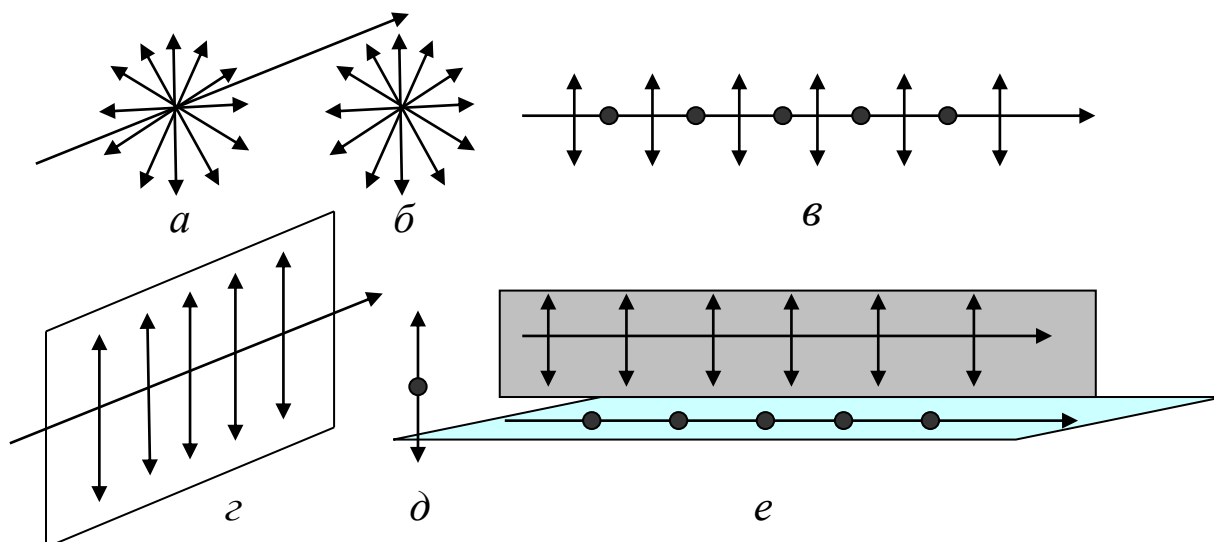


Рисунок 3.1

зображено неполяризоване звичайне світло. На рис. 3.1 г, д, е – поляризоване.

Як відомо, поляризація, в тому числі і поляризація світла, відбувається за допомогою поляризаторів. Поляризатор пропускає світло з одним напрямом коливань і повністю затримує коливання в перпендикулярному до такого напрямку. Якщо коливання відбуваються в напрямку, що складає кут φ з напрямком пропускання (рис. 3.2), то їх можна розкласти на паралельну $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ і перпендикулярну $A_{\perp} = A \sin \varphi$ складові. Перші коливання проходить через поляризатор, а другі повністю затримуються ним.

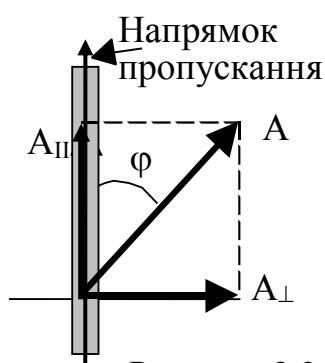


Рисунок 3.2

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, тому інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через поляризатор, який називається в даному випадку аналізатором, $I_a \sim (A_{\parallel})^2 = A^2 \cos^2 \varphi = I_n \cos^2 \varphi$. Співвідношення $I_a = I_n \cos^2 \varphi$ (3.1)

називається законом Малюса: інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, напрямом пропускання якого складає кут φ з напрямком коливань світла,

дорівнює добутку інтенсивності світла на квадрат косинуса кута між цими напрямками.

Якщо на поляризатор падає звичайне світло, то в ньому представлені коливання довільних напрямків і $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, тому

інтенсивність світла після поляризатора $I_n = I_0 \langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2} I_0$, де $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$ середнє значення квадрату косинусів кутів, а I_0 – інтенсивність звичайного світла до поляризатора. Якщо звичайне світло проходить через систему ”поляризатор – аналізатор” (рис. 3.3), то має місце співвідношення:

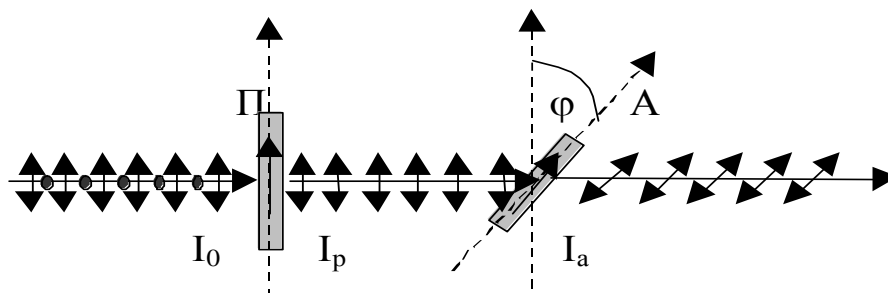


Рисунок 3.3

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi. \quad (3.2)$$

Співвідношення (3.1) і (3.2) записані для ідеальних поляризаторів. В реальних випадках пристрої мають свої коефіцієнти поглинання та відбивання, що накладає свій вплив на названі співвідношення.

Явище поляризації світла спостерігається при відбиванні від прозорих діелектриків і при проходженні його через прозорі анізотропні кристали, тобто через кристали, оптичні властивості яких залежить від напрямку в тому числі і напрямку коливань світового вектора.

Спостерігаючи проходження світла через границю розподілу прозорих діелектриків (вода, скло, лак і таке інше), Брюстер помітив, що відбите і заломлене світло частково поляризовані. Частково поляризованим називається світло, в якому представлені коливання різних напрямків, але їх інтенсивність залежить від напрямку. Якщо пропустити таке світло через аналізатор, то при повороті аналізатора навколо напрямку розповсюдження інтенсивність світла буде змінюватись від I_{max} до I_{min} . Фізична величина, що визначається як

$$p = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{min} + I_{min}}$$

визначає ступінь поляризації. Брюстер показав, що ступінь поляризації залежить від кута падіння світла і , якщо кут між

відбитим і заломленим світлом складає 90° , відбите світло є повністю поляризоване (рис. 3.4), таким чином, що коливання світлового вектора в ньому відбуваються в напрямку перпендикулярному до площини падіння світла (стор.

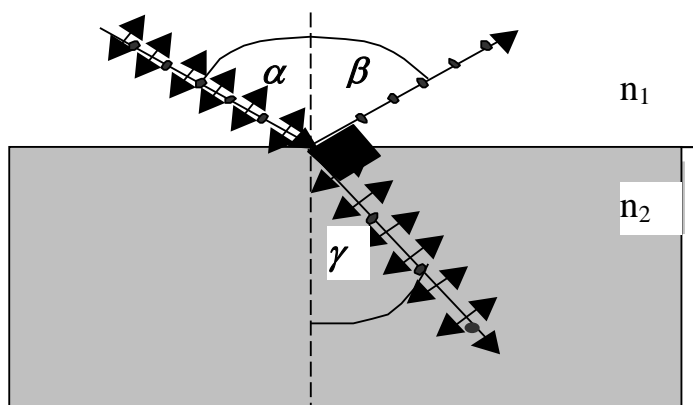


Рисунок 3.4

3), а заломлене світло при цьому максимально поляризовано з перевагою коливань в площині падіння (див. рис. 3.4). Тому що при такому куту падіння, який називається кутом Брюстера, $\gamma = 90^\circ - \beta = 90^\circ - \alpha_B$, маємо твердження, що носить назву *закон Брюстера*:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin \gamma} = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = \operatorname{tg} \alpha_B.$$

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.3)$$

де n_1 і n_2 – абсолютні показники заломлення світла першого і другого по ходу променя середовищ.

Проходження світла через оптично анізотропні середовища супроводжується явищем подвійного променезаломлення. Світловий потік, що падає на такий кристал, розбивається в ньому на два потоки. Один з них підкоряється законам геометричної оптики, він називається звичайним, інший не підкоряється цим законам і називається незвичайним. Незвичайні промені не належать площині падіння, їх показник заломлення залежить від напрямку коливань і змінюється при повороті кристала навколо напрямку падіння світла. В кристалі існує один, або два напрямки, в яких подвійне заломлення відсутнє. Ці напрямки визначають головні оптичні осі кристалів. Відповідно кристали можуть бути одноосні, або двоосна. В двоосному кристалі обидва світлових потоки незвичайні. Площина, яку визначає промінь падаючий і напрямок головної оптичної осі, поставлені в точці падіння променів, називається головною оптичною площиною кристала.

Обидва світлові потоки повністю лінійно-поляризовані у взаємно-перпендикулярних напрямках: незвичайний світловий потік

має коливання світлового вектора в головній оптичній площині, а звичайний – в напрямку перпендикулярному до неї. Вони можуть іти по різних шляхах і з різними швидкостями, або в одному напрямку але з різними швидкостями. Якщо один з цих потоків виокремити, можна одержати лінійно поляризоване світло.

Існують кристали, в яких звичайний світловий потік поглинається значно інтенсивніше ніж незвичайний – явище дихроїзму. Кристал, товщина якого складає долі міліметра, повністю поглинає звичайний потік, а на виході маємо світло повністю лінійно поляризоване (що має забарвлення, характерне для даного кристала), тобто виокремлення незвичайного потоку відбувається природно. Явище дихроїзму характерне для кристалів турмаліну (світло виходить зеленуватого відтінку), йодистого хініну (коричневого відтінку), герпатиту (чорний відтінок) і іншим, дрібні кристалики яких напильюються на полімерні плівки з певною орієнтацією оптичних осей і використовуються як поляризатори, що називаються поляроїдами (поляроїдні плівки).

Колівання в світлових потоках не когерентні, тому при виході з кристала потоки, що накладаються знову дають неполяризоване світло. Але, якщо на кристал падає поляризоване світло, то обидва світлових потоки будуть когерентними, а на виході з кристала при їх змішуванні одержимо еліптично-поляризоване світло. Поляризація такого світла може змінюватись від циркулярної (поляризація по колу) до лінійної, коли еліпс вироджується в пряму в залежності від товщини шару, пройденого світлом в кристалі, тобто в залежності від зсуву фаз і оптичної різниці ходу променів (див. лаб. роб. 62).

Якщо на шляху такого світла поставити ще один поляризатор (аналізатор), він пропустить коливання двох когерентних світлових потоків з оптичною різницею ходу променів, що залежить від товщини кристалічної пластинки. Коливання відбуваються в одному напрямку, що визначається аналізатором, тому за аналізатором спостерігається інтерференційна картина, колір якої залежить від оптичної різниці ходу, тобто від товщини пластинки – маємо кольори тонких пластинок.

3.2 Експериментальна установка і метод дослідження

3.2.1 Вправа 1. Спостереження різних типів поляризації

Матеріали і приналежності: джерело звичайного світла (настільна лампа), джерело поляризованого світла (газовий лазер), поляризатори (2 шт.), пластинка в чверть хвилі, пластинка в половину довжини хвилі, набір кристалічних пластинок різної товщини.

3.2.1.1 Порядок виконання вправи

1 Ввімкнути настільну лампу. Взяти поляризатор і, повертаючи його навколо напрямку розповсюдження світла, впевнитись, що воно неполяризоване. Дати пояснення.

2 Взяти другий поляризатор і розташувати його за першим (зробити його аналізатором). Провести спостереження за інтенсивністю світла за аналізатором під час його поворотів навколо напрямку світла. Дати пояснення.

3 Ввімкнути лазер і провести спостереження за допомогою поляризатора ступінь поляризації його світла. Скористатись аналізатором і зробити висновок відносно залежності інтенсивності світла після аналізатора від взаємного розташування поляризатора і аналізатора та їх розташування відносно напрямку коливань світла лазера. Дати пояснення.

4 Ввімкнути настільну лампу. Взяти чверть хвильову пластинку і провести аналіз світла після неї за допомогою аналізатора. Проведіть спостереження за допомогою ще одного поляризатора, розташованого за аналізатором. Зробіть висновки з результатів спостережень.

5 Взяти пластинку в половину довжини хвилі і повторити дослідження п. 4.

Всі результати спостережень і відповідні пояснення занести до протоколу дослідження.

3.2.2 Вправа 2 Дослідна перевірка закону Брюстера.

1 Ввімкнути проєкційний ліхтар. Встановити скляну пластинку на оптичній лаві на шляху світла. Аналізатор розташувати на шляху відбитого пластинкою світла.

2 Змінювати кут падіння світла на скляну пластинку і, повертаючи аналізатор навколо напрямку поширення відбитого світла, переконатись у його частковій поляризації. Зафіксувати напрямок, в якому відбите світло повністю поляризоване. Зробити висновки відносно залежності ступеня поляризації від кута падіння світла і відносно напрямку коливань відбитого під кутом Брюстера світла. Занести кут Брюстера в протокол дослідження і порівняти отримане значення з табличним.

3.2.3 Упражнение 3. Опытная проверка закона Малюса.

3.2.3.1 Экспериментальная установка и метод исследования

Матеріали і приналежності: джерело поляризованого світла (газовий лазер), аналізатор в оправі з шкалою кутів між напрямком коливань світла та напрямком пропускання аналізатора, лінза для розсіювання випромінювання лазера, приймач світла – змонтований на оптичній лаві фоторезистор, з'єднаний з мікроамперметром.

Для дослідної перевірки закону Малюса (формула 3.1) використовується установка, схема якої наведена на рис. 3.5.

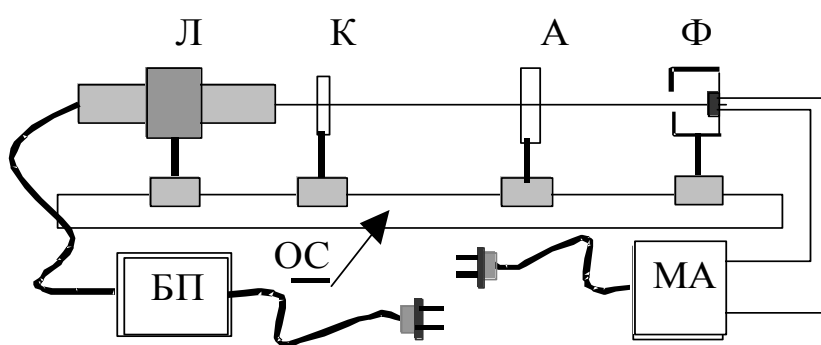


Рисунок 3.5

Установка зібрана на оптичній лаві ОС. Випромінювання газового лазера поляризоване і поширюється досить вузьким пучком.

Для того, щоб збільшити переріз пучка, використовується конденсорна лінза К. Після неї світло попадає на аналізатор А, який вмонтовано в об'їму зі шкалою, що вказує кут між напрямком коливань світла та напрямком пропускання аналізатора. Після проходження аналізатора світло попадає на фоторезистор Ф, в якому енергія світла регулює силу струму через нього. Струм, пропорційний інтенсивності світла, фіксується мікроамперметром МА.

3.2.3.2 Порядок виконання роботи

1 Перевірити відповідність розташування приладів на оптичній лаві рисунку 3.5. Включити в мережу на 220 В блок живлення лазера і живлення мікроамперметра. Натиснути кнопку “запуск” на блоці живлення БП лазера – повинно з’явитися випромінювання лазера червоного кольору.

2 Встановити аналізатор в положення 90° і зафіксувати значення струму I_{90} . Занести це значення у відповідну строку табл. 3.1.

3 Встановити аналізатор в положення 0° і зафіксувати значення струму I_0 . Занести це значення у табл. 3.1.

4 Провести вимірювання струму через кожні 15° повороту аналізатора. Данні занести в табл. 3.1.

Таблиця 3.1

$\varphi, ^\circ$	$\cos \varphi$	$I, \text{мкА}$	$\cos^2 \varphi$	$\xi = (I - I_{90}) / (I_0 - I_{90})$
0				
15				
30				
45				
60				
75				
90				

3.2.3.3 Обробка результатів вимірювань

1 Обчислити значення $\cos^2 \varphi$ і занести в відповідний стовпчик табл. 3.1.

2 Обчислити значення $\xi = (I - I_{90}) / (I_0 - I_{90})$ для кожної строки табл. 3.1. Результат обчислення ξ занести в строку, що відповідає використаному значенню I .

3 По результатах обчислення побудувати векторні діаграми $\cos^2 \varphi$ и ξ (рис. 3.6 а), відміряючи їх відповідні значення під заданими першим стовпчиком таблиці кутами. Або побудувати графіки $\cos^2 \varphi$ и ξ , як це показано на (рис. 3.6 б).

4 По результатах спів падань діаграм (або графіків) зробити висновки відносно чинності закону Малюса. Якщо таке спів падання виявиться поганим, вказати можливі причини цього і провести досліди знову під керівництвом викладача.

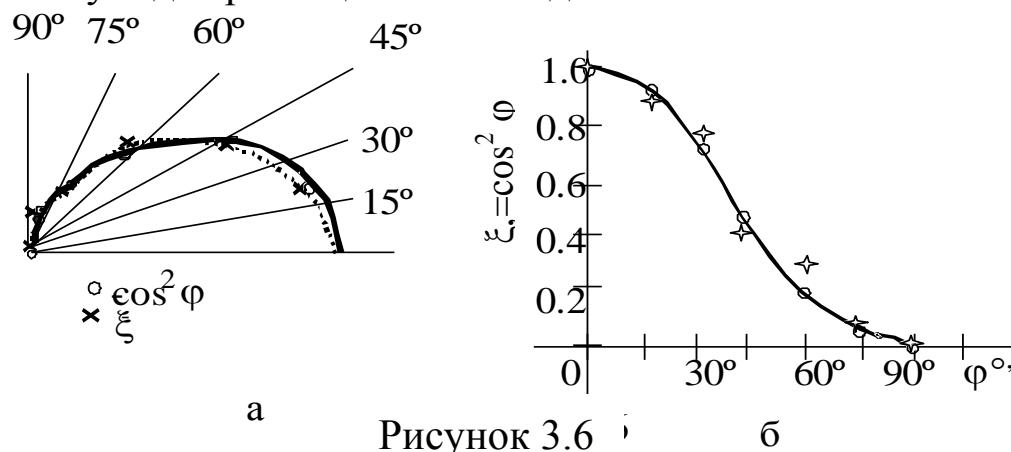


Рисунок 3.6

4.3 Контрольні питання

- 1 Яка природа світлових хвиль? Що таке світловий вектор?
- 2 В чому полягає явище поляризації? Які хвилі можуть бути поляризовані?
- 3 Які види поляризації ви знаєте?
- 4 Що таке часткова поляризація і як визначається ступінь поляризації?
- 5 Як можна поляризувати світло? Що таке поляризатор і аналізатор? Як читається закон Малюса?
- 6 Що відбувається при відбиванні і заломленні світла на границі розділу двох прозорих діелектриків? Сформулюйте закон Брюстера.
- 7 Що таке подвійне променезаломлення світла? Як поляризовані звичайний і незвичайний світлові потоки?
- 8 Що таке дихроїзм речовини і що таке поляроїд?
- 9 Як виникає циркулярно і еліптично поляризоване світло
- 10 Як виникають кольори кристалічних пластинок?

4 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 71

Дослідна перевірка закону Стефана-Больцмана

Мета роботи: вивчити теорію теплового випромінювання; познайомитись з принципом роботи і будовою яскравісного оптичного пірметра; перевірити за допомогою яскравісного оптичного пірметра закон Стефана-Больцмана.

4.1 Короткі теоретичні відомості

Тепловим випромінюванням називається електромагнітне випромінювання, яке відбувається за рахунок хаотичного, теплового руху молекул речовини. Фізична природа такого процесу полягає в перетворенні енергії теплового руху молекул і атомів речовини в енергію електромагнітного випромінювання. Якщо джерелом енергії випромінювання є інші види енергії, їх прийнято називати люмінесценціями (luminis – світло і –escent – суфікс, що означає слабку дію). Конкретний вид люмінесценції залежить від джерела енергії, за рахунок якої воно існує: електролюмінесценція це електромагнітне випромінювання за рахунок енергії електричного поля (свічення газових ламп, наприклад); біолюмінесценція це свічення за рахунок біологічної енергії, наприклад, світлячків; хемілюмінесценція – за рахунок хімічної енергії і таке інше.

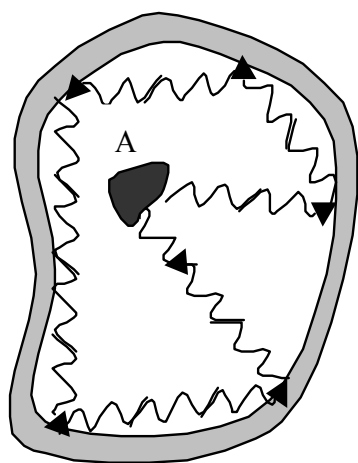


Рисунок 4.1

Особливість теплової енергії полягає в тому, що всі види енергії можуть повністю перетворюватись в теплову, для інших видів це заборонено другим законом термодинаміки - в процесі перетворення частина енергії обов'язково перейде в теплову. Ця особливість призводить до того, що тільки теплове випромінювання є рівноважним, тобто між випромінюючим тілом і випромінюванням може встановитись динамічна рівновага. Дійсно, розглянемо деяку адіабатичну евакуйовану дзеркальну порожнину (рис 4.1), в якій є деяке тіло (А на рис. 4.1). Якщо температура тіла вища за

абсолютний нуль, воно буде давати теплове випромінювання. В процесі випромінювання тіло губить частину своєї енергії і охолоджується, але випромінювання буде заповнювати собою порожнину, відбиватись стінками і часткова потрапляти на тіло, де воно буде поглинатись і поповнювати енергію теплового руху молекул. В решті решт настане динамічна рівновага між випроміненою і поглиненою енергією – настане динамічна рівновага. В випадку рівноваги тілу і випромінюванню приписується однакова температура, тому рівноважне випромінювання називається також температурним.

Для дослідження рівноважних процесів може бути використаним термодинамічний метод. Основні характеристики досліджуваного процесу, в такому випадку, є енергетичними.

1 Енергетичний потік Φ . Це фізична величина, що визначається потужністю випромінювання з усієї поверхні випромінювача, по всіх напрямках і в усьому діапазоні довжин хвиль.

2 Енергетична світність, або інтегральна випромінююча здатність R_e . Це фізична величина, що дорівнює енергетичному потоку з одиниці поверхні випромінювача, це потужність випромінювання з одиниці поверхні у всіх напрямках і в усьому діапазоні довжин хвиль. Тому це інтегральна (за діапазоном випромінювання), але локальна (для даної точки поверхні випромінювача) характеристика:

$$R_e = \frac{W}{St} = \frac{P}{S}, \quad (4.1)$$

якщо випромінювання відбувається рівномірно в часі і з поверхні і

$$R_e = \frac{d^2W}{dSdt} = \frac{dP}{dS}; \quad [R_e] = \frac{Wm}{m^2}. \quad (4.2)$$

у загальному випадку.

3 Спектральна густина енергетичної світності (спектральна випромінююча здатність). Це фізична величина, що визначає розподілення енергетичної світності за спектром випромінювання:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_e}{d\lambda}; \quad r_{\nu,T} = \frac{dR_e}{d\nu}; \quad r_{\omega,T} = \frac{dR_e}{d\omega}, \quad (4.3)$$

де нижні індекси вказують від чого залежить відповідна характеристика. Всі характеристики взаємопов'язані:

$$dR_e = r_{\lambda,T} d\lambda = r_{\nu,T} d\nu = r_{\omega,T} d\omega \Rightarrow R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \dots, \quad (4.4)$$

крім цього

$$r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{d\lambda}{d\nu} = \left(\lambda = \frac{c}{\nu} \right) = r_{\lambda,T} \frac{c}{\nu^2} \quad (4.5)$$

Рівняння (4.5) записано з точністю до знаку.

4 Поглинальні здатності: інтегральна

$$A_T = \frac{\Phi'}{\Phi} \quad (4.6)$$

і спектральна

$$a_{\lambda,T} = \frac{d\Phi'_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}}, \quad (4.7)$$

де в чисельнику стоять частини потоку, що поглинаються відповідно в усьому діапазоні довжин хвиль (інтегральна) і у вузькому діапазоні хвиль $d\lambda$ поблизу хвилі λ (спектральна). В знаменниках відповідні повні енергетичні потоки. Тобто поглинальна здатність – це доля поглиненої енергії.

Основним законом теплового випромінювання є закон Кірхгофа, який кількісно формулює відоме правило Прево: тіла, що не однаково поглинають, по різному випромінюють. Тобто тіла, які більше поглинають, більше і випромінюють. Закон Кірхгофа стверджує, що відношення спектральної густини енергетичної світності тіла до його спектральної поглинальної здатності не залежить від природи тіл:

$$\left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} \right)_3 = \dots = f(\lambda, T), \quad (4.8)$$

де $f(\lambda, T)$ - універсальна функція Кірхгофа. Функція універсальна в розумінні її придатності для всіх тіл і вона може виражатись як $f(\nu, T)$, або $f(\omega, T)$ в залежності від використаних характеристик [див. співвідношення (4.3), (4.5)].

Для побудови функції Кірхгофа і для побудови теорії теплового випромінювання вводиться ідеалізація – абсолютно чорне тіло, тобто тіло, поглинальна здатність якого дорівнює одиниці:

$$a_{\lambda T}^* = 1. \quad (4.9)$$

Але, як це слідує з закону (4.8), для абсолютно чорного тіла

$$r_{\lambda T}^* \equiv f(\lambda, T), \quad (4.10)$$

тобто спектральна густина енергетичної світності абсолютно чорного тіл співпадає з універсальною функцією Кірхгофа. Це дає можливість побудувати функцію, якщо мати модель абсолютно чорного тіла.

Моделлю абсолютно чорного тіла є поле тіло з отвором, що не перевищує однієї десятої його внутрішніх розмірів. Випромінювання

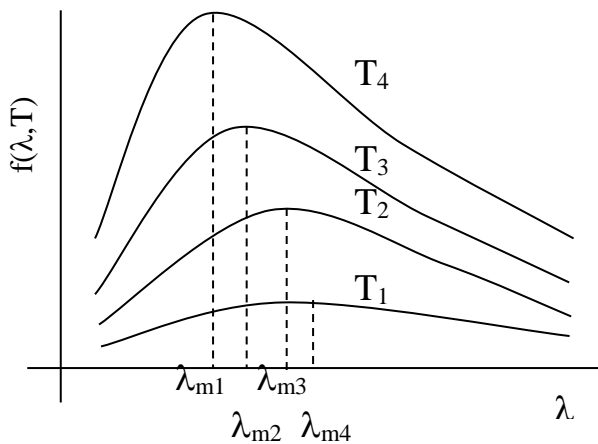


Рисунок 4.2

абсолютно чорного тіла, яке знаходиться в термостаті з сталою температурою, може бути дослідженим за допомогою спектральних приладів і приладів, що вимірюють потужність випромінювання. Таким чином була побудована універсальна функція Кірхгофа, хід якої за різних температур зображено на рис. 4.4.

Хід цієї функції підкоряється наступним законам.

1 Закон Стефана-Больцмана. Енергетична світність абсолютно чорного тіла прямо пропорційна четвертому ступеню абсолютної температури його поверхні:

$$R_e^* = \sigma T^4, \quad (4.11)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$ – стала Стефана-Больцмана.

2 Закон Віна. Довжина хвилі, на яку припадає максимум спектральної густини енергетичної світності абсолютно чорного тіла, зміщується в бік менших довжин хвиль із збільшенням температури тіла (див. рис. 4.2), а

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (4.12)$$

де $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постійна Віна.

Закони Стефана-Больцмана і Віна є дійсними тільки для абсолютно чорних тіл. По відношенню до нечорних тіл їх зберегти неможливо. Були спроби придати закону Стефана-Больцмана більш загальну форму

$$R_e = BT^n, \quad (4.13)$$

де коефіцієнт B і показник степеня n повинні бути визначені експериментально для кожного тіла. Так, для вольфраму з температурою поблизу $T = 1000 \text{ К}$,

$$R_e = 5,9 \cdot 10^{-13} T^{5,35}. \quad (4.14)$$

Але спостереження за різних температур вказують на те, що ні коефіцієнт B ні показник степеня n не лишаються постійними і за температури поблизу $T = 2000 \text{ K}$ для вольфраму $B=2,4 \cdot 10^{-11}$, а $n = 4,85$.

Завдання цієї лабораторної роботи полягає в дослідній перевірці закону Стефана-Больцмана.

4.2 Експериментальний метод і установка

В лабораторній роботі використовується випромінювання вольфрамової спіралі лампи розжарення. Перевірці підлягає закон (4.13), який необхідно проаналізувати в його співставленні з законом Стефана-Больцмана (4.11). Спіраль живиться від електричного кола. Потужність споживана лампою визначається за параметрами струму як

$$P = IU, \quad (4.15)$$

де I - сила струму, а U - напруга в колі. Вважаючи, що вся потужність споживана лампою іде на випромінювання, та за відомим значенням площини випромінюючої поверхні спіралі можна визначити середнє значення енергетичної спроможності спіралі:

$$R_e = \frac{IU}{S}. \quad (4.16)$$

Температура спіралі визначається за допомогою яскравісного оптичного пірометра. Це прилад, для безконтактного визначення температури розжарених тіл, дія якого заснована на співставленні яскравостей еталонного і вимірюваного тіл. Температуру еталонного тіла відградувано за випромінюванням абсолютно чорного тіла. Вважається, що при рівних яскравостях, температура цих тіл однакова. Але, зважаючи на закон Кірхгофа (4.8), ми бачимо, що це не так. Реальні тіла за даної температури і поглинають і випромінюють менше ніж абсолютно чорні. Температура $T_{яс}$, одержана за допомогою яскравісного пірометра називається яскравісною і вона нижча за істину температуру реального тіла. Яскравісні пірометри використовуються на практиці для визначення температури розжарених тіл. Наприклад для визначення температури печей, випромінювання з малих отворів яких близьке до випромінювання чорного тіла; для визначення температури поковок,

температури розплавленої сталі і таке інше. Для різних тіл у майстра є таблиця виправних коефіцієнтів. Для вольфраму в межах температур від 1000 до 2000 К цей коефіцієнт приблизно постійний і дорівнює 1,26, тобто істина температура тіла

$$T = kT_{яс}, \text{ де } k = 1,26 \text{ для вольфраму.} \quad (4.17)$$

Схематичне зображення яркісного пірометра дано на рис. 4.3.

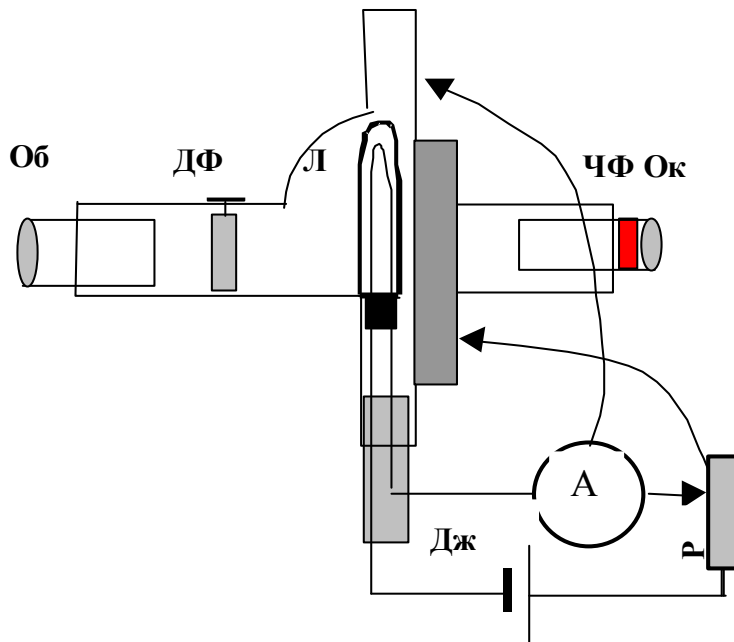
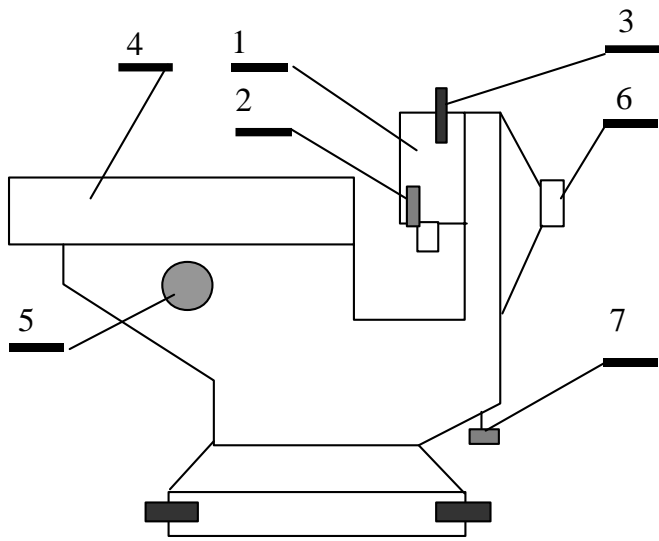


Рисунок 4.3

Основною частиною пірометра, таким чином, є еталонна лампа Л з профільованою ниткою розжарення, яка живиться від джерела Дж постійної напруги (акумулятор, або від мережі через випрямляч). Сила струму живлення змінюється за допомогою реостата Р і вимірюється амперметром А, шкала якого проградуєвана за спектром абсолютно чорного тіла в градусах

Цельсія. Реостат і амперметр вмонтовані в прилад. Одержання чіткого зображення спіралі еталонної лампи і поверхні досліджуваного тіла відбувається за допомогою зорової труби, що складається з вільно переміщуваних об'єктива Об і окуляра Ок. В зоровій трубці є два фільтри: червоний ЧФ, для співставлення яскравостей вузького діапазону довжин хвиль і димчастий ДФ, який змінює співвідношення яскравостей і дозволяє, не пережарюючи еталонної лампи, вимірювати більш високі температури тіл. Амперметр має дві шкали: верхня використовується у вимірюваннях без димчастого фільтра (див. рис. 4.3) і нижню, якою користуються, якщо цей фільтр введено.

Крім пірометра ОП-4 в лабораторній роботі можливе використання пірометра такого ж принципу дії, але більш сучасного, типу ЭОП-66. Зовнішній вигляд цього пірометра представлений на рис. 4.4. Еталонна лампа розташована в корпусі 1. Її положення вигідне для спостереження регулюється гвинтом 7. В цьому ж



корпусі вмонтовано фільтри: димчастий 2, кольорові (червоний, синій і зелений) 3. Тубус з об'єктивом 4 переміщується за допомогою гвинта 5. Окуляр 6. Блок живлення лампи розжарювання входить в комплект приладу. Він змонтований окремо і включає в себе джерело постійного струму, параметри якого регулюються за допомогою спеціального реостата і амперметр. За показами

амперметра I_n яскравісна температура обраховується відповідно до формули:

$$T_{яс} = 1200 + 2500(I_n - 0,300)K \quad (4.18)$$

Будемо вважати, що для вольфраму виконується закон (4.13), де B і n вважаються постійними для вибраного діапазону вимірювань. Це шукані величини. Зважаючи на формули (4.16) і (4.17), а також на факт, що температура навколишнього середовища відмінна від $0K$ і дорівнює T_0 , формула (4.13) приймає вигляд:

$$\frac{IU}{S} = B((kT_{яс})^n - T_0^n). \quad (4.19)$$

Для визначення шуканих величин виконуються декілька вимірювань і для кожного i -того вимірювання справедлива рівність:

$$(IU)_i = BSk^n T_{яси}^n - BST_0^n. \quad (4.20)$$

Щоб позбутися адитивного члена рівності, віднімемо два співвідношення (4.20), записаних для i -того і для $i+1$ -шого вимірювань:

$$(IU)_{i+1} - (IU)_i = BSk^n (T_{яси+1}^n - T_{яси}^n) \quad (4.21)$$

і для слідуючого вимірювання:

$$(IU)_{i+2} - (IU)_{i+1} = BSk^n (T_{яси+2}^n - T_{яси+1}^n). \quad (4.22)$$

Щоб позбутися невідомого співмножника, поділимо співвідношення (4.22) на (4.21):

$$\frac{(IU)_{i+2} - (IU)_{i+1}}{(IU)_{i+1} - (IU)_i} = \frac{T_{i+2}^n - T_{i+1}^n}{T_{i+1}^n - T_i^n} \quad (4.23)$$

Рівність (4.23) має одну невідому величину, яку можна визначити. За відомим значеннями величин S , k , i та n , та за співвідношеннями типу (4.21) визначаємо величину B . Таким чином, після визначення цих величин, співвідношення (4.13) прийме конкретну форму для вольфраму.

Для реалізації методу використовується установка, схематичне зображення якої наведено на рис 4.5.

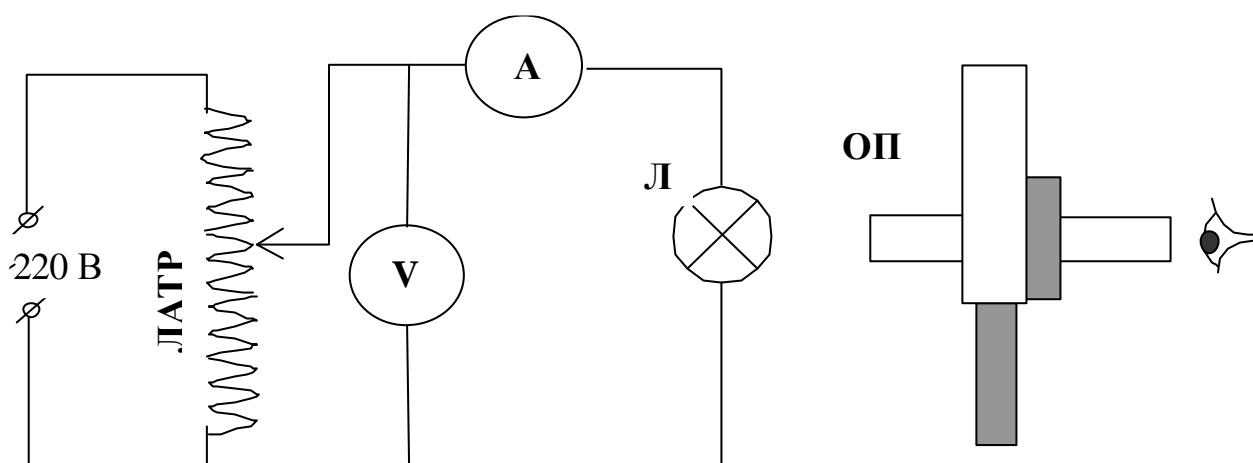


Рисунок 4.5

Вольфрамова спіраль лампи розжарювання Л живиться від електромережі 220 В через лабораторний автотрансформатор ЛАТР. Параметри споживаного струму вимірюються за показаннями вольтметра V і амперметра A . Яскравісна температура вимірюється оптичним пірометром ОП.

4.3 Порядок виконання роботи

1 Зібрати лабораторну установку за схемою рис. 4.5. Впевнитись, що ЛАТР встановлено в нульове положення.

2 Включити ЛАТРа в розетку і, встановивши напругу $U = 30 \text{ В}$, виміряти силу струму I . Дані вимірювань занести до табл 4.1.

3 За допомогою пірометра виміряти яскравісну температуру $T_{яс}$. Результат занести до табл 4.1. Якщо використовується пірометр ОП-

4, занесіть спочатку результат вимірювань $t_{яс}$ до табл 4.1, після чого перерахуйте значення $T_{яс}$ і занесіть їх до табл 4.1.

Таблиця 4.1

№ з/п	U, V	I, A	$P, Вт$	$t_{яс}, ^\circ C$	$T_{яс}, K$
1	30				
2	35				
3	40				
4	45				
5	50				
6	55				
7	60				

4 Збільшувати значення напруги через кожні 5 В і повторити вимірювання сили струму і яскравісної температури. . Результати вимірювань заносити до табл 4.1. Вимірювання закінчити за значення напруги $U = 60 V$.

4.4 Обробка результатів вимірювань

1 Заповніть таблицю 4.4. Значення площі випромінюючої поверхні спіралі S і корегуючого коефіцієнта k для досліджуваного матеріалу повинні бути записаними на планшеті біля лабораторної установки, якщо ні, звернутись до викладача. Температуру повітря в кімнаті T_0 визначити за допомогою термометра.

Таблиця 4.2

$S, м^2$	k	T_0, K	$B, Вт \cdot м^2 / K^n$	n	Δn	ε

2 Скористатись розрахунковою формулою (4.23) і даними табл. 4.1 для обчислення показника степеня n температури. Результат занести до табл 4.4. Для розрахунків рекомендовано скористатись програмою, що наведена нижче, або побудуйте самостійно програму для розрахунків шуканих величин: $n, \Delta n, \varepsilon$.

3 Визначити значення коефіцієнта B за формулою (4.21) і даними табл. 4.1 і табл. 4.4. Результат занести до табл 4.4.

4 Записати результат дослідження у вигляді:

$$R_e = BT^n; \Delta n = \dots; \varepsilon = \dots\%$$

і зробити висновки, звернувши увагу на співставленні одержаного результату з законом Стефана-Больцмана; чи співпадають показники ступеня і коефіцієнти; чи протиречить це теорії?

Контрольні запитання

1 Яке випромінювання називається тепловим? В чому полягає його особливість і чому рівноважне випромінювання називають температурним?

2 Дайте визначення основних характеристик теплового випромінювання і вкажіть як вони пов'язані між собою?

3 Сформулюйте правило Прево і закон Кірхгофа.

4 Що таке абсолютно чорне тіло, для чого воно потрібне і що може служити його моделлю?

5 Який вигляд має функція Кірхгофа? Сформулюйте закони Стефана-Больцмана і Віна і проілюструйте їх на графіках функції Кірхгофа.

6 Чи виконується закон Стефана-Больцмана для нечорних тіл? Який вигляд має аналогічне цьому закону співвідношення, наприклад, для поверхні розжареного вольфраму?

7 Що таке оптичний пірометр? Розкажіть про принцип дії, будову і правила користування пірометром ОП-4.

8 В чому полягають особливості конструкції пірометра ЭОП-66 і правил його використання?

5 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 74

Вивчення роботи спектроскопа і спостереження оптичних спектрів

Мета роботи: знайомство з елементами теорії будови і випромінювання атомів, знайомство з будовою і роботою спектроскопа, градуїровка шкали спектроскопа і визначення довжини хвилі випромінювання натрію, перевірка закономірностей в спектрі випромінювання атомарного водню.

5.1 Короткі теоретичні відомості

Дослідами було встановлено, що природа мікрооб'єктів, таких як електрони, протони, нейтрони, атоми і таке інше, двояка. В процесах взаємодії з речовиною вони ведуть себе як частки-корпускули, а в процесах розповсюдження їм характерні такі типово хвильові явища, як інтерференція і дифракція, тобто вони проявляють свої хвильові властивості. Тому дослідження руху мікрооб'єктів потребує створення нової механіки, заснованої на хвильових уявленнях про природу часток. Така теорія створена, вона має назву квантова механіка.

В квантовій механіці мікрооб'єкту з імпульсом $\vec{p} = m\vec{v}$ і енергією w співставляється деякий хвильовий процес з частотою $\nu = \frac{w}{h}$ і довжиною хвилі $\lambda = \frac{h}{p}$, який називається на честь автора відкриття хвилею де Бройля. фізичний зміст хвиль де Бройля полягає в тому, що квадрат їх модуля

$$|\psi|^2 = \psi\psi^{\otimes} = \rho(x, y, z, t)$$

визначає густину ймовірності мікрооб'єкта знаходитись в даній точці простору для заданого моменту часу.

Тому, що рух мікрооб'єктів поріднений з хвильовим рухом, основний закон квантової механіки повинен бути подібним до хвильового рівняння. Такий закон відкрив Е. Шредингер. Він враховує особливості руху мікрооб'єктів, являється

фундаментальним законом, висновки з якого не протирічать досвіду. Цей закон називається рівнянням Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + [W - U(x, y, z, t)] \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

Це так зване часове, або загальне рівняння Шредінгера, в якому Δ - оператор Лапласа, що являє собою сукупність других похідних за координатами; W - енергія мікрочастки, а $U(x, y, z, t)$ – її потенціальна функція, що визначає особливості силового поля, в якому рухається мікрооб'єкт, тобто конкретизує задачу.

Є велике коло задач, в яких досліджується стаціонарний рух, тобто рух, що не змінюється з часом. Ознакою такого руху є незалежність потенціальної функції від часу, яка в такому випадку є потенціальною енергією досліджуваного мікрооб'єкта. В стаціонарному русі Ψ -функція може бути представлена як $\Psi = \psi e^{-i\omega t}$, де ψ - амплітуда ймовірності. Підстановка такого виразу до рівняння Шредінгера дозволяє його значно спростити:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0.$$

Це рівняння є стаціонарним рівнянням Шредінгера, придатним для розв'язання тільки стаціонарних задач.

Його можна переписати більш компактно:

$$\hat{H} \psi = W \psi,$$

де $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U$ - послідовність дій, які необхідно виконати над ψ -функцією, щоб одержати праву частину рівняння. Це оператор енергії, або оператор Гамільтона.

В центрі кожного атома знаходиться ядро, в якому зосереджена майже вся маса атома і яке має позитивний заряд Ze . Навколо ядра рухаються електрони. Потенціальна енергія електрона

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

не залежить від часу і має сферичну симетрію. Ця функція має бути підставлена в стаціонарне рівняння Шредінгера для знаходження хвильових функцій, які описують поведінку електронів в атомі.

Стан електрона в атомі, тобто ψ - функція електрона, визначається чотирма квантовими числами: головним n , що визначає значення енергії атома; орбітального l , що визначає модуль орбітального моменту імпульсу електрона; магнітного m_l , що визначає проекцію орбітального моменту імпульсу на напрямок магнітного поля; спінового m_s , що визначає значення проекції спінового моменту імпульсу на зовнішнє магнітне поле. В багатоелектронних атомах енергія залежить також від квантового числа l .

За сучасними уявленнями, створеними квантовою механікою, електрони в атомах можуть знаходитись в стаціонарних станах з енергією:

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m(Z-\sigma)^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0^2} = -\frac{(Z-\sigma)^2}{n^2} W_0,$$

де n – головне квантове число; $W_0 = \frac{me^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0^2} = 13,6 \text{ eV}$ - постійна величина; Z - зарядове число ядра атома; σ - постійна екранування. Перехід атомів з одного стану з $n = k$ в інший з $n = m$ супроводжується випромінюванням, або поглинанням кванта енергії:

$$h\nu_{mk} = h \frac{c}{\lambda_{mk}} = W_m - W_k = (Z-\sigma)^2 W_0 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \frac{1}{\lambda_{mk}} = R(Z-\sigma)^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5.1)$$

де R – постійна величина; $k = 1, 2, 3, \dots$; $m = k+1, k+2, k+3, \dots$ - відповідні значення головного квантового числа.

Для атомів водню $Z = 1$; $\sigma = 0$, тому формула (5.1) приймає дуже просту форму:

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \nu_{mk} = Rc \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5.2)$$

де $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постійна Рідберга; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість світла у вакуумі.

Таким чином, випромінювання атомів складається з окремих, характерних тільки для даного атома, спектральних ліній з частотами ν_{mk} і довжинами хвиль λ_{mk} , що супроводжують відповідні переходи в

них. Необхідно відмітити, що і переходи можливі тільки за умови виконання так званих правил відбору, які дозволяють переходи між станами електронів, де зміна орбітального квантового числа $\Delta l = \pm 1$. Набір частот (довжин хвиль), які може випромінювати атом, називається його спектром. Він визначає спектральний склад випромінювання. Під поняттям “спектр”, в тому числі і оптичний спектр, частіше розуміють сукупність просторово розділених спектральних ліній. Пристрої, що дозволяють одержати просторово розділений спектр, називаються спектроскопами, спектрометрами, спектрографами.

Коли мова йде про випромінювання речовини, а тільки це випромінювання може спостерігатись, бо випромінювання окремого атома надто слабке, то її спектри можуть значно ускладнюватись в залежності від агрегатного стану речовини - сусідні атоми можуть суттєво змінювати енергетику електронів. Досвід вчить, що тільки спектри розріджених атомарних газів і парів металів подібні атомним, тобто складаються з окремих кольорових вузьких ліній на темному фоні. Такі спектри називаються лінійчатими. Лінійчаті спектри являються характеристичними, тому що вони характерні для атомів даної природи – водню, кисню, гелію і так далі. Розріджені молекулярні гази дають смугастий спектр, тобто спектр, що являє собою кольорові смуги на темному фоні. Смуги складаються з близько розташованих спектральних ліній, які в спектрах не дуже високого розділення практично зливаються в суцільну смугу. Спектри випромінювання конденсованих середовищ і стиснутих газів мають суцільний спектр у вигляді райдужної смуги.

Якщо випромінювання з суцільним спектром пропустити через поглинаюче середовище, на виході з нього одержимо випромінювання, спектр якого містить лінії поглинання. За законом Кірхгофа-Бунзена спектри поглинання є оберненими до спектрів випромінювання. Спектр поглинання розрідженими атомарними газами являє собою сукупність темних ліній поглинання, так званих темних фраунгоферових ліній, на фоні райдужної смуги. Положення цих ліній в точності відповідає положенню ліній випромінювання даного газу і для водню, наприклад, підкоряється закону (5.2).

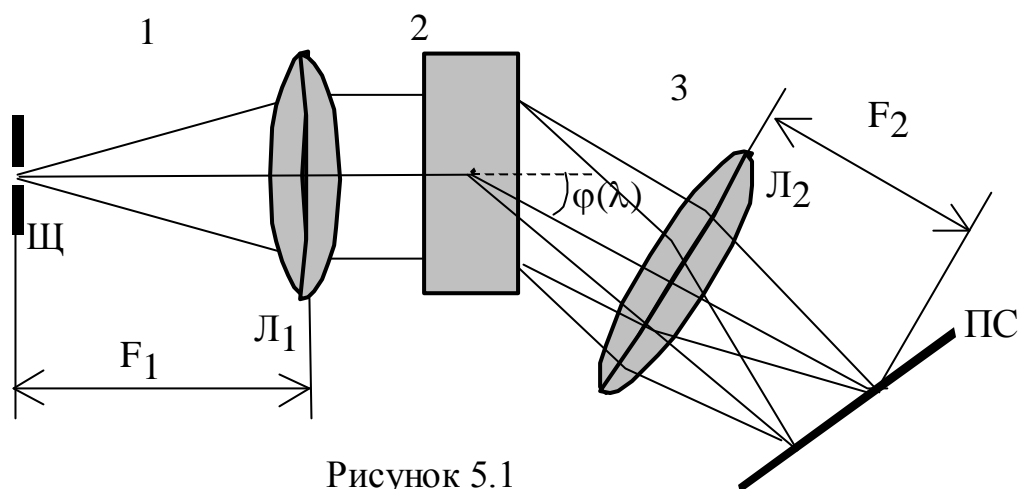
Формула (5.2), що описує спектр атомів водню називається серіальною формулою за тієї причини, що спектральні лінії утворюють серії ліній в різних ділянках спектра. Номер серії

визначається головним квантовим числом $n = k$, тобто числом, що визначає енергію стану електрона, в який він переходить випромінюючи кванти світла, що відповідають спектральним лініям даної серії. Для $k = 1$ маємо серію ліній в діапазоні ультрафіолетового випромінювання – серія Лаймана. Серія Бальмера – це серія ліній з $k = 2$ розташованих у видимому діапазоні. Випромінювання з $k = 3, 4, \dots$ відповідає серіям інфрачервоного діапазону.

5.2 Експериментальні дослідження

5.2.1 Вивчення будови і градування шкали спектроскопа

Спектроскоп є одним з спектральних приладів – оптичних приладів для розкладання в спектр за довжинами хвиль (частотами) електромагнітного випромінювання оптичного діапазону і для вивчення цих спектрів. За способами розкладання в спектр прилади діляться на декілька класів [5]. 1) Спектральні прилади з просторовим розкладанням, де випромінювання різних частот розділяється за напрямками розповсюдження. 2) Спектральні прилади з амплітудною модуляцією, засновані на явищі дифракції світла, де аналіз спектрального складу випромінювання виконується за рахунок зміни довжини хвилі λ , як наслідок, зміни оптичної різниці ходу променів і зміни інтенсивності випромінювання цієї довжини хвилі в результаті інтерференції і інші. Ми вивчаємо спектроскоп, тобто прилад для спостереження оптичних спектрів, з просторовим розкладанням. Принципова схема приладу УМ – 2 наведена на рис. 5.1. Прилад має



три основні частини: вхідний коліматор – 1; диспергуючий елемент – 2; вихідний коліматор – 3.

Вхідний коліматор складається з діафрагми з щілиною Щ, яка знаходиться в фокальній площині (відстань F_1) лінзи L_1 . Він створює паралельний пучок нерозділеного випромінювання, яке направляє на диспергуючий елемент.

Диспергуючий елемент - це пристрій, в якому просторове розкладання світла в спектр відбувається завдяки явищу дисперсії, що полягає в залежності швидкості світла V і показника заломлення

$n = \frac{c}{V}$, де c – швидкість світла в вакуумі, від довжини хвилі. Кут

відхилення світлових променів тригранною призмою залежить від показника заломлення, тому проходження світла через тригранну призму супроводжується його розкладанням в спектр.

Диспергуючий елемент в спектроскопі УМ – 2 - це тригранні призми

з прозорого матеріалу (рис. 5.2), кут відхилення променів $\delta = f[n(\lambda)]$ в яких залежить від показника заломлення n і від довжини хвилі λ . Він перетворює пучок променів, що падають на нього, в систему паралельних пучків, які ідуть під різними кутами $\varphi(\lambda)$ (див. рис 5.1).

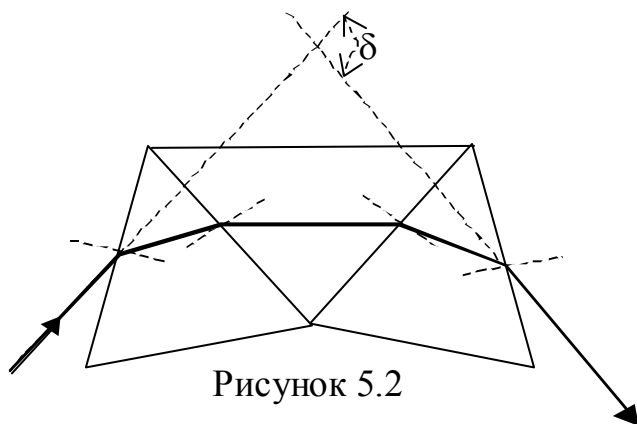


Рисунок 5.2

Вихідний коліматор фокусує

за допомогою лінзи L_2 паралельні пучки і створює у фокальній її площині (на відстані F_2), яка співпадає з площиною спостереження ПС (див. рис 5.1), систему зображень вхідної щілини Щ в різних кольорах, що мають різну довжину хвиль. Таким чином відбувається просторове розкладання складного світла в спектр.

Зовнішній вигляд спектроскопа зображено на рис. 5.3. Елементи 1, 2, 3 позначають, як і на рис. 5.1, вхідний коліматор, диспергуючий елемент і вихідний коліматор. Розміри щілини Щ вхідного коліматора регулюються за допомогою мікрометричного гвинта Гв. Диспергуючий елемент розташований в корпусі 2 на столику, положення якого регулюється через черв'ячну пару за допомогою барабана Б. Поворот барабана забезпечує спостереження необхідної

частини спектра і фіксується за шкалою, що нанесена на його поверхні. Спектральні лінії спостерігаються за допомогою вихідного

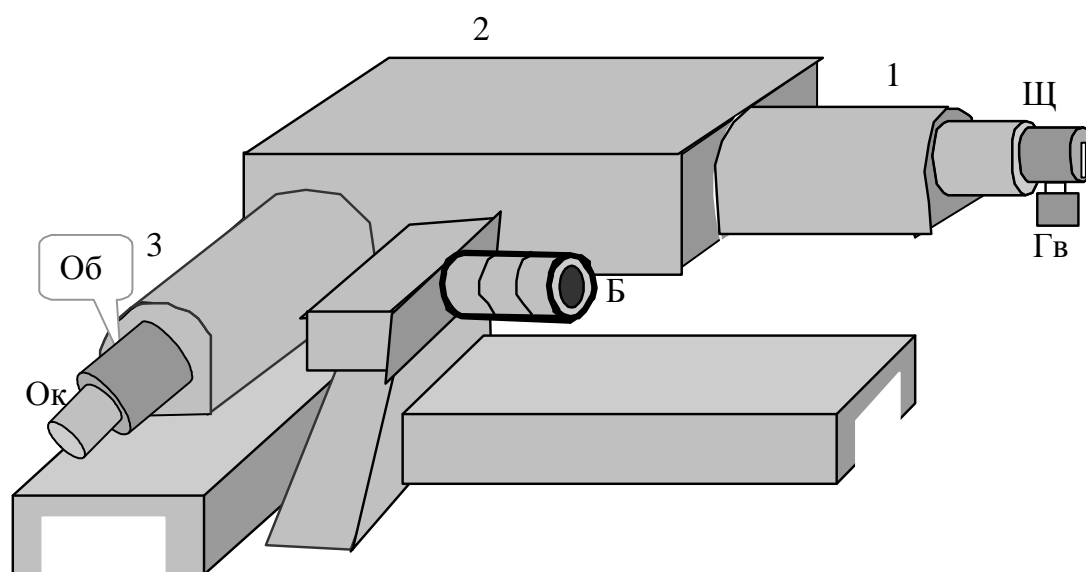


Рисунок 5.3

коліматора, в якому є візирний штир, а чітке зображення штиря і ліній досягається переміщенням окуляра Ок і об'єктива Об коліматора.

Для перетворення спектроскопа на спектрометр необхідно проградувати шкалу спектроскопа, тобто поставити у відповідність поділкам шкали спектроскопа відповідні значення довжин хвиль. Ця відповідність, як правило, представляється у вигляді графіка залежності довжини хвилі λ від кута повороту α барабану Б (див. рис 5.3). Типова форма градуувального графіка представлена на рис. 5.4. Щоб побудувати такий графік необхідно мати випромінювання з відомим лінійчатим спектром.

За допомогою спектрометра можна визначити довжину хвилі невідомого випромінювання, як це показано на рис. 5.4 пунктирними лініями: за вимірами кута повороту барабану α проводиться лінія до перетину з графіком, після чого проводиться горизонтальна лінія до перетину з віссю ординат, що визначить виміряну довжину хвилі λ .

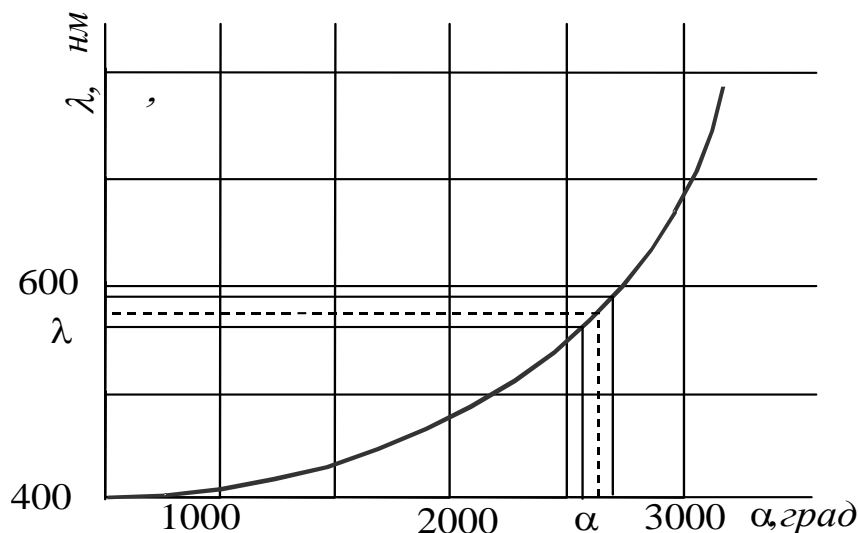


Рисунок 5.4

5.2.2 Порядок виконання роботи

1 Розглянути будову спектроскопа. Вказати на розташування основних елементів приладу відповідно до рис. 5.1, 5.2 і 5.3. Познайомитись з механізмами управління положенням спектра та розмірами щілини вхідного коліматора.

2 Підготувати і ввімкнути ртутну лампу. Налаштувати найкращу видимість спектра, впевнитись у впливі розмірів щілини вхідного коліматора на якість спектра. Добитись чіткого зображення візирного штиря за допомогою переміщення окуляра вихідного коліматора. Змінюючи положення об'єктива вихідного коліматора, добитись чіткого зображення спектральних ліній.

3 Ввести в поле зору початок спектра і встановити, наприклад, жовту лінію II з табл. 5.1 проти візирного штиря за допомогою повороту барабана. Зафіксувати значення кута повороту барабана. Результат занести до табл. 5.1.

4 Встановити проти візира жовту лінію I. Зробити відлік кута повороту барабана і занести його до табл 5.1. Провести відповідні вимірювання решти спектральних ліній спектра парів ртуті.

5 Замінити за допомогою викладача або лаборанта ртутну лампу на неонову, що має більш широкий діапазон спектра, лінії якого наведені в табл. 5.2.

Таблиця 5.1

Колір лінії	Відносна яскравість	Довжина хвилі λ , нм	Відлік за шкалою α , град
Фіолетова I	2	404,66	
Фіолетова II	1	407,78	
Фіолетово-синя	8	435,83	
Блакитна	1	491,60	
Зелена	10	546,07	
Жовта I	8	576,96	
Жовта II	10	579,06	

Таблиця 5.2

Колір лінії	Відносна яскравість	Довжина хвилі λ , нм	Відлік за шкалою α , град
Зелена I	3	533,08	
Зелена II	5	534,11	
Зелена III	10	540,06	
Жовта I	3	576,44	
Жовта II	10	585,25	
Оранжева I	4	588,19	
Оранжева II	3	594,48	
Червоно-оранжева I	2	597,55	
Червоно-оранжева II	2	603,00	
Червоно-оранжева III	4	607,43	
Червоно-оранжева IV	3	609,62	
Червоно-оранжева V	5	614,31	
Яскраво-червона I	5	616,36	
Яскраво-червона II	3	621,73	
Яскраво-червона III	8	626,65	
Яскраво-червона IV	2	630,48	
Яскраво-червона V	5	633,44	
Яскраво-червона VI	10	638,30	
Яскраво-червона VII	10	640,22	
Червона I	5	650,65	
Червона II	5	653,29	
Червона III	5	659,89	
Червона IV	3	667,83	
Червона V	1	671,70	

6 Побудувати градувальний графік за даними табл. 5.1 і 5.2.

5.2.3 Визначення довжини хвилі жовтої лінії натрію

Натрій за кімнатної температури є метал в твердому стані. Якщо його помістити в полум'я, наприклад, твердого спирту, він випаровується і, як це вказано в теоретичній частині роботи, дає лінійчатий спектр. У видимому діапазоні дуже добре спостерігається жовтий дубль – подвійна жовта лінія з довжинами хвиль 589,0 нм і 589,6 нм, які в не дуже якісному спектроскопі спостерігаються як одна широка лінія з довжиною хвилі 589,3 нм. Завданням цієї вправи є спостереження жовтої лінії (або ліній) натрію та визначення довжини відповідної їй хвилі за допомогою проградуйованого вами спектрометра. Натрій використовується з його сполуки з хлором NaCl (тобто використовується звичайна кухонна сіль).

5.2.4 Порядок виконання вправи

1 Налаштуйте спектрометр на спостереження жовтої частини спектра.

2 Запаліть одержаний у лаборанта сухий спирт і посипайте зверху кухонну сіль, яка знаходиться в коробочці, де розпалюється спирт.

3 Проведіть виміри жовтих ліній і занесіть результат до табл.

5.4. Теоретичне значення довжини хвилі λ_T візьміть з приведенного вище матеріалу п 5.4.4.

Таблиця 5.3

Колір лінії	Довжина хвилі λ_T , нм	Відлік за шкалою α , град	Довжина хвилі λ , нм
Жовта I			
Жовта II			

Примітка. Якщо видна одна лінія, використайте тільки перший рядок табл. 5.4.

4 Визначте виміряну вами довжину хвилі за допомогою градуовального графіка, маніпулюючи так, як це показано на рис. 5.5, пунктирною лінією.

5 Спробуйте оцінити похибку визначення довжини хвилі за допомогою градуовального графіка. З цією метою виділіть смужку шириною $\Delta\alpha = \pm 1^\circ$ до перетину з графіком. Ви одержите точки

перетину з графіком граничних ліній смуги. Проведіть відповідну горизонтальну смугу до її перетину з віссю ординат і визначте довжини хвиль λ_1 і λ_4 . Похибка вимірювання $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

6 Визначте відносну похибку і запишіть результат вимірювання в стандартній формі.

7 Співставте отриманий результат з теоретичним значенням та зробіть висновок відносно надійності вашого спектрометра.

5.2.5 Вивчення спектра атомів водню

Газорозрядна трубка з воднем може бути встановленою перед щілиною вхідного коліматора спектроскопа. Під час проходження струму молекули водню дисоціюють на окремі атоми, і в трубці спостерігається атомарний спектр водню на фоні смугастого спектра молекул водню.

В видимій частині спектральні лінії водню підкоряються формулі Бальмера:

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \nu_{mk} = Rc \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 3, 4, 5, \dots$$

Завданням вправи є визначення довжин хвиль відповідних ліній і визначення сталої Рідберга R .

5.2.6 Порядок виконання вправи

1 Встановити водневу лампу проти щілини вхідного коліматора і ввімкнути її живлення (скористайтесь допомогою лаборанта або викладача).

2 Познайомтесь зі спектром водню і дайте пояснення, чому він має складну будову.

3 Знайдіть всі лінії атома водню, що вказані в табл. 5.4.
Увага: фіолетова лінія може бути невидимою.

4 Поворотом барабана встановіть фіолетову лінію проти візира. Відповідний відлік кута повороту барабана занесіть до табл. 5.4. Якщо фіолетова лінія невидима почніть з фіолетово-синьої.

5 Виміряйте кути повороту барабана для решти ліній і занесіть результати до табл. 5.4.

Таблиця 5.4

Колір лінії	Відлік за шкалою α , град	Довжина хвилі λ , нм	Частота випромінювання ν , Гц	R, 1/м	ΔR , 1/м
Фіолетова					
Фіолетово-синя					
Зелено-блакитна					
Червона					
Середнє					

5.2.7 Обробка результатів вимірювань

1 Скористайтесь градувальним графіком і визначте довжини відповідних хвиль. Результати занесіть до табл. 5.4.

2 За формулою $\nu = \frac{c}{\lambda}$ визначте відповідні частоти спектральних ліній водню. Результати занесіть до табл. 5.4.

3 За формулою $R_m = \frac{4m^2}{\lambda(m^2 - 4)}$, $m = 3, 4, \dots$, визначте сталу Рідберга для кожної з довжин хвиль табл. 5.4. Результати занесіть до табл. 5.4.

4 Визначте середнє значення сталої Рідберга

$$\langle R \rangle = \frac{\sum_{m=3}^6 R_m}{4}.$$

Результат занесіть до табл. 5.4.

Примітка. Якщо фіолетова лінія невидима і не вимірювалась, відлік починається з $m = 4$ і в знаменнику буде 3. Тобто будуть виміряні всього три лінії.

5 Визначте абсолютні похибки і їх середнє значення. Результати занесіть до табл. 5.4.

6 Визначте абсолютну похибку і запишіть результат вимірювання сталої Рідберга в стандартній формі.

7 Співставте одержаний результат з теоретичним значенням сталої Рідберга

$$R = (10973730,9 \pm 1,2) \text{ 1/м}$$

і зробіть висновок.

5.3 Контрольні запитання

- 1 Що таке атом і яка його будова?
- 2 Як визначається поведінка електронів в атомах? Що таке квантова механіка і як вона розв'язує проблему дослідження руху мікрооб'єктів?
- 3 Як квантова механіка досліджує поведінку електронів в атомах водню і воднеподібних іонах?
- 4 Який вигляд має стаціонарне рівняння Шрьодінгера для дослідження динамічних характеристик атомів водню і воднеподібних іонів?
- 5 Що таке квантові числа і який у них фізичний зміст? Які значення може приймати головне квантове число? За якою формулою обчислюється енергія атомів водню і воднеподібних іонів? Що таке вироджені стани електронів в атомах і чому дорівнює кратність їх виродження?
- 6 Як квантова механіка пояснює процес випромінювання атомів? Запишіть формулу для визначення енергії кванта випромінювання водню у видимій частині спектра.
- 7 Що таке оптичний спектр? Які різновидності спектрів ви знаєте і від чого залежить вид спектра? Чому лінійчаті спектри називаються характеристичними?
- 8 Що таке спектроскоп? Який принцип його дії і яка будова спектроскопа з просторовим розкладанням?
- 9 В чому полягає процес градування спектроскопа?
- 10 Які джерела лінійчатих спектрів використовуються в даній роботі?

6 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ, ЯКІ НЕОБХІДНО ВИВЧИТИ ДЛЯ ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ № 83 І 84

6.1 Питання теорії фізики твердого тіла

Характерною рисою твердого тіла є стабільність його форми в нормальних умовах і малі коливання атомів навколо деяких фіксованих положень рівноваги. За характером розташування цих рівноважних положень тверді тіла поділяються на кристалічні й аморфні. Кристали характеризуються правильним розташуванням рівноважних положень, названих вузлами кристалічних ґраток, і, відповідно, просторовою періодичністю усіх властивостей кристалів. Розташування атомів в аморфних тілах з термодинамічної точки зору є нерівновагим (метастабільним) і з часом аморфне тіло повинне кристалізуватися. Однак у звичайних умовах час переходу в рівноважний стан настільки великий, що аморфне тіло поводить ся практично необмежено довго як стійке тверде тіло.

Історично традиційним є використання твердих тіл як конструкційних матеріалів. При цьому на перший план виступають їхні механічні властивості, такі як міцність, пластичність, крихкість, вага. Використання твердих тіл у теле-, радіо-, електротехніці й у приладобудуванні обумовлено особливостями їх електричних, магнітних і оптичних властивостей: напівпровідникові прилади і схеми, феромагнітні плівки, надпровідні елементи сучасних рахункових пристроїв та інше.

Розуміння природи властивостей твердих тіл можливо тільки на підставі їхнього дослідження квантовою механікою. У той час як квантова теорія кристалів розроблена дуже докладно, квантова теорія аморфних тіл знаходиться в стадії становлення. Надалі розглядаються тільки кристалічні тверді тіла, більш того, нас будуть цікавити в основному їхні електричні властивості.

Властивості твердих тіл зберігати свою форму пояснюються сильним зв'язком між їх атомами. Особливостями цих зв'язків пояснюються й електричні властивості кристалів, а сучасна теорія твердого тіла носить назву зонної теорії.

Загальне поняття про зонну структуру. Зонна структура кристалів (твердих тіл) є основою більшості сучасних уявлень про механізми різних явищ у діелектриках, напівпровідниках і провідниках (металах). Загалом ці уявлення зводяться до того, що електрон у твердому тілі має дозволені значення енергії у визначених інтервалах ($E_{i \max}$, $E_{i \min}$), розділених значень енергії, що електрон не може мати в кристалі (заборонених значень енергії). Інтервали дозволених значень зветься дозволеними зонами, інтервали енергій, що не здійснюються в кристалах, зветься забороненими зонами. Число можливих станів у дозволених зонах конечно, що в силу принципу заборони Паулі приводить до кінцевого числа електронів, що мають енергією в даній зоні. Перехід електрона із зони в зону зв'язаний зі зміною енергії не менше ширини забороненої зони. Такий перехід може здійснюватися за рахунок енергії теплових коливань ґратки, освітлення, електричних полів.

Зонну структуру кристалів підтверджує і досвід. Наприклад, спектри поглинання твердих тіл в оптичній ділянці й в ділянці м'яких рентгенівських променів складаються з окремих широких смуг. Це говорить про те, що електрони твердого тіла можуть поглинати тільки таку енергію, що не менше ширини забороненої зони:

$$h\nu = E_{n+1 \min} - E_{n \max} \quad (6.1)$$

і не більше відстані між дном однієї зони і стелею іншої, більш високої зони.

Основні висновки зонної теорії кристалів:

1 Спектр енергій електрона в кристалі складається з послідовності зон дозволених значень енергії, розділених зонами заборонених для електрона в кристалі значень енергії.

2 Ширина зони визначається ділянкою перекриття електронних хмар двох сусідніх атомів і не залежить від розмірів кристала (числа атомів у ньому). На рис. 6.1 зображене утворення зон при зближенні атомів натрію, r_0 відповідає постійній ґраток натрію.

3 Для кристала кінцевих розмірів, що містить N атомів, зона складається з N підрівнів. Відстань між підрівнями обернено пропорційна числу атомів у кристалі. При загальній ширині зони порядку 1 еВ і числі атомів кристала 10^{29} м^{-3} відстані між підрівнями порядку 10^{-29} еВ.

4 З ростом енергії ширина дозволених зон збільшується, а ширина заборонених зон зменшується (рис. 6.2). Це зв'язано з тим, що

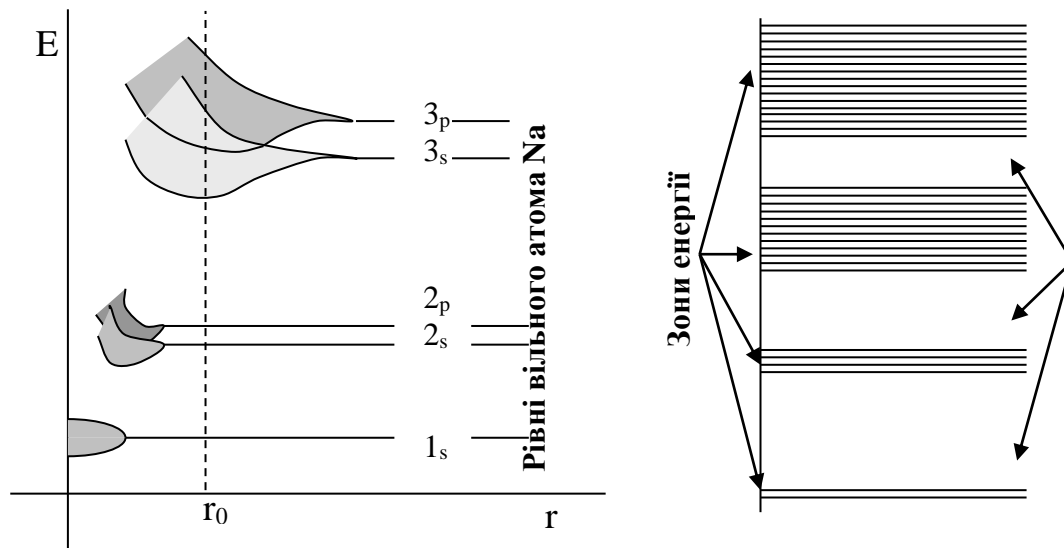


Рисунок 6.2

з ростом головного квантового числа росте енергія електрона і збільшуються розміри електронних хмар, а разом з тим збільшується ступінь їхнього перекриття і величина обмінних сил. Зменшення ширини заборонених зон зв'язано також зі зменшенням відстаней між атомними рівнями енергій.

5 Зміна відстаней між атомами приводить до зміни ширини зон.

6 Для розуміння більшості електричних і оптичних властивостей напівпровідників досить розглянути верхню заповнену (валентну), першу вільну зони й інтервал між ними (заборонену зону).

6.2 Класифікація твердих тіл по електропровідності.

За своїми електричними властивостями тверді тіла поділяються на провідники (метали), напівпровідники, і діелектрики (ізолятори).

До провідників відноситься клас речовин, що мають у своєму складі електричні заряди, розташовані на мікроносіях (електрони, іони) і які можуть переміщатися навіть під дією слабких електричних полів. З точки зору зонної теорії до провідників (металів) відносяться речовини, що мають або не цілком заповнену енергетичну зону, або

цілком заповнену і вільну зони, які частково перекриваються, що в кінцевому рахунку приводить до не цілком заповненої зони (рис. 6.3, а). У такому випадку при накладанні зовнішнього електричного поля електрони можуть переходити на більш високі енергетичні рівні в зоні, унаслідок чого вони здобувають швидкість напрямленого руху, беручи участь в електричному струмі.

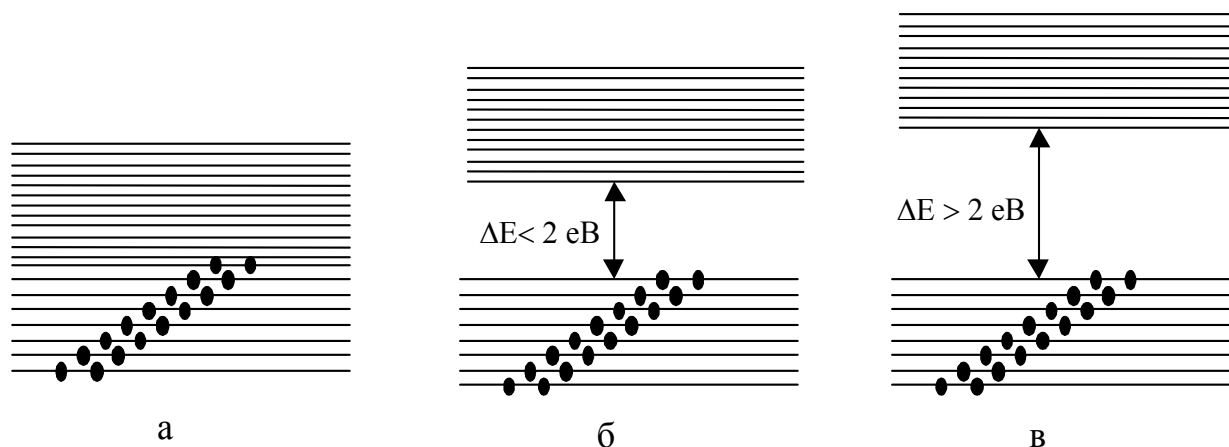


Рисунок 6.3

До діелектриків (ізоляторів) відносяться речовини, що не проводять електричний струм. З точки зору зонної теорії це речовини, у яких заповнені всі стани енергетичних зон аж до валентної зони, а перша вільна зона знаходиться на відстані не менш 2...3 eV (рис.6.3, в).

До напівпровідників відносяться речовини (див. доданок Д4), що за властивостями провідності займають проміжне положення між провідниками і діелектриками. Крім того, їхня електропровідність збільшується зі збільшенням освітленості, під впливом електричних полів і механічних напруг; особливо різко їхня електропровідність залежить від домішок.

З точки зору зонної теорії напівпровідниками є речовини, що мають цілком заповнені зони, у тому числі і валентну зону, а найближча незаповнена зона – зона провідності відстоїть на відстані не більш 2...3 eV (рис.6.3, б). У цьому випадку при 0 K всі енергетичні рівні зайняті, а переходи між рівнями заборонені принципом Паулі, такі переходи не супроводжуються зміною макростану кристала і не можуть брати участь в обміні енергією із зовнішнім електричним полем, тобто вони не можуть рухатись під дією зовнішнього електричного поля. Для того, щоб електрони напівпровідника могли приймати енергію зовнішнього електричного

поля і створювати тим самим електричний струм, необхідно частину електронів перевести через заборонену зону в зону провідності. Тим самим у валентній зоні з'являться вільні місця на дозволених енергетичних рівнях - «дірки» і електрони в зоні провідності, які мають можливість приймати енергію зовнішнього електричного поля. Місце «дірок» також може займатися електронами більш глибоких енергетичних рівнів і в такий спосіб під дією зовнішнього електричного поля може здійснюватися напрямлений рух електронів і в зоні провідності й у валентній зоні – створюється електричний струм. Для перекидання електронів у зону провідності і буде потрібна енергія тих впливів, про які було сказано вище.

Розподіл речовин на напівпровідники і ізолятори умовний. Гарним ізолятором є алмаз із шириною забороненої зони 5,6 еВ, а гарний напівпровідник германій має ширину забороненої зони менш 1 еВ.

6.3 Електричні властивості напівпровідників.

Найважливішою властивістю напівпровідників є залежність їхніх електричних властивостей від таких зовнішніх факторів як температура, освітленість, тиск, електричні і магнітні поля. Формальною, але не вирішальною, ознакою приналежності речовини до напівпровідників є величина електропровідності, що для них може приймати значення в межах $\sigma = 10^6 \dots 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Для металів $\sigma \sim 10^8 \dots 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Для ізоляторів $\sigma < 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Характерною є температурна залежність електричних властивостей напівпровідників. На відміну від металів зі збільшенням температури, опір напівпровідників падає. Досвід дає залежність опору напівпровідників від температури у вигляді

$$R = R_0 e^{-\frac{E_a}{kT}}, \quad (6.2)$$

де E_a – енергія активації, величина характерна для напівпровідників різного типу.

У деякій ділянці температур опір напівпровідників може зростати з ростом температури. Такі напівпровідники називаються

виродженими.

Власні і домішкові напівпровідники. Напівпровідники, провідність яких обумовлена переходами електронів із заповненої валентної зони в зону провідності, називаються власними. Напівпровідники, провідність яких обумовлена іонізацією домішки, називаються домішковими. Домішкові напівпровідники у свою чергу поділяються на електронні і діркові напівпровідники. В електронних напівпровідниках основними носіями струму є електрони, що виникають при іонізації атомів домішки. Такі домішки називаються донорними, або донорами. У дірковому напівпровіднику основними носіями струму є дірки (див. п. 6.3). Дірки виникають у валентній зоні при переходах електронів цієї зони на домішкові рівні. Такі домішки називаються акцепторними, або акцепторами (приймаючими).

6.4 Механізм провідності напівпровідників.

Провідність власних напівпровідників

Механізм провідності власних напівпровідників розглянемо на прикладі елемента четвертої групи, типового напівпровідника Ge. Атоми чотиривалентного германія утворюють кубічні ґратки, у яких кожен атом зв'язаний парноелектронним зв'язком з чотирма найближчими атомами. Двовимірний модель кристала з таким зв'язком при $T=0\text{ K}$ приведена на рис. 6.4, а.

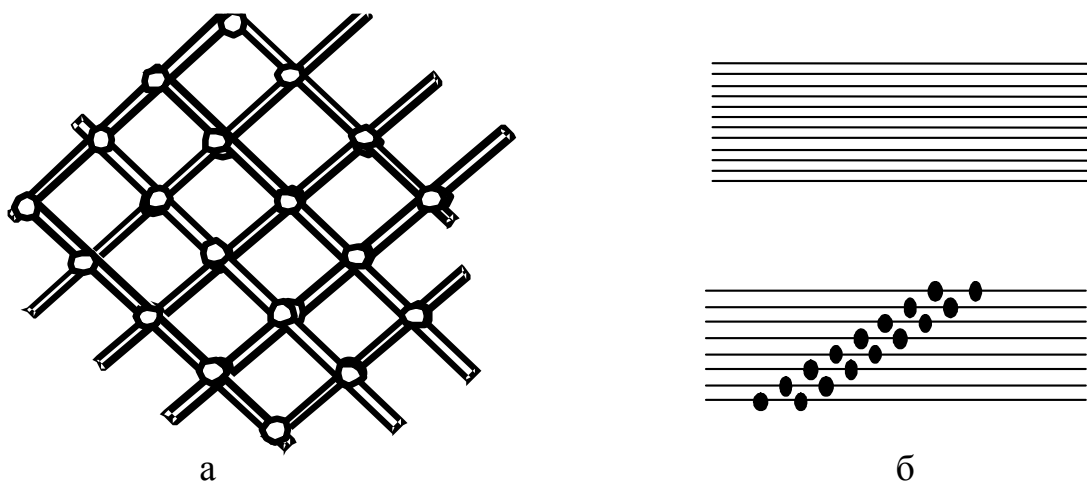


Рисунок 6.4

Валентні електрони належать своїм атомам і, крім того, завдяки перекриттю електронних хмар, вони можуть переходити від атома до атома при зустрічному русі інших електронів, – атоми обмінюються

електронами й електрони можуть переміщатися по всьому кристалу. Однак такий рух є чисто хаотичним і не може брати участь у спрямованому русі під дією зовнішнього електричного поля – струм у напівпровіднику відсутній. Для створення електричного струму валентні електрони необхідно відірвати від атомів, зробити їх вільними.

З точки зору зонної теорії струм у напівпровіднику при низьких температурах відсутній, тому що всі енергетичні рівні валентної зони зайняті і нікуди прийняти енергію такої взаємодії. Зонна структура напівпровідникового кристала при $T = 0\text{ K}$ представлена на рис. 6.4, б. Для переведення електронів у зону провідності енергії електричного поля недостатньо. Щоб електрон перейшов у зону провідності і став вільним, потрібна енергія порівнянна з внутрішньоатомною і із шириною забороненої зони. Такою енергією може бути енергія теплового руху з урахуванням розподілу електронів за енергіями (див. Д2. рис. 6.6), енергія фотонів чи інших енергійних часток. Такі електрони створюють звичайний електронний механізм провідності. Однак у власному напівпровіднику є й інший механізм створення електричного струму. Дійсно, у валентній зоні після відходу електрона з'явився вільний стан - дірка, що дозволяє електронам більш глибоких рівнів переміщатися, приймаючи, наприклад, енергію зовнішнього електричного поля, по полю. *Переміщення дірки* – це переміщення одного некомпенсованого позитивного заряду атомів. Тому рух дірки, обумовлений рухом сукупності електронів у протилежному напрямку, здійснює перенос позитивного заряду. Рух вільного стану в глиб валентної зони може розглядатися як рух деякої частки, що має позитивний заряд і деяку ефективну масу (див. п. 6.3). У власному напівпровіднику, отже, здійснюються електронний (негативний) і дірковий (позитивний) механізми провідності. Число електронів у зоні провідності завжди дорівнює числу дірок у валентній зоні у власному напівпровіднику.

Провідність домішкових напівпровідників

Механізм провідності електронних напівпровідників розглянемо на прикладі елемента четвертої групи, типового напівпровідника *Ge* з

донорною домішкою п'ятивалентного елемента. Атоми чотиривалентного германія утворюють кубічні ґратки, у якій кожен атом зв'язаний парноелектронним

зв'язком з чотирма найближчими атомами. Якщо п'ятивалентний атом домішки, наприклад, фосфору або миш'яку сурми, заміщає в ґратах нормальний атом, то після утворення чотирьох ковалентних зв'язків з найближчими сусідами залишиться один валентний електрон, що буде локалізований поблизу атома домішки (рис. 6.5, а). При цьому в енергетичному спектрі кристала в дна зони провідності з'являється додатковий енергетичний рівень E_D

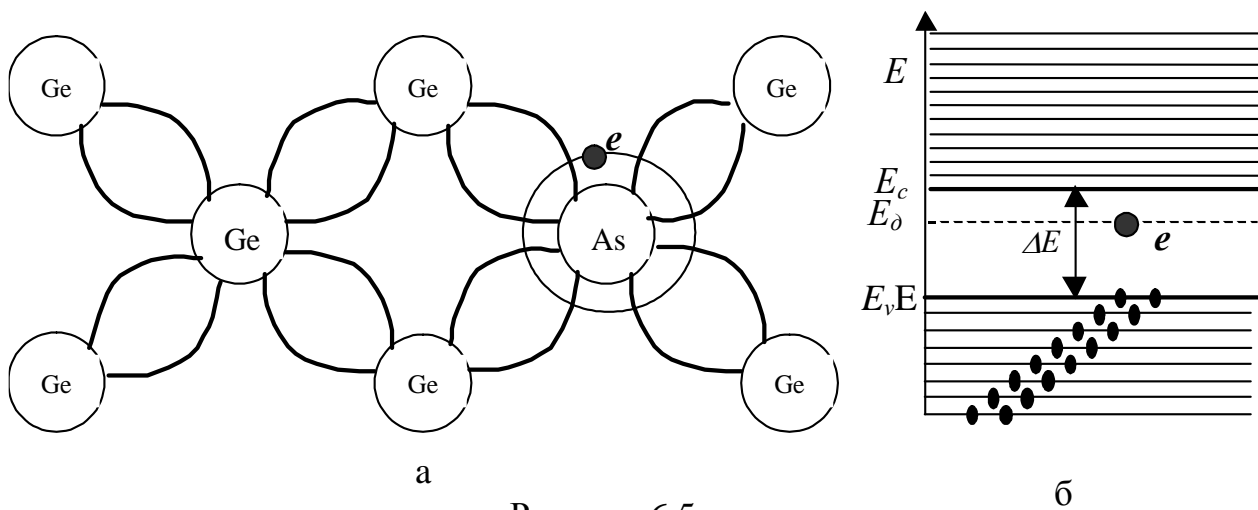


Рисунок 6.5

домішкового атома, на якому знаходиться "зайвий" електрон (рис. 6.5, б).

Надлишковий електрон рухається в кулонівському полі домішкового атома. Якщо атом домішки одержує енергію E (наприклад, за рахунок теплових коливань ґрати), перевищуючу $E_c - E_D$ - енергію іонізації домішки (E_c - енергія електрона в дна зони провідності), то надлишковий електрон залишає атом домішки і стає носієм струму. На енергетичній діаграмі це відповідає переходу електрона з донорного рівня в зону провідності (див. рис. 6.5, б). Надлишковий електрон має тепер можливість обмінюватися енергією із зовнішнім електричним полем, переміщаючи на більш високі вільні рівні в зоні провідності - стати електроном провідності. У цілому ж кристал залишається електронейтральним, оскільки електрон залишається в кристалі. Енергії іонізації донорів $E_i = E_c - E_D$ (у електрон-вольтах) у германію і кремнію приведені в табл.6.1. У

першому стовпці зазначений елемент основного кристала і ширина забороненої зони ΔE .

Таблиця 6.1

Легуючий елемент		<i>P</i>	<i>As</i>	<i>Sb</i>
<i>Si</i> , $\Delta E=1,14$ ев	$E_i=E_c - E_\delta$, ев	0,045	0,049	0,039
<i>Ge</i> , $\Delta E=0,67$ ев	$E_i=E_c - E_\delta$, ев	0,0120	0,012 7	0,0096

Механізм провідності дірчастих напівпровідників розглянемо на прикладі тривалентної домішки бора. Подібно тому, як введення в *Ge* чи *Si* домішки атомів п'ятивалентного елемента приводить до появи електронів, уведення домішки атомів тривалентних елементів приводить до появи дірок - незаповнених хімічних зв'язків (рис. 6.6, а). При цьому поблизу стелі валентної зони з'являються вільні енергетичні рівні домішкового атома (рис. 6.6, б)

Якщо один з електронів у валентній зоні одержує енергію достатню для переходу на акцепторний рівень E_a , то відбувається іонізація домішки - атом домішки стає негативним іоном, а дірка стає

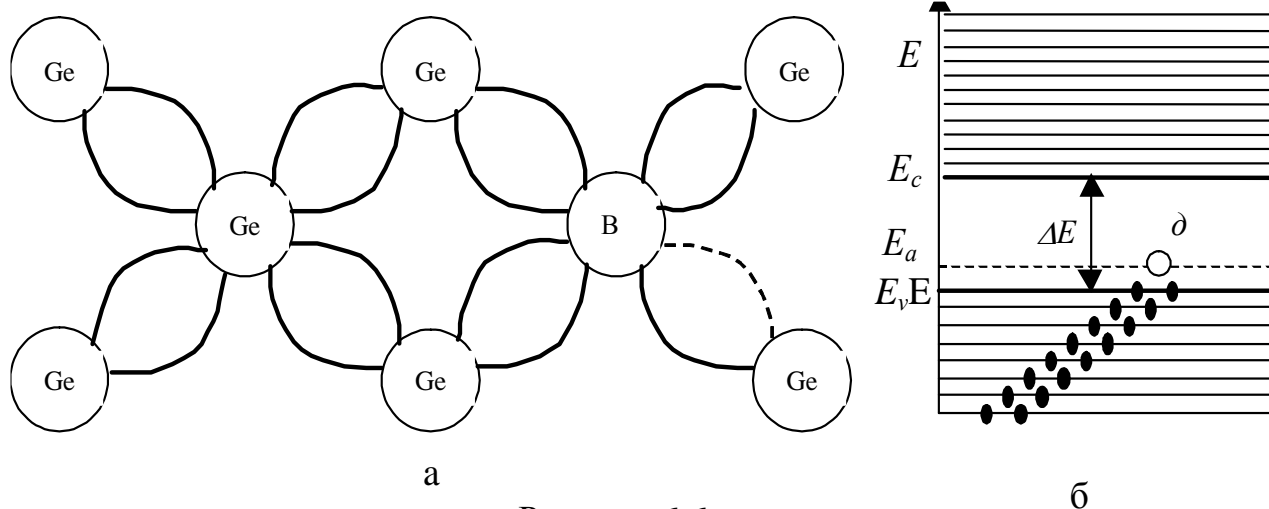


Рисунок 6.6

рухливою. В електричному полі дірка поводить себе подібно позитивному заряду, рухаючи в напрямку вектора напруженості електричного поля (див. Д2).

Домішки, що захоплюють електрони з валентної зони, називаються акцепторами. Значення енергій іонізації акцепторів у германії і кремнії приведені в табл. 6.2 (енергія зазначена в електрон-вольтах).

Таблиця 6.2

Легуючий елемент		B	Al	Ga	In
<i>Si</i> , $\Delta E=1,14$ eB	$E_i=E_a - E_v$, eB	0,045	0,057	0,065	0,16
<i>Ge</i> , $\Delta E=0,67$ eB	$E_i=E_a - E_v$, eB	0,0104	0,0102	0,0108	0,011,5

Крім домішкових атомів, поява дозволених рівнів у забороненій зоні зв'язана також з порушенням ідеальної періодичності ґрати: вакансії, атоми в міжвузлях, дислокації тощо. При опроміненні напівпровідника електромагнітним випромінюванням високих частот, швидкими електронами й іншими частками високих енергій у кристалічних ґратах виникають так звані радіаційні дефекти, що також можуть утворювати додаткові рівні в забороненій зоні.

Дослідження положення рівня Фермі в домішкових напівпровідниках, проведені аналогічно тому, як це виконано для чистих напівпровідників [див. Д2, формула (Д2.15) і текст далі], приводять до наступних результатів. При $T = 0$ K рівень Фермі лежить у середині між E_c і донорним рівнем. З ростом температури він спочатку підвищується, наближаючись до дна зони провідності, проходить через максимум, потім опускається. Результати для акцепторного напівпровідника такі ж, як і для донорного, якщо характеристики донора замінити характеристиками акцептора.

Положення рівнів Фермі в напівпровідниках при $T = 0$ K приведено на рис. (Д2.11). На рис. 6.7 а представлений власний

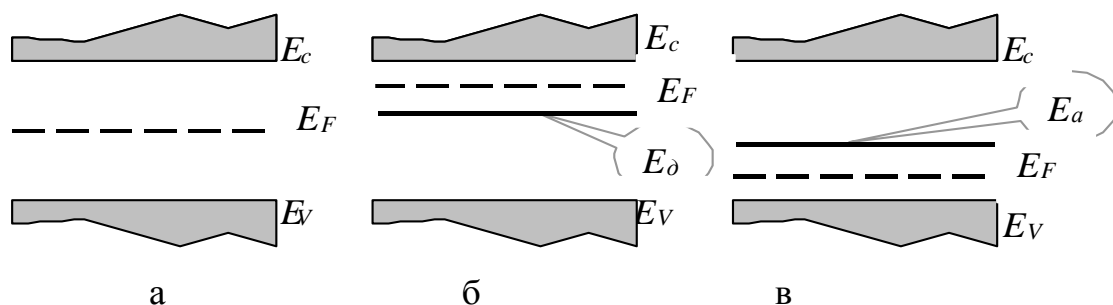


Рисунок 6.7

напівпровідник, а на рис. 6.7 б і 6.7 в – відповідно донорний і акцепторний напівпровідники.

Концентрація електронів і дірок визначає питому електропровідність напівпровідника, оскільки енергія іонізації

домішок (див. табл. 6.1 і 6.2) порівнянна з енергією теплових коливань ґратки ($kT = 0,026 \text{ eV}$ при кімнатній температурі), то в першу чергу активізується домішковий механізм провідності. І, якщо, наприклад, концентрація електронів у зоні провідності переважає над концентрацією дірок, то провідність напівпровідника буде електронною, а напівпровідник - *електронним* або *n - типу*. Якщо переважає концентрація дірок над концентрацією електронів, то

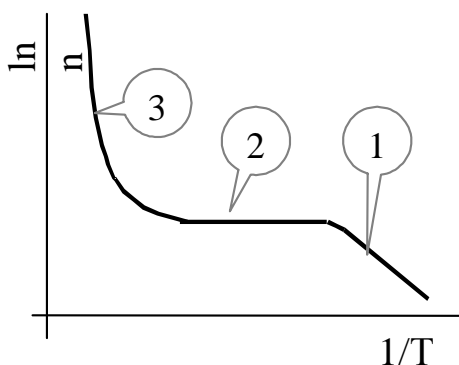


Рисунок 6.8

провідність буде дірковою, а напівпровідник – *дірковим* або *p- типу*.

З підвищенням температури концентрація домішкових носіїв струму швидко досягає насичення, – *домішка виснажується*, а власна провідність (змішаного типу) росте і при високих температурах стає визначальною електропровідністю напівпровідника. Залежність

логарифма концентрації носіїв струму, а значить і електропровідності напівпровідника від зворотної температури приведена на рис. 6.8. При низьких температурах ($1/T$ - велике) істотну роль грає домішкова провідність (ділянка 1); ділянка 2 відповідає температурам виснаження домішок; ділянка 3 - провідність практично власна.

Тип провідності напівпровідника можна установити експериментально, використовуючи результати дослідження ефекту Хола в напівпровідниках.

7 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 83

Вивчення будови і принципу роботи напівпровідникового діода

Мета роботи: Вивчити електричні властивості р-п-переходу, а також будову і принцип роботи напівпровідникового діода, зняти вольт-амперну характеристику діода.

7.1 Короткі теоретичні відомості

Напівпровідниковим діодом називається двох електродний прилад (діод), дія якого засноване на електричних властивостях приконтактного шару між напівпровідниками різної домішкової провідності, так названого р-п-переходу. Яскраво виражена однобічна провідність р-п-переходу (вентильна властивість) обумовлює їхнє застосування для випрямлення змінного струму і, зокрема, для детектування модульованих електромагнітних сигналів. Принципова частина приладу може бути отримана вплавленням у германієву пластинку краплі індію при температурі 500...600°C (рис. 7.1, а). Конструкцією приладу передбачено установку напівпровідникового кристала на тепловідвідну пластину. До пластини і до індію припаяні електроди для приєднання приладу в електричне коло. Уся конструкція поміщена в захисний кожух. Силкові діоди вимагають їхньої установки на додаткових тепловідвідних радіаторах. Можливий зовнішній вигляд приладу представлений на рис. 7.1, б. Поруч, на рис. 7.1, в, представлений умовний знак для позначення напівпровідникових діодів в електричних схемах.

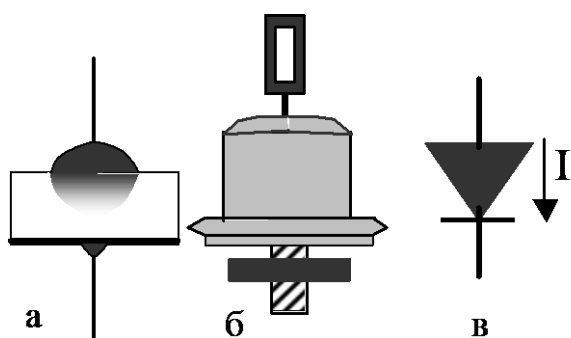


Рисунок 7.1

Для з'ясування фізичних основ роботи діода і його особливостей необхідно розглянути електричні властивості р-п-переходу.

Розуміння теоретичної частини роботи потрібно знайомство з загальними

питаннями властивостей кристалічних твердих тел. Необхідні відомості такого роду розглянуті в розділі 1 даних Методичних указівок. У п. 6.6.2 розглянутий механізм домішкової провідності напівпровідникових матеріалів.

Розглянемо електричний контакт двох напівпровідників різної

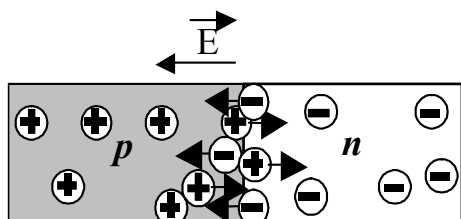


Рисунок 7.2

домішкової провідності. Електричний контакт забезпечується, якщо в тому самому зразку напівпровідникового матеріалу одна ділянка має p -провідність, а інша – n -провідність (рис. 7.2). У силу того, що концентрації електронів і дірок по різні сторони від ділянки контакту різко різні, почнуться дифузійні процеси: електрони переходять в область з p -провідністю, а дірки, навпаки, – в область з електронною провідністю. Тому що до початку процесів дифузії обидві ділянки були електрично нейтральними, то область з p -провідністю заряджається негативно, а з n -провідністю – позитивно.

Виникне електричне поле \vec{E} (див. рис. 7.2), спрямоване від n -ділянки до p -ділянки, що перешкоджає процесу дифузії. Через деякий час

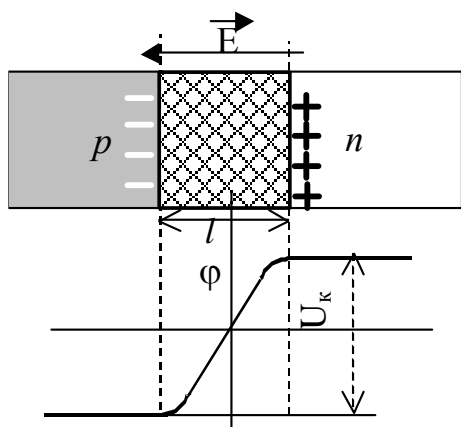


Рисунок 7.3

установиться динамічна рівновага з подвійним шаром різнойменних зарядів, що характеризується рівноважним значенням напруженості поля \vec{E} і визначеною контактною різницею потенціалів U_k (рис. 7.3). У процесі

переміщення носіїв вони, зустрічаючись, взаємно нейтралізуються (рекомбінують): електрон займає місце дірки і, отже, зникає пара носіїв струму.

Відбувається це в деякому вузькому приконтактному шарі кристала (виділена штрихуванням область на рис. 7.3), що стає, таким чином, збідненим носіями струму і має великий питомий опір. Опір цього шару електричному струму залежить також від його глибини l . Глибина приконтактного шару визначається кількістю переміщених носіїв струму, необхідних для створення даної різниці потенціалів U_k . Вона може бути оцінена, якщо розглядати подвійний електричний шар як плоский конденсатор ємності

Відбувається це в деякому вузькому приконтактному шарі кристала (виділена штрихуванням область на рис. 7.3), що стає, таким чином, збідненим носіями струму і має великий питомий опір. Опір цього шару електричному струму залежить також від його глибини l . Глибина приконтактного шару визначається кількістю переміщених носіїв струму, необхідних для створення даної різниці потенціалів U_k . Вона може бути оцінена, якщо розглядати подвійний електричний шар як плоский конденсатор ємності

$$C = \frac{\Delta q}{U_{\kappa}} = \frac{\varepsilon_0 S}{l}, \quad (7.1)$$

де $\Delta q = enSl$ - заряд, перенесений у процесі дифузії одним видом носіїв струму (модуль заряду однієї з «пластин» конденсатора); e - заряд носіїв струму; n – концентрація носіїв; S - площа поперечного переріза зони контакту.

Підстановка виразу для переміщеного заряду дає можливість обчислити l :

$$\frac{enSl}{U_{\kappa}} = \frac{\varepsilon_0 S}{l} \Rightarrow l = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{en} U_{\kappa}}. \quad (7.2)$$

Контактна різниця потенціалів, звичайно порядку одного вольту. Діелектрична проникність, наприклад, германія $\varepsilon = 16$; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; $n \approx 10^{21}$ 1/м³. Підстановка цих даних у формулу (7.2) дає результат $l \approx 10^{-6}$ м, що складає тисячі міжатомних шарів і приводить до великого опору приконтактного шару в цілому. Саме цей подвійний електрично заряджений шар, збіднений основними носіями струму, носить назву запірного шару або р- п-переходу.

Розглянуті вище процеси в р-п-переході схематичні. У дійсності домішкова провідність здійснюється на тлі провідності базового кристала германія чи кремнію, а вона є провідність змішаного типу (див. п. 3.1). Отже, поряд з основними домішковими носіями струму, існують не основні: у р-ділянки це електрони, а в п-ділянки - дірки. Електричне поле подвійного електричного шару перешкоджає переміщенню основних носіїв заряду. Однак це поле буде прискорюючим для не основних носіїв заряду, і вони почнуть переходити в ділянки з протилежною електропровідністю. Перехід не основних носіїв приводить до зменшення об'ємного заряду й електричного поля в переході. Як наслідок, має місце додатковий дифузійний струм основних носіїв, у результаті чого електричне поле в переході прагне до вихідного значення. В остаточному підсумку встановлюється динамічна рівновага, при якій через р-п-перехід рухаються два зустрічних потоки носіїв струму, що взаємно компенсують один одного. Сумарна густина струму через р-п-перехід у стані рівноваги дорівнює нулю.

Опір подвійного електричного шару в напівпровідниках сильно залежить від полярності підключення зовнішнього джерела струму. Підключення зовнішнього джерела струму до р-п-переходу позитивним полюсом до р-ділянки, а негативним до п-ділянки сприяє

зменшенню висоти потенційного бар'єра, зменшує глибину l цього шару [див. формулу (7.2) і рис. 7.3], що сприяє поновленню дифузійних потоків носіїв і проходженню струму через р-п-перехід. Таке підключення називається прямим або пропускним. Напрямок підключення, коли до п-ділянки включають плюс, а р-ділянки – мінус, сприяє збільшенню висоти потенційного бар'єра і збільшує глибину l цього шару. Основний струм через р-п-перехід відсутній. Цей напрямок включення називається зворотним або запірним. Таким чином, р-п-перехід має яскраво виражену односторонню провідність, що і визначає його використання як нелінійний елемент в електричних колах для випрямлення, наприклад, змінного струму та інше.

Завдяки наявності поряд із домішковою основною провідністю базових матеріалів кристалів i , тим самим не основних носіїв, електричне поле р-п-переходу сприяє руху не основних носіїв і через перехід йде зворотний струм. Цей струм у мільйони разів менше основного, однак він створює додаткові труднощі у використанні напівпровідникових приладів. Зокрема в процесі роботи матеріал кристала розігрівається, що сприяє росту власної провідності і збільшенню зворотного струму. При досягненні температур, коли домішкова провідність виснажується (див. п. 6.6.2 і рис. 6.14), струм прямого і зворотного напрямку практично зрівняється, р-п-перехід зникне. Для боротьби з такими явищами потрібно стабілізація температурного режиму роботи напівпровідникових приладів.

Основною характеристикою напівпровідникового діода є його вольт-амперна характеристика, тобто залежність сили струму через прилад при прямій і зворотній напругах, що прикладаються до нього (рис. 7.4). Тому що зворотний струм у десятки мільйонів разів менше прямого, то на єдиному рисунку й у єдиному масштабі графік можна представити тільки умовно.

Основним робочим параметром діода є коефіцієнт випрямлення, що установлює відношення прямого і зворотного струмів через прилад при рівних за модулем напругах:

$$k = \frac{I_{np}}{I_{обр}}; \quad U_{np} = U_{обр}. \quad (7.3)$$

Особливості вольт-амперної характеристики діода дозволяють зрозуміти його випрямляючу і детектуючу властивості. На рис. 7.5 представлені графіки подаваної на діод синусоїдальної напруги і

результат перетворення його в практично знакопостійний

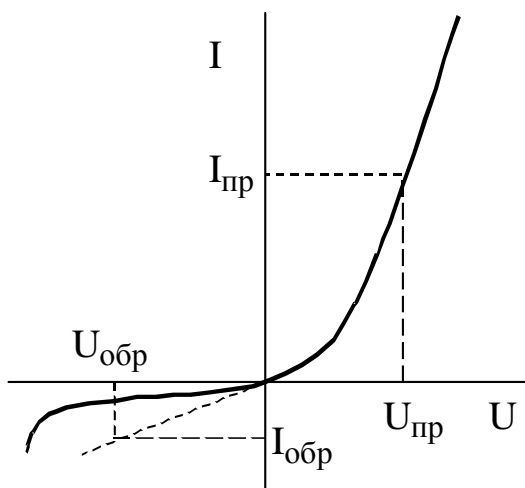


Рисунок 7.4

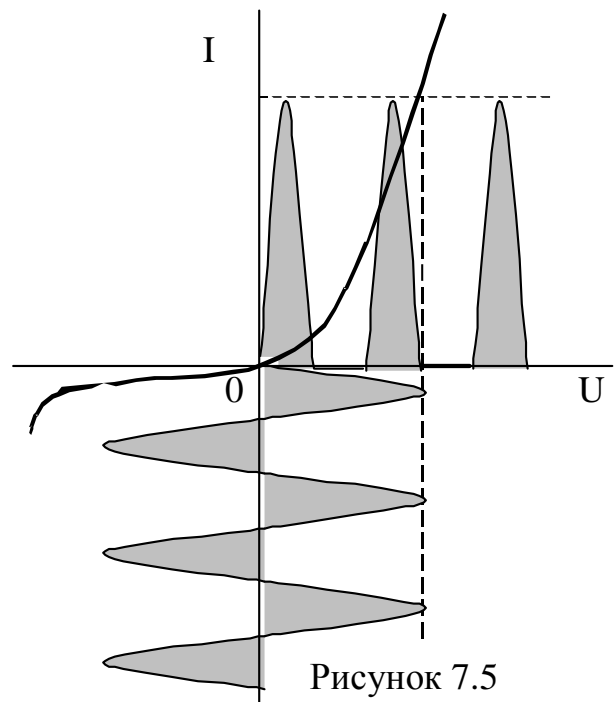


Рисунок 7.5

пульсуючий струм після діода. Зворотний струм у мільйони разів менше прямого. Проте, його наявність неминуча навіть теоретично.

7.2 Експериментальна установка і метод дослідження

Досліджується напівпровідниковий діод промислового зразка, установлений на тепловідвідному радіаторі. Будується його вольт-амперна характеристика і визначається коефіцієнт випрямлення.

Пропускний і запірний напрямки струму вимагають використання електровимірювальних приладів різних діапазонів вимірів. З цієї причини використовуються дві вимірювальні установки, принципові електричні схеми яких приведені на рис. 7.6, а і рис. 7.6, б.

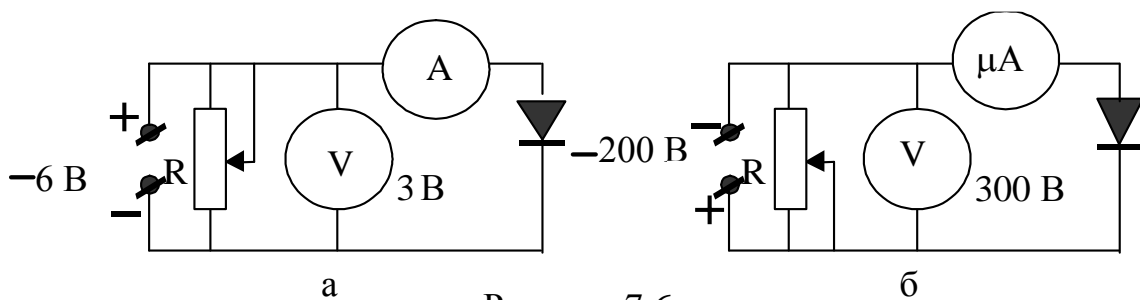


Рисунок 7.6

При прямому включенні (рис. 7.6, а) використовується джерело випрямленої напруги на 6 В . Відповідно використаний вольтметр із діапазоном вимірів від 0 до 3 В і амперметр на 5 А . У схемі для дослідження запірного напрямку (рис. 7.6, б) використане джерело випрямленої напруги на 200 В . Для виміру напруги використаний вольтметр із діапазоном вимірів від 0 до 300 В і мікроамперметр на 100 мкА . У реальних схемах замість регулювання напруги потенціометром R може використовуватися лабораторний автотрансформатор ЛАТР, що включається в мережу на 220 В і регулює напругу, подавану на випрямляч.

7.3 Порядок виконання роботи

1 Зібрати установку за схемою рис. 7.6, а. Поставити регулятор напруги на нульове значення напруги.

2 Змінюючи напругу U_{np} від 0 до 1 В через $0,1\text{ В}$ вимірювати силу струму I_{np} . Результати заносити в табл. 7.1. По закінченні вимірів поставити регулятор напруги в нульове положення і відключити напругу.

Таблиця 7.1

$U_{np}, \text{ В}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$I_{np}, \text{ А}$											

3 Зібрати установку за схемою рис. 7.6, б. Поставити регулятор напруги на нульове значення напруги.

7. Змінюючи напругу $U_{зв}$ від 0 до $120\dots 180\text{ В}$ через кожні 20 В вимірювати силу струму $I_{зв}$. Результати заносити в табл. 7.2. По закінченні вимірів поставити регулятор напруги в нульове положення і відключити напруга.

Таблиця 7.2

$U_{зв}, \text{ В}$	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
$I_{обр}, \text{ мкА}$										

7.4 Обробка результатів вимірів

1 Побудувати вольт-амперні характеристики діода при прямому і зворотному включенні на одному графіку. Масштаби для нанесення

значень прямого і зворотного струмів вибирати незалежно один від одного з умовою заповнення поля графіка, виконуваного в половину чи в повну сторінку. Графіки проводяться плавними лекальними кривими.

2 За графіком прямого струму для напруги, що відповідає практично прямолінійній ділянці (наприклад, $0,6\text{ В}$), визначити силу струму $I_{пр}$.

3 Для обчислення коефіцієнта випрямлення необхідно визначити силу зворотного струму $I_{зв}$ при такій самій, як і для прямого струму, нарузі. Однак масштаби величин різні. Рекомендується провести дотичну до графіка як це показано на рис. 7.4 і визначити зворотний струм для напруги порядку 60 В , а потім, відповідно, зменшити струм у 100 разів.

4 Визначити коефіцієнт випрямлення діода по формулі (7.3)

7.5 Контрольні питання

1 Що таке напівпровідник?

2 Які основні положення зонної теорії твердих тіл і яким чином вона пояснює поділ кристалічних тіл на провідники, напівпровідників і діелектрики?

3 Що таке власні і домішкові напівпровідники? Якими бувають домішки? Що таке напівпровідник p - і n -типу і які механізми їхньої електропровідності? Від чого залежить їхня електропровідність?

4 Що таке p - n -перехід і який механізм утворення подвійного електричного шару?

5 Що таке запірний шар і які його властивості? Пояснити природу великого опору p - n -переходу.

6 В чому полягає принципова відмінність контакту двох металів і p - n -переходу?

7 Як пояснюється випрямляюча дія p - n -переходу? Описати дію p - n -переходу при прямому і зворотному включеннях.

8 Поясніть принцип випрямлення і детектування діодом змінного струму.

9 Які переваги і недоліки напівпровідникових діодів у порівнянні з вакуумним діодом? Яке функціональне призначення теплових радіаторів?

8 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 84

Вивчення роботи транзистора

Мета роботи: познайомитися з будовою і принципом роботи транзистора, визначити коефіцієнт підсилення транзистора, визначити зворотний струм колектора.

8.1 Короткі теоретичні відомості

Транзисторами (напівпровідниковими тріодами) називають напівпровідникові прилади, призначені для підсилення і генерування коливань параметрів електричного струму. Вони являють собою напівпровідниковий кристал із трьома ділянками різної домішкової провідності, що утворюють два зустрічних p - n -переходи взаємодіючими між собою через конструктивно тонкий проміжок, що називається базою. В залежності від типу електропровідності зовнішніх шарів розрізняють транзистори p - n - p -типу (рис.8.1, а) і n - p - n -типу (рис.8.1, б). Один з p - n -переходів називається емітерним переходом або просто емітером (Е на рис. 8.1), а другий – колекторним або колектором (К на рис. 8.1). До кожної з ділянок припаяні металеві електроди для приєднання приладу в електричне коло.

Унизу на рис. 8.1 під кожним з рисунків представлені символічні позначення відповідних транзисторів в електричних схемах.

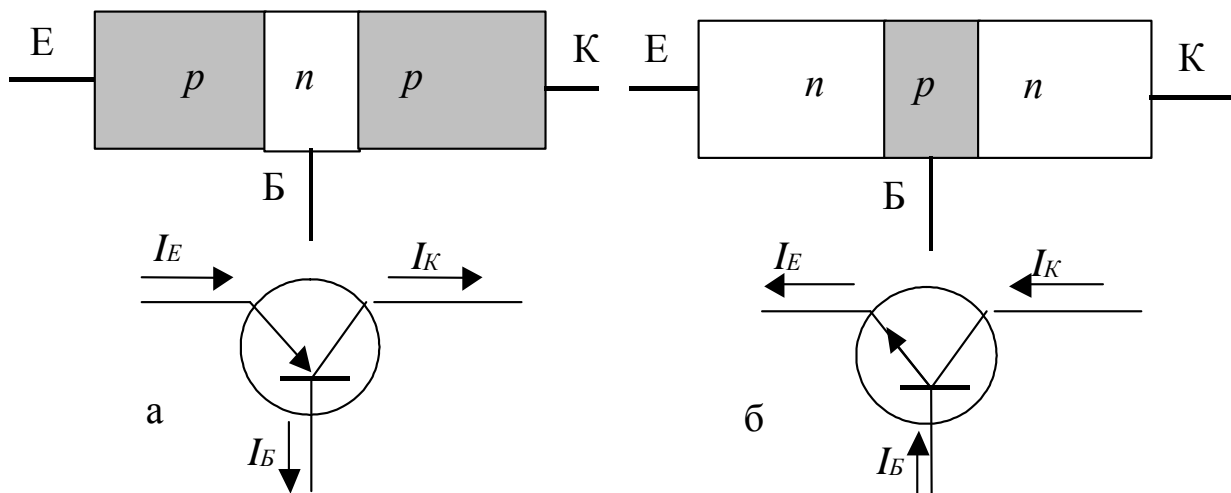


Рисунок 8.1

Принцип підсилювальної дії транзистора полягає в наступному. Підсилюваний сигнал $U_{вх}$ (рис. 8.2) подається в емітерний перехід, де джерело зовнішньої напруги B_E включене у пропускну (пряму) напрямку і малі зміни напруги ведуть до значних змін струму емітера¹. У колекторний перехід джерело струму B_K включається в заперітному (зворотному) напрямку і в ідеальному випадку струм у колі колектора повинний бути відсутнім без наявності струму емітера.

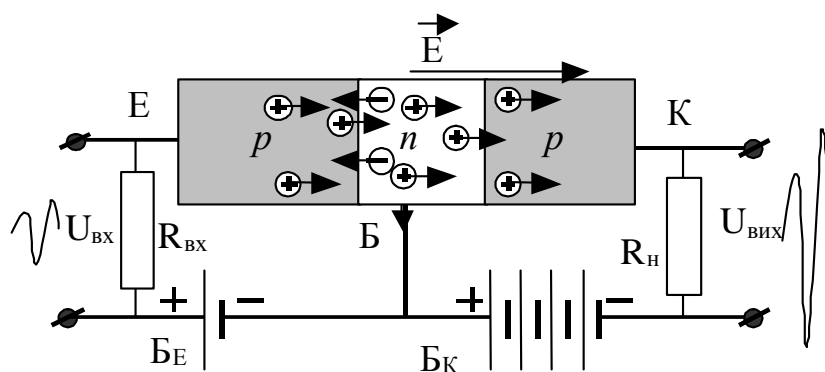


Рисунок 8.2

Однак завдяки тому, що база тонка, її розміри не перевищують у звичайних транзисторах 0,025 мм, що в багато разів менше дифузійної довжини² носіїв струму, основні носії струму,

що надходять у базу, не встигають рекомбінувати і створити, таким чином, емітерний струм, а захоплюються електричним полем \vec{E} колекторного $p-n$ -переходу. Електричне поле цього переходу завжди спрямовано так, що воно сприяє захопленню носіїв струму, що надходять у базу (див. рис. 8.2). У колекторному колі ставиться джерело струму B_K , за рахунок енергії якого здійснюється підсилення сигналу. Основні носії, що надійшли в колектор, (98...99%) захоплюються цим джерелом струму і створюють струм через великий навантажувальний опір $R_н$, що веде до посилення вхідного сигналу по напрузі (див. рис. 8.2).

Домішкова провідність напівпровідників існує на тлі основної провідності базового кристала, тобто германія чи кремнію, що, будучи провідністю змішаного типу, ставить поряд з основними носіями струму і не основні. Внутрішні електричні поля

¹Якби розміри бази були досить великими й основні носії струму емітера і бази встигали рекомбінувати, цей струм був би в колі «емітер-база».

²Дифузійною довжиною називається середньостатистична характеристика, обумовлена відстанню, що проходять носії струму до їхньої рекомбінації.

p-n-переходів, перешкоджаючи руху основних носіїв даного домішкового напівпровідника, сприяють руху не основних носіїв у зони протилежної домішкової провідності – через *p-n*-переходи йде зворотний струм. Зворотний струм, будучи в мільйони разів менше прямого, створює все-таки складності в роботі приладів. Зокрема через високий опір зворотному струму відбувається надлишкове нагрівання кристала і збільшення його власної провідності. При досить високій температурі, коли домішкові центри виснажуються (див. п. 7.1), прямий і зворотний струми практично вирівнюються, а *p-n*-переходи зникають, прилад виходить з ладу. Для дотримання температурного режиму роботи транзисторів їх необхідно встановлювати на тепловідвідну пластинку, що є частиною теплового радіатора приладу. Це приводить до зайвих втрат енергії і збільшує габарити приладу, а значить і всього пристрою, де транзистори використовуються. Серйозним недоліком напівпровідникових тріодів є те, що їхня нормальна робота можлива тільки в порівняно вузькому температурному інтервалі. Для германія температура переходу до власної провідності порядку 100 °С. При цій температурі різко збільшується власна провідність, і керування потоками носіїв струму стає неможливим. З цієї причини верхня межа германієвих транзисторів підтримується не вище 55...75°С.

При низьких температурах енергії теплового руху виявляється недостатньою для іонізації необхідної кількості домішок, переводу їх у зону провідності. Це приводить до сильного збільшення опору приладу і до порушення режиму його роботи. Для звичайних напівпровідникових тріодів нижня межа робочих температур досягає -55°С. Проте, транзистори мають ряд переваг перед, наприклад, ламповими тріодами, що використовувалися до транзисторів: вони малогабаритні, безінерційні, споживають мало енергії, стійкі до механічних навантажень, що визначило їхнє широке застосування в радіо-, теле- і електротехніці.

Посилення по напрузі і потужності, створювані транзисторами, визначається їхніми власними властивостями, але залежить також від параметрів схем включення в електронних схемах.

У залежності від того, який з електродів буде загальним для вхідного і вихідного сигналів, розрізняють три основні схеми включення транзисторів.

1 Схема з загальною базою. У схемі з загальною базою (рис. 8.3) вхідний сигнал діє між емітером і базою. Вхідним є струм емітера, а вихідним - струм колектора. Тому що струм емітера більше струму колектора, то посилення по струму не відбувається. Коефіцієнт підсилення по струму

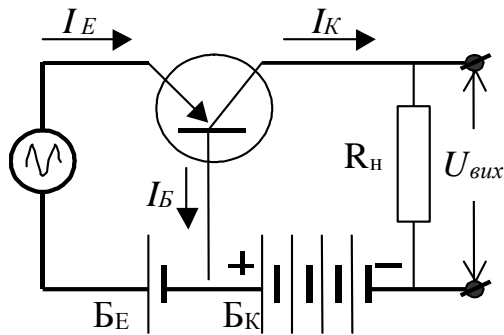


Рисунок 8.3

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E} \approx \frac{I_E}{I_K} < 1. \quad (8.1)$$

Ця схема підсилює тільки по напрузі і потужності і має малий вхідний і великий вихідний R_H опори.

2 Схема із загальним емітером. У схемі з загальним емітером вхідний сигнал діє між базою і емітером (рис. 8.4), а навантаження включається між колектором і

емітером. Вхідним є струм бази, а вихідним - струм колектора. Ця схема підсилює і по струму і по напрузі. Її вхідний і вихідний опори великі.

Коефіцієнт підсилення по струму β цієї схеми визначають за сімейством статичних вольт-амперних характеристик, тобто за залежністю струму колектора I_K від напруги між емітером і колектором U_{KE} при різних фіксованих значеннях струму бази (рис. 8.5):

$$\beta = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} = \frac{I_{K2} - I_{K1}}{I_{B2} - I_{B1}} > 1. \quad (8.2)$$

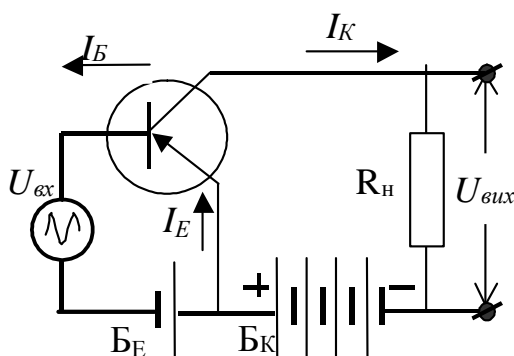


Рисунок 8.4

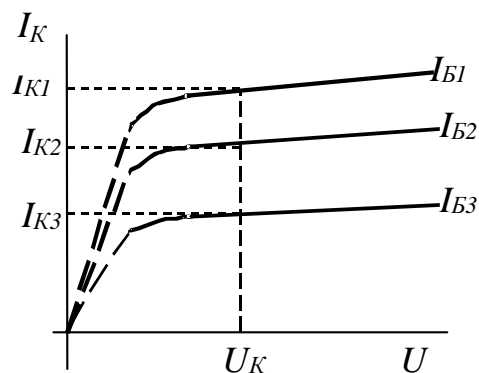


Рисунок 8.5

Коефіцієнти підсилення α і β зв'язані між собою співвідношеннями:

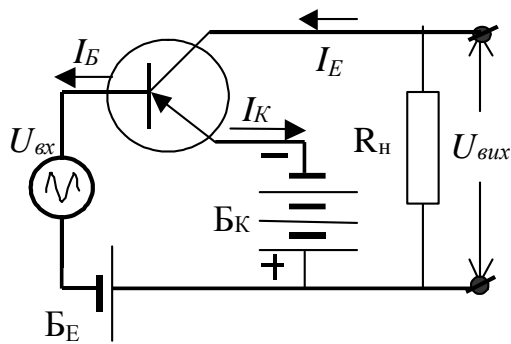


Рисунок 8.6

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}; \alpha = \frac{\beta}{1+\beta}, \quad (8.3)$$

які дозволяють за значенням одного з коефіцієнтів обчислити інший.

3 Схема з загальним колектором. У схемі з загальним колектором (рис. 8.6)

вхідний сигнал надходить на керуючий перехід емітер - базу, проходячи через навантаження $R_{\text{н}}$, а саме навантаження включається між емітером і колектором і вихідний опір складає лише частину вхідного. Це приводить до того, що коефіцієнт підсилення схеми по напрузі завжди менше одиниці. Коефіцієнт підсилення схеми по струму дорівнює

$$\gamma = \frac{\Delta I_{\text{э}}}{\Delta I_{\text{б}}} = \frac{\Delta I_{\text{к}} + \Delta I_{\text{б}}}{\Delta I_{\text{б}}} = \frac{\Delta I_{\text{к}}}{\Delta I_{\text{б}}} + \frac{\Delta I_{\text{б}}}{\Delta I_{\text{б}}} = \beta + 1. \quad (8.4)$$

Ця схема використовується для узгодження каскадів, що мають великий вихідний опір і малий вхідний.

8.2 Експериментальна установка і метод

Досліджується транзистор П201, включений за схемою із загальним емітером (див. п. 8.1, б). Це германієвий транзистор $p-n-p$ -типу. Транзистор установлений на тепловідвідному радіаторі, як це передбачено інструкцією його експлуатації.

Для дослідження роботи транзистора виконується дві вправи. У першій вправі будуються його статичні вольт-амперні характеристики (див. рис. 8.5). За характеристиками, з використанням формул типу (8.2), визначаються коефіцієнти підсилення по струму β і за формулою (8.3) розраховується коефіцієнт передачі струму α . Для побудови характеристик використовується експериментальна установка, принципова схема якої приведена на рис. 8.7. Транзистор Tr живиться від джерела струму Дж. Напруга в колі «колектор-емітер» регулюється реостатом, включеним за схемою потенціометра П. Вимірюється напруга вольтметром V. Колекторний струм вимірюється міліамперметром $\text{mA}_{\text{к}}$. Струм у колі «емітер-база» (струм бази) регулюється магазином опорів М, що має три декадники з кратностями, відповідно $\times 10\,000$ Ом, $\times 1\,000$ Ом і $\times 100$ Ом. Вимірюється струм бази базовим міліамперметром $\text{mA}_{\text{б}}$.

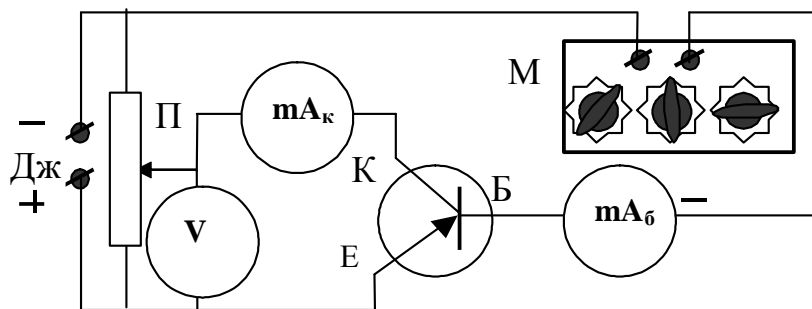


Рисунок 8.7

Друга вправа присвячена виміру зворотного струму колектора, для чого використовується установка, схема якої приведена на рис. 8.8.

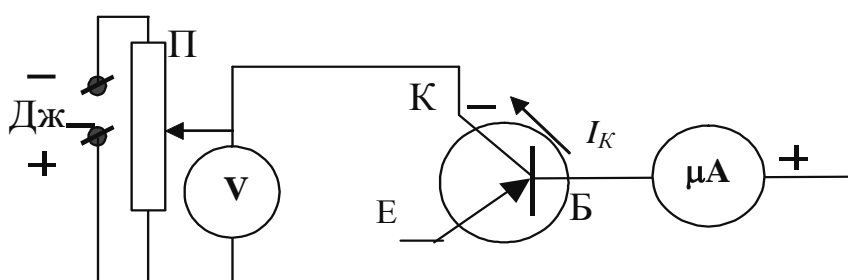


Рисунок 8.8

Емітер відключений. На базу подається позитивний потенціал. Напряга в колі «база-колектор» регулюється потенціометром П і виміряється вольтметром V. Струм у колі виміряється мікроамперметром μA . Зверніть увагу, що полярність його підключення зворотна тій, що була в схемі вправи 1 (рис. 8.7).

8.3 Дослідження роботи транзистора

Вправа 1. Побудова статичних вольт-амперних характеристик та визначення параметрів транзистора

Порядок виконання роботи

1 Зібрати експериментальну установку за схемою рис. 8.7.

2 На магазині опорів поставити максимальний опір. Рукоятки всіх декадників повинні бути в положенні «9». Потенціометр установити в нульове положення.

3 Змінюючи положення ручок декадників магазину опорів, домогтися струму бази $1,0 \text{ mA}$. **Увага!** Якщо досліджується інший тип транзистора, викладач вкаже інші параметри вимірів.

4 Включити установку в мережу і, збільшуючи за допомогою потенціометра напруга через $1 B$, вимірювати силу колекторного струму. Результати заносити до табл. 8.6. Після закінчення вимірів потенціометр вивести на нуль.

Таблиця 8.1

U_K, B		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$I_{B1}=1,0 \text{ mA}$	$I_K, \text{ mA}$										
$I_{B2}=1,5 \text{ mA}$											
$I_{B3}=2,0 \text{ mA}$											

5 Повторити п.п. 3, 4 і виконати виміри для струму бази $I_{B1}=1,5 \text{ mA}$ і $I_{B1}=2,0 \text{ mA}$.

Обробка результатів вимірів

1 За даними табл. 8.1 побудувати вольт-амперні характеристики транзистора (див. рис. 8.5). Графіки провести як плавні лекальні криві.

2 Провести ординату для $U_K = 5 B$ і визначити значення відповідних кожному з графіків колекторних струмів, як точки перетинання ординати з графіками (див. рис. 8.5). Результати занести до табл. 8.2.

Таблиця 8.2

№ з/п	$I_B, \text{ mA}$	$(\Delta I_B)_{kl}, \text{ mA}$	$I_K, \text{ mA}$	$(\Delta I_K)_{kl}, \text{ mA}$	β_{kl}	$\Delta \beta_{kl}$
1	1,0	0,5				
2	1,5	0,5				
3	2,0	1,0				
Середні значення						

3 Розрахувати значення $(\Delta I_B)_{kl}$ і $(\Delta I_K)_{kl}$, де індекси приймають значення: $k = 2, 3, 3$; $l = 1, 2, 6$. Результати занести до табл. 8.2.

4 Розрахувати значення β_{kl} , використовуючи формулу

$$\beta_{kl} = \frac{(\Delta I_K)_{kl}}{(\Delta I_B)_{kl}} = \frac{(I_K)_k - (I_K)_l}{(I_B)_k - (I_B)_l}, \quad k = 2, 3, 3; \quad l = 1, 2, 1.$$

Результати занести до табл. 8.2.

5 Визначити середнє значення коефіцієнта β як середнє арифметичне:

$$\langle \beta \rangle = \frac{\sum_{N=1}^3 (\beta_{kl})_N}{3},$$

де індекс підсумовування N відповідає порядковому номеру виміру.

6 Розрахувати абсолютні похибки $\Delta\beta_{kl}$ виміру β і визначити їхнє середнє значення:

$$\langle \Delta\beta \rangle = \frac{\sum_{N=1}^3 (\Delta\beta_{kl})_N}{3}.$$

7 Визначити відносну похибку виміру:

$$\varepsilon_{\beta} = \frac{\langle \Delta\beta \rangle}{\langle \beta \rangle}.$$

8 Розрахувати коефіцієнт α за формулою (8.3), використовуючи середнє значення $\langle \beta \rangle$.

9 Розрахувати похибки визначення коефіцієнта α :

відносну

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{\langle \Delta\beta \rangle}{\langle \beta \rangle} + \frac{\langle \Delta\beta \rangle}{\langle \beta \rangle + 1}$$

і абсолютну

$$\Delta\alpha = \alpha\varepsilon_{\alpha}.$$

10 Записати результати вимірів коефіцієнтів α і β у стандартній формі.

Вправа 2. Визначення зворотного струму колектора

1 Зібрати електричну схему відповідно до рис. 8.8.

2 Після перевірки схеми викладачем чи лаборантом установити за допомогою потенціометра напругу $U_K = 5 \text{ В}$, а потім $U_K = 10 \text{ В}$ і виміряти зворотний струм колектора. Результати занести до протоколу вимірів і записати під результатами з вправи 6.

8.4 Контрольні запитання

Відповісти попередньо на контрольні питання 1,...,4 лабораторної роботи № 83.

1 Що таке транзистор? Назвіть його основні елементи.

2 Які принципи роботи транзистора? Яким чином включаються джерела струму в емітерне і колекторне кола транзистора?

3 Де використовуються транзистори і чим визначається їхнє широке використання? Які недоліки роботи транзисторів?

4 Які причини існування зворотного струму в *p-n*-переходах і яке значення, на ваш погляд, має вимір зворотного струму колектора?

5 Від чого залежать коефіцієнти підсилення транзистора по струму, по напрузі, по потужності? Які схеми включення транзисторів ви можете назвати і дати їм характеристику?

6 Що таке вольт-амперна характеристика транзистора і чому вона називається статичною?

7 Як можна визначити коефіцієнти підсилення по струму α і β ?

8 Яка роль транзисторів як елементів автоколивальних систем для створення незатухаючих електромагнітних коливань?

Список рекомендованої літератури

1 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики.- М.: Высш. шк., 1989.- 607с.

2 Савельев И.В. Курс общей физики.- М.: Наука, 1986. - Т.3.- 432с.

3 Ландсберг Г.С. Оптика. - М.: Наука, 1976. - 926с.

4 Яворский Б.М. Справочник по физике.- М.: Наука, 1985. - 512с.

5 Физический энциклопедический словарь /Под ред. Балдинский А.М., Введенский Б.А. (гл. ред.) и др. - М.: Сов. энциклопедия, 1988. - Т.5 - 576с.

6 Методичні вказівки до лабораторних робіт з дисципліни “Фізика”. Розділ “Хвильова оптика” /Укл. Тишкевич А.В., Тулупенко В.М., Костенко В.М. – Краматорськ: ДДМА, 2000. - 48с.

ЗМІСТ

1. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 62 Визначення радіуса кривизни лінзи допомогою кілець Ньютонна.....	3
2. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 63 Визначення довжини світлової хвилі з допомогою дифракційної решітки.....	11
3. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 64 Дослідна перевірка законів Малюса і Брюстера.....	21
4. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 71 Дослідна перевірка закону Стефана-Больцмана.....	30
5. АБОРАТОРНА РОБОТА № 74 Вивчення роботи спектроскопа і спостереження оптичних спектрів.....	40
6. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ, ЯКІ НЕОБХІДНО ВИВЧИТИ для виконання лабораторних робіт № 83 і 84	53
7. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 83 Вивчення будови і принципу роботи напівпровідникового діода.....	64
8. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 84 Вивчення роботи транзистора.....	71