

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ,
МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
ЕКОНОМІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ



Бондаренко О. О., Гоков О. М., Катрунов К. О.

ОПТИКА

Практикум
з навчальної
дисципліни
«ФІЗИКА»

Навчально-практичний посібник

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

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ЕКОНОМІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Бондаренко О. О.,

Гоков О. М.,

Катрунов К. О.

ОПТИКА

Практикум з навчальної дисципліни

«ФІЗИКА»

Навчально-практичний посібник

Харків. Вид. ХНЕУ, 2012

УДК 535(076)

ББК 22.34я73

Б81

Рецензенти: докт. техн. наук, провідний науковий співробітник Інституту сцинтиляційних матеріалів НАН України *Старжинський М. Г.*; докт. техн. наук, професор кафедри експериментальної фізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна *Лойда В. П.*

Рекомендовано до видання рішенням вченої ради Харківського національного економічного університету.

Протокол № 2 від 17.10.2011 р.

Бондаренко О. О.

Б81 Оптика, Практикум з навчальної дисципліни "Фізика" : навчально-практичний посібник / Бондаренко О. О., Гоков О. М., Катрунов К. О. – Х. : Вид. ХНЕУ, 2012. – 268 с. (Укр. мов.)

Подано основні теоретичні відомості, опис лабораторних робіт, методичні рекомендації до їх виконання, матеріал щодо закріплення знань, основні типові розрахунки, завдання і приклади їх розв'язання з розділу "Оптика" даної навчальної дисципліни.

Рекомендовано для студентів напрямів підготовки 6.050101 "Комп'ютерна наука", 6.051501 "Видавничо-поліграфічна справа" всіх форм навчання.

ISBN 978-966-676-498-3

УДК 535(076)

ББК 22.34я73

© Харківський національний економічний університет, 2012
© Бондаренко О. О.,
Гоков О. М.,
Катрунов К. О.,
2012

Вступ

Фізика є основою розвитку всіх природничих та інженерних наук, базою, на якій побудована вся сучасна цивілізація, а також, у першу чергу, експериментальною наукою: всі її досягнення починаються і закінчуються спостереженнями й експериментами. Критерієм істинності у фізиці є експеримент.

Фізика разом з електронікою має велике значення у формуванні наукового світогляду фахівця з сучасного поліграфічного обладнання. Зокрема, без знання фізики неможливо зрозуміти, глибоко засвоїти і розвивати новітні комп'ютерні технології в поліграфії і не тільки.

З іншого боку, без розуміння суті фізичних процесів, які лежать в основі будь-якого виробництва, не можна ефективно вирішувати економічні завдання щодо його оптимізації. Тому фахівець із видавничих систем і поліграфічного обладнання повинен добре знати основи фізики, вміти творчо застосовувати фізичні закономірності у своїй практичній діяльності.

Сучасні видавничі системи та поліграфічне обладнання, починаючи від найменших – офісних – і до найбільших поліграфічних виробництв, обов'язково містять у своєму складі велику кількість оптичних та оптоелектронних приладів і пристроїв. Це: монітори різного призначення та розмірів, різні індикатори роботи обладнання і технологічних процесів. Принципи побудови і роботи таких пристроїв різноманітні (але, як правило, уніфіковані), вони засновані на відомих фізичних явищах і ефектах, які досліджуються і вивчаються в розділі фізики «Оптика».

Зазначимо дисципліни, для вивчення яких даний розділ фізики є основою: цифровий технологічний друкарський процес; технологія фоторегістраційних процесів; теорія кольору; обробка графічної інформації; матеріалознавство; технології підготовки та виробництва мультимедійних видань; технології фоторегістраційних процесів; технологічні процеси видавничо-поліграфічної справи; технології електронного видавництва .

У посібнику в центрі уваги є поняття «електромагнітне поле», «оптичні явища і властивості». Ці поняття не прості і, щоб їх добре засвоїти, недостатньо знати визначення поля, потрібно вивчити його властивості. Тому спочатку пояснюється суть основних понять, а потім вивчаються основні властивості та закони.

Цей практикум призначений для більш глибокого засвоєння студентами теоретичного матеріалу, що викладається в лекціях, вироблення й розвитку практичних навичок у навчальній дисципліні. За допомогою практикуму студенти виконують лабораторні роботи з основних тем і розділів.

Розвиток і закріплення знань та навичок, як показує численний досвід, найефективніше, якщо виконання лабораторних робіт супроводжується рішенням типових і оригінальних завдань за темою, яка вивчається. Виходячи з цього й для більшої зручності та ефективності при вивченні навчальної дисципліни, в посібнику в одній книзі представлені основний теоретичний матеріал, описи лабораторних робіт, основні формули й закони, приклади розв'язання типових задач. Опис кожної лабораторної роботи також супроводжується відомостями з теорії.

Мета навчально-методичного посібника – надати допомогу студентам у вивченні розділу «Оптика» з навчальної дисципліни «Фізика».

Методичною установкою авторів було прагнення до балансу між фундаментальною строгістю і фізичною наочністю при обговоренні тих чи інших питань. Фундаментальні ідеї в посібнику викладено без використання громіздких і строгих процедур.

Автори прагнули акцентувати увагу на питаннях, які дозволяють розуміти, яке необхідно в тому чи іншому випадку апаратне та програмне рішення і чому слід віддавати перевагу даному рішенню над іншим.

Аналіз відомостей про сучасне поліграфічне обладнання і тенденціях розвитку цієї галузі дозволив авторам сформулювати базові відмітні ознаки вибору змісту, що були покладені в основу концепції даного навчального посібника.

Основою даного навчального посібника став курс лекцій з навчальної дисципліни «Фізика», який викладає у Харківському національному економічному університеті студентам магістерської підготовки, які навчаються за напрямом підготовки «видавничо-поліграфічна справа».

Навчальний матеріал у посібнику побудований відповідно до основних положень Болонського процесу навчання та сучасних стандартів вищої освіти в Україні. У його основі лежать такі принципи, як компетентність, фундаментальність, інноваційність і діяльнісний підхід.

У першій частині кожного розділу наведено основні теоретичні відомості, вивчення яких дозволяє розширити знання, викладені в лекціях, поглибити їх і якісно підготуватися до виконання лабораторних робіт і практикуму з рішення типових завдань.

Мета лабораторних завдань – надати студентам навички користування фізичними приладами; ознайомити з основами постановки експериментальних досліджень; навчити навичкам самостійних спостережень і вивчення фізичних явищ при виконанні лабораторних робіт; прищепити їм уміння узагальнювати й обробляти експериментальні дані, вільно користуватися системою одиниць СІ.

До кожної лабораторної роботи в посібнику наводяться короткі загальні теоретичні відомості про явище, яке вивчається, описи експериментальної установки і методики проведення експерименту (спостережень, вимірювань), контрольні питання для самоперевірки та список рекомендованої для вивчення літератури.

Перед виконанням лабораторних робіт студенти проходять загальний інструктаж з техніки безпеки.

Підготовку до лабораторних робіт і їх виконання рекомендується проводити таким чином:

1. До занять необхідно уважно вивчити опис лабораторної роботи. Згідно з першою частиною кожного розділу цього посібника, конспекту лекцій і, з потреби, за допомогою рекомендованої літератури, вивчити теоретичний матеріал за темою. Скласти короткий конспект виконання лабораторної роботи, яка включає схему експериментальної установки, формули для обчислення шуканих величин і таблиці для внесення в них результатів вимірювань і розрахунків.

2. Перед виконанням лабораторної роботи (як правило, на початку заняття) необхідно отримати допуск до роботи, відповівши на деякі запитання з теми роботи в процесі короткої співбесіди з викладачем.

3. Ознайомитися зі схемою експериментальної установки і вимірювальними приладами. У разі необхідності зібрати схему установки.

4. Включити експериментальну установку обов'язково в присутності викладача.

5. Провести необхідні вимірювання, результати записати в таблиці і представити викладачу.

6. Під час наступного лабораторного заняття захистити дану лабораторну роботу, маючи оформлений звіт з усіма необхідними обчисленнями, таблицями та графіками.

Практичні заняття проводяться за тематикою лекцій і служать закріпленню знань лекційного матеріалу і вдосконаленню вміння застосовувати їх до аналізу фізичних явищ та вирішенню конкретних фізичних завдань. На практичних заняттях роз'яснюються основні методи вирішення типових завдань з дисципліни.

Вивчення теми повинно завершуватися рішенням рекомендованих та контрольних завдань. Контрольні роботи дозволяють закріпити теоретичний матеріал дисципліни. Розв'язання задач в контрольних роботах є перевіркою рівня засвоєння студентом теоретичного курсу. Перед виконанням контрольної роботи студенту необхідно уважно ознайомитися з прикладами вирішення задач за даною контрольною роботою, рівняннями і формулами, а також з довідковими матеріалами [9, 10, 13 – 15]. Перш ніж приступити до вирішення тієї чи іншої задачі, студент повинен добре зрозуміти її зміст і поставлені в ній питання.

При роботі над змістом посібника був зроблений наголос на фундаментальні знання [1 – 8], що, як відомо, є основною перевагою університетської освіти. Разом з тим з огляду на той факт, що сучасна комп'ютерна техніка та електроніка, вироби яких широко застосовуються в сучасному поліграфічному устаткуванні, є галузями знань, які надзвичайно бурхливо розвиваються, автори при відборі досліджуваного матеріалу прагнули до того, щоб він відповідав сучасним вимогам і практичним завданням, які вирішуються в даний час у поліграфічній галузі.

Після вивчення розділу «Оптика» навчальної дисципліни «Фізика» студенти придбають такі професійні компетенції бакалавра напряму підготовки «Видавничо-поліграфічна справа»:

1. Професійні компетенції.

1.1. Формулювати, пояснювати і самостійно засвоювати фізичні закони та закономірності для нових принципів дії, функціональних можливостей базових вузлів устаткування, яке використовується на поліграфічному підприємстві.

1.2. Оцінювати раціональність, ефективність використовуваних форм, матеріалів, речовин, способів переміщення вузлів устаткування, поширення оптичних, звукових і електромагнітних полів з позиції законів фізики.

1.3. Давати фізико-технічну характеристику джерел енергії, електричним, магнітним, звуковим і тепловим полям, оптичним випромінюванням, які використовуються в поліграфічному і мультимедійному обладнанні.

1.4. Формулювати й пояснювати фізичні явища і закономірності, які закладені в обладнанні та технологічних операціях.

1.5. Формулювати й пояснювати методи управління поліграфічного обладнанням, звукові, оптичні і електромагнітні поля в середовищах для забезпечення високої якості кольорового друку.

1.6. Давати опис використовуваних у процесі випуску друкованої продукції явищ інтерференції і дифракції світла, фотометричних і радіаційних параметрів оптичного випромінювання, законів геометричної оптики, основних деталей та вузлів оптичних систем, джерел і приймачів випромінювання, схем їх взаємного розташування, які забезпечують високу точність накладення фарб і контроль якості друку і перенесення кольорів.

1.7. Формулювати й пояснювати схему побудови, принципу дії функціонально закінчених модулів автоматизованих систем випуску друкованої продукції, контрольно-сортувальних і проекційних оптичних систем, вимірювальних приладів, які застосовуються для виконання підготовчих операцій, управління вузлами мехатронних систем і контролю якості продукції.

1.8. Давати характеристику використовуваним в поліграфічному обладнанні оптичним і оптоелектронним компонентам, вміти оцінювати їх властивості.

1.9. Давати характеристики оптичних систем, які використовуються в калібраторах, спектрофотометрах, денситометрах та інших спеціалізованих вимірювальних пристроях, ґрунтуючись на законах геометричної оптики, явища інтерференції, дифракції, поляризації, законах випромінювання.

Розділ 1. Оптика

1. Предмет оптики. Основи фотометрії

1.1. Предмет оптики

Розділ фізики, в якому вивчаються властивості світла, його фізична природа і взаємодія з речовиною називається «Оптикою». Під світлом у фізиці розуміють електромагнітні хвилі з довжиною хвилі в діапазоні $10^{-9} - 10^{-3}$ м, який включає в себе видиме світло, ультрафіолетове та інфрачервоне випромінювання.

Фізична оптика як наука про природу світла і його властивості сформувалася приблизно наприкінці XVII століття, в основному в роботах Ньютона і Гюйгенса. Емпірично були встановлені основні закони, які виконуються у звичайних умовах: закон прямолінійного поширення світла в оптично однорідному прозорому середовищі й закон незалежності світлових променів.

Складність світлових явищ зумовила паралельне появлення і розвиток двох альтернативних механістичних теорій світла: корпускулярної і хвильової. У новій теорії Ньютона світло розглядалося як потік матеріальних частинок (корпускул), що вилітають з джерела і рухаються в однорідній речовині прямолінійно й рівномірно. Ця теорія пояснювала відоме прямолінійне поширення світла у вигляді променя, але на її основі неможливо зрозуміти спостережуване чергування темних і світлих смуг на кордоні тіні, тобто явища дифракції. У хвильовій теорії Гюйгенса світло представлялося у вигляді хвиль пружної деформації, що виникають і поширюються в гіпотетичному всепроникному середовищі – світовому ефірі. Згідно з цією теорією кожна точка фронту світлової хвилі є вторинним джерелом сферичної хвилі. Огинаючи всіх цих вторинних хвиль і являє собою фронт результуючої хвилі.

У XIX ст. Максвелл і Герц встановили електромагнітну природу оптичних явищ. Було встановлено, що світлові хвилі є окремим випадком поперечних електромагнітних хвиль. З іншого боку, дослідження випромінювання, що випускається нагрітим тілом, показали, що воно не є безперервним, а відбувається окремими порціями – квантами світла, які були названі фотонами. У сучасному уявленні фотон є цуг

електромагнітних хвиль тривалістю $\sim 10^{-8}$ с і частоти приблизно 10^{15} Гц (мова йде тільки про діапазон коливань видимого світла), що випускаються при випромінюванні атомом при його переході з одного енергетичного стану в інший стан. Тобто один фотон (квант випромінювання) містить близько 10^7 хвиль. Тому світло в різних спостережуваних явищах демонструє як хвильові, так і корпускулярні властивості. У зв'язку з цим фотон можна розглядати як матеріальну частинку, однак на відмінну від звичайних частинок речовини він має кінцеву швидкість, яка дорівнює швидкості світла c , енергію і кінцеву масу.

Відповідно до теорії відносності слід вважати, що маса спокою фотона дорівнює нулю. Зауважимо, що спостерігати спочиваючий фотон принципово неможливо: не існує такої системи відліку, щодо якої фотон спочивав би. Таким чином, світло має суперечливі корпускулярно-хвильові властивості – так званий корпускулярно-хвильовий дуалізм: в тих чи інших умовах, в певному аспекті світло виявляє одні або інші властивості: або хвильові, або корпускулярні.

1.2. Основи фотометрії

1.2.1. Основні фотометричні величини

Відповідно до ГОСТ 26148-84 світлові величини позначаються тими самими літерами, що і відповідні їм енергетичні величини випромінювань. Відрізняються позначення тільки індексами: e – для енергетичних величин та v – для світлових. Але в позначеннях світлових величин індекс v дозволяється опускати в тих випадках, коли це не може призвести до непорозумінь.

Світловий потік. Поняття світлового потоку вводиться аналогічно потоку енергії. Як відомо під потоком енергії через деяку поверхню розуміють кількість енергії, що пройшла через дану поверхню в одиницю часу. У разі світла вводиться аналогічне поняття – світловий потік. Під світловим потоком розуміється кількість світлової енергії, яка пройшла через дану поверхню в одиницю часу.

Світловий потік прийнято вимірювати в спеціальних одиницях, званих люменами. Як і потік енергії, світловий потік можна вимірювати у ватах.

Світловий потік Φ_v , що випускається ізотропним точковим джерелом світла в межах тілесного кута Ω , у вершині якого знаходиться джерело, виражається формулою:

$$\Phi_v = I \Omega, \quad (1.1)$$

де I – сила світла джерела;

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\zeta);$$

ζ – кут між віссю конуса і його утворюючої.

Повний світловий потік, що випускається ізотропним точковим джерелом світла обчислюється так:

$$\Phi_0 = 4\pi I. \quad (1.2)$$

Сила світла. Часто виникає необхідність визначити величину світлового потоку, що випромінюється в одиничному тілесному куті. З цією метою для точкового джерела вводиться фотометричне поняття сили світла.

Під силою світла розуміється величина світлового потоку, що випромінюється точковим джерелом в одиничному тілесному куті. Якщо в тілесному куті $d\Omega$ випромінюється світловий потік $d\Phi$, то сила світла в даному напрямку буде:

$$I = d\Phi / d\Omega. \quad (1.3)$$

У загальному випадку сила світла є величиною, що залежить від напрямку. Джерела в цьому випадку називаються анізотропними.

У разі, якщо сила світла не залежить від напрямку, джерела називаються ізотропними. Для ізотропних джерел сила світла визначається так:

$$I = \Phi / 4\pi. \quad (1.4)$$

Сила світла будь-якого елемента поверхні *косинусного випромінювача*:

$$I = I_0 \cos \varphi, \quad (1.5)$$

де φ – кут між нормаллю до елемента поверхні і напрямком спостереження;

I_0 – сила світла елемента поверхні у напрямку нормалі до цього елемента.

Яскравість. Випромінювання точкового джерела в даному напрямку характеризується силою світла. З метою аналогічної характеристики протяжного джерела вводиться поняття сили світла одиниці видимої поверхні – яскравість.

Яскравість у даному напрямку визначається величиною світлового потоку, що випромінюється з одиниці видимої в даному напрямку поверхні в одиницю тілесного кута $d\Omega$. Іншими словами, вона чисельно дорівнює силі світла в даному напрямку, що створюється одиницею площі видимої поверхні джерела. Під видимою площею поверхні, яка світиться, розуміють проекцію площі поверхні $d\sigma$, що світиться в напрямку, перпендикулярному до осі пучка:

$$B_\varphi = d^2\Phi / d\Omega d\sigma \cdot \cos \varphi, \quad (1.6)$$

де φ – кут між віссю виділеного світлового пучка і зовнішньою нормаллю до поверхні.

Яскравість джерела може бути різною в різних напрямках. Однак зустрічаються джерела світла (Сонце, абсолютно чорні тіла, освітлювана стороннім джерелом матова поверхня та ін.), для яких величина B_φ не залежить від напрямку спостереження, тобто $B_\varphi = B = \text{const}$. У цьому випадку потужність випромінювання, а отже, і сила світла джерела пропорційні косинусу кута з нормаллю. Подібна залежність потужності випромінювання від φ носить назву закону Ламберта. Джерела, що підкоряються цьому закону, називаються ламбертовими.

Світність. Часто доводиться стикатися з сумарним випромінюванням джерела, а не з випромінюванням у даному напрямку. У таких випадках джерела характеризуються ще однією світловою величиною, званою світність.

Світність вимірюється величиною повного світлового потоку, що випромінюється з одиниці площі за найрізноманітнішими напрямками, тобто:

$$R = d\Phi / d\sigma, \quad (1.7)$$

де $d\Phi$ – світловий потік, який випромінюється з площі всередині тілесного кута 2π .

Світність та яскравість є взаємно пов'язаними фотометричними величинами. Не важко встановити зв'язок між ними.

$$R = 2\pi \int_0^{\pi/2} B_\varphi \cos \varphi \sin \varphi d\varphi. \quad (1.8)$$

Для ламбертових джерел $B_\varphi = B$, отже,

$$R = \pi B. \quad (1.9)$$

Слід зазначити, що освітлені поверхні, які не є самостійними світловими джерелами, можна формально характеризувати за допомогою вище введених величин яскравості і світності.

Освітленість. Освітленість E вимірюється відношенням світлового потоку, який падає на дану поверхню, до величини площі розглянутої поверхні, тобто:

$$E = d\Phi / d\sigma. \quad (1.10)$$

Виходячи з формули (1.10), визначимо освітленість, що створюється точковим джерелом. Будемо вважати потік, що виходить від точкового джерела, рівномірним в усіх напрямках. Оскільки $d\Phi = I d\Omega$ і $d\Omega = d\sigma \cos \varphi / r^2$, то:

$$E = I \cos \varphi / r^2, \quad (1.11)$$

де φ – кут між зовнішньою нормаллю до поверхні і напрямком світлового потоку (віссю конуса, в межах якого поширюється світлова енергія).

Освітленість є фотометричною величиною, що відноситься тільки до поверхні, яка освітлюється.

1.2.2. Одиниці виміру світлових величин

Людське око по-різному сприймає електромагнітне випромінювання з різними довжинами хвиль. Найбільш добре око бачить світло в області $\lambda = 555$ нм (жовто-зелене світло). Тому історично були введені спеціальні фотометричні одиниці виміру, що відображають сприйняття світла саме людським оком (у різних людей різна світлочутливість).

Як еталон випромінювання було вибрано випромінювання абсолютно чорного тіла (сажа) при температурі затвердіння хімічно чистої платини Pt: $T = 2042,5$ К.

Випромінювання, що йде нормально до поверхні такого тіла з ділянки площею $1/60$ см² = 1,66666 ... мм² створює силу світла в одну кандел [1 кд].

Раніше в якості основної фотометричної величини була прийнята сила світла, яка вимірюється у свічах (св).

Свіча – $1/60$ сили світла одного квадратного сантиметра повного випромінювача (абсолютно чорного тіла, яке повністю поглинає всю падаючу на нього енергію випромінювання) при температурі затвердіння платини ($2042,5^0$ К) у напрямку нормалі до випромінюючої поверхні.

Кандела – це основна світлотехнічна одиниця. Вона вимірює силу світла, видиму оку (а око один і той же предмет, що світиться, в різних умовах бачить по-різному).

Для довжини хвилі $\lambda = 555$ нм сила світла 1 кд = енергетичної сили світла 683 Вт/ср. Енергетичні та світлотехнічні характеристики порівнюються при довжині хвилі 555 нм.

Для інших довжин хвиль око бачить меншу силу світла.

Тому всі світлотехнічні величини, пов'язані із зоровим сприйняттям людини, у всіх фотометричних законах вживаються без слова "енергетична" і виражаються через канделу.

Усі інші фотометричні величини є похідними. Виходячи з одиниці сили світла, можна визначити одиниці вимірювання інших величин.

Світловий потік $\Phi = \int I d\Omega$ [лм] – люмен – це потік світла в межах тілесного кута в один стерадіан при силі світла в 1 кд: 1 лм = 1 кд ср.

Світність $R = \frac{d\Phi}{ds}$ [лм/м²] – світловий потік, що приходить з 1м²

поверхні, що світиться (раніше - радлюкси, радфоти)

Освітленість $E = \frac{d\Phi}{ds}$ [1 люкс = 1 лк = 1лм/м²] (раніше – фот).

Яскравість $B = \frac{d\Phi}{d\Omega ds \cos\theta}$ [кд/м²] – яскравість джерела, кожен

квадратний метр поверхні якого має в даному напрямку силу світла в одну канделу (раніше 1стільб = 1кд/см²).

Люмен – світловий потік, що випромінюється точковим ізотропним джерелом з силою світла, яка дорівнює одній канделі, в тілесний кут величиною в один стерадіан.

Часто виникає необхідність вимірювати фотометричні величини в енергетичних одиницях. Для цього достатньо перейти від світлового потоку до енергетичного. Користуючись відомими співвідношеннями між фотометричними величинами, легко встановити енергетичну одиницю виміру для кожної з них.

На практиці часто доводиться висловлювати світловий потік через одиниці потужності. З цієї причини виникає необхідність встановити зв'язок між люменів і Ватто. Слід зазначити, що такий зв'язок через специфічність фізіологічного впливу світла не є універсальним, оскільки світло різних довжин хвиль при однаковому потоці енергії викликає різне зорове відчуття. Тому залежно від довжини хвилі одному люмен відповідають різні потужності. Чутливість людського ока помітно змінюється залежно від довжини хвилі випромінювання, що падає. Найбільша чутливість для нормальних (не страждають дефектами зору) очей спостерігається при довжині хвилі $\lambda = 555$ нм. Однакова кількість променистої енергії інших (як великих, так і малих) довжин хвиль викликає порівняно менше відчуття. Світло з довжинами хвиль, меншими 400 нм і більшими 760 нм абсолютно не викликає зорового відчуття незалежно від інтенсивності. З цієї причини частина шкали електромагнітних хвиль в інтервалі від 400 нм до 760 нм називається видимою областю.

Як показали відповідні вимірювання, крива чутливості ока (функція видності) зображається колоподібною кривою з різко вираженим максимумом при довжині хвилі 555 нм, що спадає до нуля в бік червоного та фіолетового світла. Максимум функції видності, умовно прийнятий

рівним одиниці, відповідає довжині хвилі $\lambda = 555$ нм. Тому доцільно знайти зв'язок між люменом та ватом при цій довжині хвилі. При довжині хвилі $\lambda = 555$ нм світловому потоку в 1 лм відповідає потужність 0,0016 Вт або $1 \text{ Вт} (\lambda = 555 \text{ нм}) = 650 \text{ лм}$. Для встановлення аналогічної зв'язку при довільній довжині хвилі у видимій області потрібно користуватися функцією видимості v_h , табличні значення якої можна знайти в довідниках: $1 \text{ Вт} (\lambda) = 650 v_h \text{ лм}$.

1.2.3. Методи (принципи) фотометрії

Розділ оптики, що займається вимірами світлових величин, називається фотометрією.

Існують два загальних методи фотометрії: 1) візуальна фотометрія, у якій при вирівнюванні механічними або оптичними засобами яскравості двох полів порівняння використовується здатність людського ока відчувати відмінності в яскравості; 2) фізична фотометрія, в якій для порівняння двох джерел світла використовуються різні приймачі світла іншого роду – вакуумні фотоелементи, напівпровідникові фотодіоди та ін. При обох методах для того щоб результати мали універсальну значимість, умови спостереження (або роботи приладів) повинні бути такими, щоб фотометр реагував на різні довжини хвиль у точній відповідності зі "стандартним спостерігачем". Важливо також, щоб світловий вихід лампи не змінювався в ході вимірювань.

Прилади, пристосовані для вимірювання сили світла або світлових потоків різних джерел, називаються фотометрами. За принципом реєстрації фотометри бувають двох типів: суб'єктивні (візуальні) і об'єктивні.

Суб'єктивні фотометри

В основі суб'єктивних фотометрів лежить зорове спостереження. Воно засноване на тому, що відчуття яскравості є монотонною функцією енергії світла, що падає. Отже, якщо два різних джерела світла, однакових за спектральним складом, викликають в оці однакові відчуття яскравості, то вони посиляють в нього однакові енергії. Цей факт лежить в основі так званих візуальних фотометрів рівній яскравості. У фотометрах рівної яскравості два майданчики, що межують, висвітлюються кожен окремим джерелом. Змінюючи відстань до одного з джерел, дома-

гаються однакової освітленості прилеглих один до одного полів. У цьому випадку кожен з джерел посилає на одиницю поверхні освітлюваного ним поля однаковий потік енергії. Виходячи з цього, за допомогою візуальних фотометрів можна визначити силу світла деякого джерела в даному напрямку, якщо відома сила світла, яка принята як еталон іншого джерела. Аналогічним чином можна визначити світловий потік, що посланий джерелом у різних напрямках, а отже, і повний світловий потік джерела.

Щоб уникнути додаткових спотворень отриманих результатів, майданчики фотометра висвітлюються під одними і тими ж кутами. Те ж саме відноситься і до кутів спостереження цих порівнюваних площ.

Для визначення повного світлового потоку застосовується так званий сферичний фотометр.

Для досягнення однакової освітленості порівнюваних майданчиків за допомогою двох різних джерел користуються різними приладами та застосовуються різні методи. Вибір того чи іншого методу обумовлюється конкретною постановкою завдання.

Назвемо деякі методи визначення фотометричних величин.

Використання закону зворотних квадратів. В основі найпростішого методу визначення сили світла лежить закон зворотної пропорційності освітленості квадрата відстані між точковим джерелом і освітлюваною ним поверхнею. При використанні цього методу слід взяти до уваги, що закон зворотних квадратів застосуємо для точкових джерел. Крім того, цей метод практично менш вигідний при порівнянні джерел, потужності яких різко відрізняються.

Використання ослаблювачів освітлення. Як відомо, сутність методу визначення сили світла зводиться до вирівнювання освітленості поверхонь, що освітлюються джерелами різної сили світла. Отже, різні методи будуть відрізнятися один від одного способами ослаблення освітленості, що створюються сильнішими джерелами. У цьому методі вимірювання застосовуються ослаблювачі змінної товщини. Клиноподібні ослаблювачі здатні ковзати по поверхням, що є дотичними один до одного. При цьому змінюється товщина області, крізь яку проходить випромінювання від більш сильного джерела. Досягнувши потрібної товщини, де відбувається поглинання, можна домогтися необхідної освітленості розглянутої поверхні. Очевидно, що застосовувані ослаб-

лювачі повинні бути нейтральні до білого світла, тобто вони мають однаковою мірою поглинати світло різної довжини хвилі.

Більш досконалим візуальним фотометром є *фотометр Люммера – Бродхуна*, основною частиною якого є скляний *кубик Люммера*, що складається з 2-х призм із оптичним контактом між ними. Фотометр Люммера – Бродхуна дозволяє направляти в один бік промені від двох різних джерел світла для порівняння їх сили світла.

Об'єктивні фотометри

Визначення фотометричних величин в об'єктивних фотометрах базується на електричних й фотографічних методах.

У фотографічному методі виходять з того, що ступінь потемніння фотопластинки пропорційний кількості світлової енергії, що падає на неї.

Принцип роботи електрофотометра заснований на електричній дії світла (фотоелементи, фотопідсилювачі, фотоопору та ін.). Найпростіший фотоелектричний фотометр складається з фотоелемента і з'єданого з ним високочутливого гальванометра. Якщо виміряти електрострум, що створюється дією світла, то можна обчислити освітленість поверхні фотометра. Проградувавши гальванометр безпосередньо в люксах, можна отримати величину освітленості. В якості фотопідсилювачів можуть бути використані так звані фотоелектронні підсилювачі (ФЕП). Вибір того чи іншого ФЕП обумовлений спектральним складом вимірюваного світлового потоку.

Об'єктивні фотометри вільні від багатьох недоліків, що властиві візуальним фотометрам. Перевагою об'єктивного фотометра є можливість його використання також у невидимій частині спектра (в ультрафіолетовій та інфрачервоній), що призводить до більш широкого їх застосування в порівнянні з суб'єктивними фотометрами.

1.3. Приклади рішення задач

1. Люмінесцентна циліндрична лампа діаметром $d = 2,5$ см і довжиною $l = 40$ см створює на відстані $r = 5$ м в напрямку, перпендикулярному осі лампи, освітленість $E_v = 2$ лк. Приймаючи лампу за косинусний випромінювач, визначити; 1) силу світла I в даному напрямку; 2) яскравість B ; 3) світність R лампи.

Дано: $d = 2,5$ см = $2,5 \times 10^{-2}$ м; $l = 40$ см = 40×10^{-2} м; $r = 5$ м; $E_v = 2$ лк.

Визначити: I ; B ; R .

Рішення. 1. Більший з двох розмірів лампи – довжина – в 12 разів менша за відстань, на якій виміряна освітленість.

Отже, для обчислення сили світла в даному напрямку можна прийняти лампу за точкове джерело і застосувати формулу:

$$E = I/r^2, \text{ звідки } I = Er^2.$$

Підставивши значення величин в цю формулу і провівши обчислення, отримаємо: $I = 25$ кд.

2. Для обчислення яскравості застосуємо формулу:

$$B = I/a,$$

де a – площа проекції протяжного джерела світла на площину, перпендикулярну напрямку спостереження.

У разі циліндричної люмінесцентної лампи проекція має форму прямокутника довжиною l і шириною d . Отже,

$$B = I / (ld).$$

Провівши обчислення за цією формулою, знайдемо: $B = 2,5$ ккд/м².

3. Оскільки люмінесцентну лампу можна вважати косинусним випромінювачем, то її світність: $R = \pi L = 7,9$ клк.

Відповідь: $I = 25$ кд; $B = 2,5$ ккд/м²; $R = 7,9$ клк.

2. Спіраль електричної лампочки з силою світла 1000 кд вкладена в матову сферичну колбу діаметром 20 см. Знайти світловий потік, випромінюваний цим джерелом світла, світність і яскравість джерела світла, а також освітленість, світність та яскравість екрана, на який падає 10 % світлового потоку, випромінюваного джерелом світла. Коефіцієнт відбиття світла поверхнею екрана $\rho = 0,8$. Площа екрана дорівнює 0,25 м². Вважати, що поверхня екрана розсіює світло за законом Ламберта.

Дано: $I = 1000$ кд; $d = 20$ см = 20×10^{-2} м; $\Phi_e = 0,1$ Ф; $\rho = 0,8$; $S = 0,25$ м².

Визначити: Φ ; R ; B ; E ; R_e ; B_e .

Рішення. Світловий потік Φ , випромінюваний в усі сторони джерелом світла, пов'язаний з силою світла I цього джерела співвідношенням:

$$\Phi = 4\pi I,$$

де $I = 103$ кд, отже, $\Phi = 1,26 \times 10^4$ лм.

Світність джерела світла

$$R = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2},$$

де r – радіус колби.

Підставляючи числові дані, знайдемо

$$R = 10^5 \text{ лм/м}^2.$$

Яскравість джерела світла:

$$B = \frac{I}{\Delta S'},$$

де $\Delta S'$ – видимий майданчик поверхні, що світиться.

У нас $\Delta S' = \pi r^2$, де r – радіус колби, тоді

$$B = \frac{I}{\pi r^2} = \frac{1000}{\pi(0,1)^2} = 3,18 \times 10^4 \text{ кд/м}^2.$$

За умовою задачі на екран падає світловий потік $\Phi_e = 0,1 \Phi = 1,26 \times 10^3$ лм. Тоді освітленість екрана

$$E = \frac{\Phi_e}{S_e} = \frac{1,26 \times 10^3}{0,25} = 5 \times 10^3 \text{ лк.}$$

Світність екрана

$$R_e = \rho \frac{\Phi_e}{S_e} = \rho E = 0,8 \times 5 \times 10^3 = 4 \times 10^3 \text{ лм/м}^2.$$

Яскравість екрана

$$B_e = \frac{R}{\pi} = 1,3 \times 10^3 \text{ кд/м}^2.$$

Відповідь: $\Phi = 1,26 \times 10^4$ лм; $R = 10^5$ лм/м²; $B = 3,18 \times 10^4$ кд/м²;
 $E = 5 \times 10^3$ лк; $R_e = 4 \times 10^3$ лм/м²; $B_e = 1,3 \times 10^3$ кд/м².

3. Світлова віддача 100-ватної електричної лампочки 18,8 лм/Вт. Лампа посилає в навколишній простір щогодини 12 кДж світлової енергії. Визначити силу світла електролампи та механічний еквівалент її світла.

Дано: $\eta = 18,8$ лм/Вт, $N = 100$ Вт, $W = 12$ кДж = 12×10^3 Дж.

Визначити: I ; A .

Рішення. Світловий потік Φ , що випромінює в усі боки джерелом світла, визначається співвідношенням:

$$\Phi = 4\pi I.$$

Оскільки $\eta = \Phi / N$, то $\eta = 4\pi I / N$, звідки знаходимо силу світла електролампи:

$$I = \eta N / 4\pi.$$

Підставляючи числові значення, маємо: $I = 150$ кд.

Механічний еквівалент світла даної лампи:

$$A = N_1 / \Phi = W / (t \Phi) = W / (t \eta N).$$

Підставляючи числові значення, маємо: $A = 0,0018$ Вт/лм.

Відповідь: $I = 150$ кд, $A = 0,0018$ Вт/лм.

1.4. Завдання для самостійного рішення

1.4.1. Визначити силу світла I точкового джерела, повний світловий потік Φ якого дорівнює 1 лм. [0,08 кд]

1.4.2. Лампочка, що споживає потужність $P = 75$ Вт, створює на відстані $r = 3$ м при нормальному падінні променів освітленість $E = 8$ лк.

Визначити питому потужність p лампочки (у ватах на канделу) і світлову віддачу η лампочки (в люменах на ват). [1,04 Вт/кд; 12,1 лм/Вт]

1.4.3. У вершині конуса знаходиться точкове джерело світла, який посилає всередині конуса світловий потік $\Phi = 76$ лм. Сила світла I джерела дорівнює 120 кд.

Визначити тілесний кут ω і кут розчину 2υ конуса. [0,633 ср; 52°]

1.4.4. Яку силу струму I покаже гальванометр, приєднаний до селенового фотоелемента, якщо на відстані $r = 75$ см від нього помістити лампочку, повний світловий потік Φ_0 якої дорівнює 1,2 клм? Площа робочої поверхні фотоелемента є 10 см^2 , чутливість $I = 300 \text{ мкА/лм}$. [5,09 мкА]

1.4.5. Лампочка силою світла $I = 80$ кд знаходиться на відстані $a = 2$ м від збиральної лінзи з діаметром $d = 12$ см і головною фокусною відстанню $f = 40$ см. Лінза дає на екрані, розташованому на відстані $b = 30$ см від лінзи, круглу світлу пляму.

Знайти освітленість E екрана на місці цієї плями. Поглинанням світла в лінзі знехтувати. [125 лк]

1.4.6. При друкуванні фотознімка негатив висвітлювався протягом $t_1 = 3$ с лампочкою силою світла $I_1 = 15$ кд з відстані $r_1 = 50$ см.

Визначити час t_2 , протягом якого потрібно висвітлювати негатив лампочкою силою світла $I_2 = 60$ кд з відстані $r_2 = 2$ м, щоб отримати відбиток з такою ж мірою почорніння, як і в першому випадку. [12 с]

1.4.7. На висоті $h = 3$ м над землею і на відстані $r = 4$ м від стіни висить лампа силою світла $I = 100$ кд.

Визначити освітленість E_1 стіни і E_2 горизонтальної поверхні землі у лінії їх перетину. [3,2 лк; 2,4 лк]

1.4.8. На щоглі висотою $h = 8$ м висить лампа силою світла $I = 1$ кд. Приймаючи лампу за точкове джерело світла, визначити, на якій відстані l від основи щогли освітленість E поверхні землі дорівнює 1 лк. [18,3 м]

1.4.9. Над центром круглого столу висить лампа. Освітленість E_1 в центрі стола дорівнює 40 лк, E_2 на краю стола дорівнює 5 лк. Під яким кутом φ падають промені на край стола? [60°]

1.4.10. Над центром круглого столу радіусом $r = 80$ см на висоті $h = 60$ см висить лампа силою світла $I = 100$ кд. Визначити:

- 1) освітленість E_1 в центрі столу;
- 2) освітленість E_2 на краю стола;
- 3) світловий потік Φ , що падає на стіл;
- 4) середню освітленість $\langle E \rangle$ столу. [278 лк, 60 лк; 251 лк; 125 лк]

1.4.11. На якій висоті h над центром круглого столу радіусом $r = 1$ м потрібно повісити лампочку, щоб освітленість на краю стола була максимальною? [0,707 м]

1.4.12. Отвір у корпусі ліхтаря закрито плоским молочним склом розміром 10x15 см. Сила світла I ліхтаря в напрямку, що складає кут $\varphi = 60^\circ$ з нормаллю, дорівнює 15 кд.

Визначити яскравість B скла. [2 ккд/м²]

1.4.13. Обчислити та порівняти між собою сили світла розпеченої металевої кульки яскравістю $B_1 = 3$ мкд/м² та кульового світильника яскравістю $B_2 = 5$ ккд/м², якщо їх діаметри d_1 і d_2 відповідно дорівнюють 2 мм і 20 см. [9,4 кд; 157 кд; сила світла світильника більше в 16,7 раза]

1.4.14. Світильник з молочного скла має форму кулі діаметром $d = 20$ см. Сила світла I кулі дорівнює 80 кд. Визначити повний світловий потік Φ , світність R і яскравість B світильника. [1 клм, 8 клк, 2,5 ккд/м²]

1.4.15. Сонце, перебуваючи поблизу зеніту, створює на горизонтальній поверхні освітленість $E = 0,1$ Млк. Діаметр Сонця видно під кутом $\alpha = 32'$. Визначити видиму яскравість B Сонця. [$1,47 \times 10^9$ кд/м²]

1.4.16. Довжина l розпеченій добіла металевої нитки дорівнює 30 см, діаметр $d = 0,2$ мм. Сила світла I нитки в перпендикулярному їй напрямку дорівнює 24 кд.

Визначити яскравість B нитки. [400 ккд/м²]

1.4.17. Світловий конус має однакову у всіх напрямках яскравість $B = 2$ ккд/м². Підстава конуса не світиться. Діаметр d підстави дорівнює 20 см, висота $h = 15$ см.

Визначити силу світла I конуса у напрямках: 1) вздовж осі, 2) перпендикулярному осі. [63 кд, 30 кд]

1.4.18. На висоті $h = 1$ м над горизонтальною площиною паралельно їй розташований невеликий диск, що світиться. Сила світла I_0 диска в напрямку його осі дорівнює 100 кд. Беручи диск за точкове джерело з косинусним розподілом сили світла, знайти освітленість E горизонтальної площини в точці А, віддаленій на відстань $r = 3$ м від точки, розташованій під центром диска. [1 м]

1.4.19. Визначити освітленість E , світність R і яскравість B кіноекрана, який рівномірно розсіює світло у всіх напрямках, якщо світловий потік Φ , що падає на екран з об'єктива кіноапарата (без кінострічки), дорівнює 1,75 клм. Розмір екрана 5x3,6 м, коефіцієнт відбиття $\rho = 0,75$. [97 лк; 73 лк, 23 кд/м²]

1.4.20. На якій висоті h потрібно повісити лампочку силою світла $I = 10$ кд над листом матовою білого паперу, щоб яскравість B папери дорівнювала 1 кд/м², якщо коефіцієнт відбиття ρ паперу дорівнює $0,8$? [1,6 м]

1.4.21. Освітленість E поверхні, покритої шаром сажі, дорівнює 150 лк, яскравість B однакова в усіх напрямках і дорівнює 1 кд/м². Визначити коефіцієнт відбиття ρ сажі. [0,021]

1.4.22. Купол, що рівномірно світиться, має вигляд півсфери, яка спирається на горизонтальну поверхню. Визначити освітленість в центрі цієї поверхні, якщо яскравість купола дорівнює B і не залежить від напрямку. [$E = \pi B$]

1.4.23. Ламбертовське джерело має вигляд нескінченної площини. Його яскравість дорівнює B . Знайти освітленість майданчика, який розташовано паралельно даному джерелу. [$E = \pi B$]

1.4.24. Над столом знаходиться світильник – плоский горизонтальний диск радіусом $r = 25$ см. Відстань від нього до поверхні столу $h = 75$ см. Освітленість столу під центром світильника $E_0 = 70$ лк.

Знайти світність цього джерела, вважаючи його ламбертовським. [700 лм/м²]

1.4.25. Світильник, що має вигляд сфери радіуса $r = 6,0$ см, яка рівномірно світиться, знаходиться на відстані $h = 3,0$ м від підлоги. Яскравість світильника $B = 2,0 \times 10^4$ кд/м² і не залежить від напрямку.

Знайти освітленість підлоги безпосередньо під світильником. [25 лк]

1.4.26. Світло від електричної лампочки з силою світла $I = 200$ кд падає під кутом $\alpha = 45^\circ$ на робоче місце, створюючи освітленість $E = 141$ лк.

На якій відстані від робочого місця знаходиться лампочка? На якій висоті h від робочого місця вона висить? [$r = 1$ м; $h = 0,71$ м]

1.4.27. Лампа, що підвішена до стелі, дає в горизонтальному напрямку силу світла $I = 60$ кд. Який світловий потік Φ падає на картину площею $S = 0,5$ м², що висить вертикально на стіні на відстані $r = 2$ м від лампи, якщо на протилежній стіні знаходиться велике дзеркало на відстані $a = 2$ м від лампи? [$\Phi = 8,34$ лм]

1.4.28. Велике креслення фотографують спочатку цілком, потім окремі його деталі в натуральну величину. У скільки разів треба збільшити час експозиції при фотографуванні деталей? [У 4 рази]

1.4.29. 21 березня, в день весняного рівнодення, на Північній Землі Сонце стоїть опівдні під кутом $\alpha = 10^\circ$ до горизонту. У скільки разів освітленість майданчика, який поставлений вертикально, буде більша, ніж освітленість горизонтального майданчика? [У 5,7 раза]

1.4.30. Над центром круглого столу діаметром $D = 2$ м висить лампа з силою світла $I = 100$ кд.

Знайти зміну освітленості E краю стола при поступовому підйомі лампи в інтервалі $0,5 \leq h \leq 0,9$ м через кожні 0,1 м. Побудувати графік $E = f(h)$.

1.4.31. Предмет при фотографуванні висвітлюється електричною лампою, яка розташована від нього на відстані $r_1 = 2$ м. У скільки разів треба збільшити час експозиції, якщо цю ж лампу відсунути на відстань $r_2 = 3$ м від предмета? [У 2,25 раза]

1.4.32. Знайти освітленість E на поверхні Землі, що спричинюється сонячними променями, що нормально падають. Яскравість Сонця $I = 1,2 \times 10^9$ кд/м². [$E = 8 \times 10^4$ лк]

1.4.33. Спіраль електричної лампочки з силою світла $I = 100$ кд вкладається в матову сферичну колбу діаметром: а) $d = 5$ см; б) $d = 10$ см.

Знайти світність R і яскравість B лампи. Втратою світла в оболонці колби знехтувати. [а) $R = 1,6 \times 10^5$ лм/м²; $B = 5,1 \times 10^4$ кд/м²; б) $R = 4 \times 10^4$ лм/м²; $B = 1,27 \times 10^4$ кд/м²]

1.4.34. Лампа, в якій тілом, що світиться, служить розжарена кулька діаметром $d = 3$ мм, дає силу світла $I = 85$ кд.

Знайти яскравість B лампи, якщо сферична колба лампи зроблена: а) з прозорого скла; б) з матового скла. Діаметр колби $D = 6$ см. [а) $B = 1,2 \times 10^7$ кд/м²; б) $B = 3 \times 10^4$ кд/м²]

1.4.35. Аркуш паперу площею $S = 10 \times 30$ см² освітлюється лампою з силою світла $I = 100$ кд, причому на нього падає 0,5 % усього світла, що посилається лампою. Знайти освітленість E аркуша паперу. [$E = 210$ лк]

1.4.36. На трьох стовпах, розташованих на прямій на відстані 20 м один від одного, підвішені на висоті 4 м над рівнем землі електричні лампи по 1000 Вт

Визначити освітленість у точці землі під першим стовпом, якщо світлова віддача лампи дорівнює 15 лм/Вт. Яку частку у відсотках від освітленості лампи на даному стовпі становить освітленість від лампи на другому і третьому стовпах? [$E = 75$ лк, 0,75 %, 0,1 %]

1.4.37. Повний світловий потік 100-ватної лампи дорівнює 1884 лм. Знайти силу світла і світлову віддачу лампи. [150 кд, 18,8 лм/Вт]

1.4.38. Електролампа, що випромінює повний світловий потік 1256 лм, розташована в конусі, з якого виходить світловий потік 80 лм.

Знайти силу світла лампи і тілесний кут конуса. [100 кд, 0,8 ср]

1.4.39. Спіраль електричної лампочки з силою світла 1000 кд вкладається в матову сферичну колбу діаметром 20 см.

Визначити світловий потік, який випромінюється цим джерелом світла, світність й яскравість екрана, на котрий падає 10 % світлового потоку, що випромінюється цим джерелом. Коефіцієнт відбиття світла поверхнею екрана 0,8. Площа екрана дорівнює 0,25 м². Вважати, що поверхня екрана розсіює світло за законом Ламберта. [$\Phi = 1,26 \times 10^4$ лм; $R = 4 \times 10^3$ лм/м²; $B = 1,3 \times 10^3$ кд/м²]

Контрольні запитання

1. Поясніть поняття: «фотон».
2. Що означає поняття корпускулярно-хвильовий дуалізм в оптиці?
3. Що розуміється під світловим потоком?
4. Наведіть і поясніть фотометричне поняття сили світла.
5. Що таке яскравість? Як визначається яскравість у даному напрямку?
6. Що таке світність?
7. Що таке освітленість? У яких одиницях вона вимірюється і до чого відноситься?
8. Наведіть і поясніть основні одиниці виміру світлових величин.
9. Поясніть поняття: «функція видимості».
10. Поясніть, як встановлюється зв'язок між одиницями люмен і ват.
11. Які прилади називають фотометрами?
12. Поясніть, які за принципом реєстрації бувають фотометри?
13. Поясніть принципи роботи фотометрів.
14. Назвіть і поясніть відомі вам методи визначення фотометричних величин.
15. У яких одиницях вимірюється світловий потік?
16. Як пов'язані світність та яскравість?

2. Геометрична оптика

2.1. Основні поняття геометричної оптики

Геометрична оптика – це наближений розгляд поширення світла у припущенні, що світло поширюється вздовж деяких ліній – променів (часто називають променевою оптикою). У цьому наближенні нехтують скінченністю довжин хвиль світла, вважаючи, що $\lambda \rightarrow 0$.

Геометрична оптика дозволяє в багатьох випадках досить добре розрахувати оптичну систему. Але в ряді випадків реальний розрахунок оптичних систем потребує врахування хвильової природи світла, розрахунок у рамках геометричної оптики дає наближений результат, іноді неправильний навіть на якісному рівні.

У геометричній оптиці досліджується поширення променів світла та їх перетворення на межах розділу середовищ, не з'ясовуючи природи цих променів. При цьому світловий промінь представляється як нескінченно тонка лінія, вздовж якої поширюється промениста енергія.

2.2. Основні закони геометричної оптики

2.2.1. Закон прямолінійного поширення світла

Закон прямолінійного поширення світла стверджує, що **в однорідному середовищі світло поширюється прямолінійно.**

Якщо середовище неоднорідне, тобто його показник заломлення змінюється від точки до точки, або $n = n(\vec{r})$, то світло не буде поширюватися за прямою. При наявності різких неоднорідностей, таких, як отвори в непрозорих екранах, межі цих екранів, спостерігається відхилення світла від прямолінійного поширення.

2.2.2. Закон незалежності світлових променів

Цей закон стверджує, що **промені при перетині не обурюють один одного.** При великих інтенсивностях цей закон не дотримується, відбувається розсіяння світла на світлі.

2.2.3. Закони відбиття і заломлення світла. Повне відбиття

Закони відбиття і заломлення стверджують, що на межі розділу двох середовищ відбувається відображення й переломлення світлового променя. Відбитий і заломлений промені лежать в одній площині з променем, що падає і перпендикуляром, відновленим до кордону розділу в точці падіння.

Експериментально встановлено два закони відбиття світла від плоского кордону, як-от:

Промінь світла А, що падає на площину межі розділу двох середовищ, перпендикуляр до цієї площини в точці О падіння променя і промінь В, відбитий від межі, лежать в одній площині, що зветься площиною падіння (рис. 2.1).

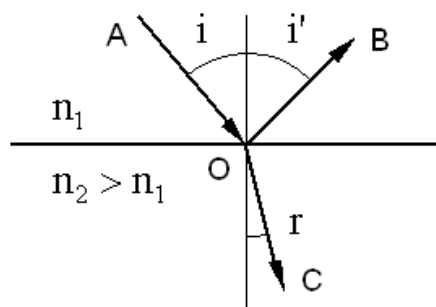


Рис. 2.1. До закону відбиття світла

Кут $0 \leq i \leq \pi/2$ між променем А, що падає, і перпендикуляром до площини розділу середовищ, який називається кутом падіння, дорівнює куту відбиття між відбитим променем В і перпендикуляром до цієї площини:

$$i = i'. \quad (2.1)$$

При відображенні від ідеально плоского кордону розділу середовищ спостерігається так зване *дзеркальне відображення*. Воно виявляється в тому, що пучок паралельних світлових променів, який падає на неї, відбивається від неї також у вигляді пучка паралельних променів. При цьому сама поверхня, що відбиває, невидима, а видно тільки джерела світла. У разі шорсткої поверхні відбиття від неї має дифузний характер (*розсіяне відбиття*).

При переході променя світла з одного середовища в інше на плоскій межі їх розділу відбувається його заломлення. Це явище описується *емпіричним законом Снелліуса*, який зазвичай формулюють у вигляді наступних двох тверджень.

Заломлений промінь С (рис. 2.1) лежить у площині, проведеній через промінь А, що падає, і перпендикуляр до межі поділу, проведений в точці його падіння О. При цьому кут $0 \leq r \leq \pi/2$ між заломленим променем і перпендикуляром до кордону в точці О називається кутом заломлення.

Відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення для даних середовищ не залежить від кута падіння і дорівнює відношенню показника заломлення другого середовища до показника заломлення першого:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (2.2)$$

Це відношення називається *відносним показником (коефіцієнтом) заломлення* другого середовища відносно першого середовища.

Якщо $n_{21} > 1$, то друге середовище називається оптично більш щільним, ніж перше середовище. При $n_{21} < 1$ – навпаки, друге середовище називається оптично менш щільним, ніж перше.

Для законів відбиття і заломлення світла справедливий принцип оборотності ходу світлових променів: промінь світла, що падає в точці О в напрямку, зворотному до відбитого (заломленому), відображається (заломлюється) у цій точці у напрямку, зворотному до променя, що падає.

У разі переходу світлового променя з оптично більш щільного в оптично менш щільне середовище ($n_2 < n_1$, тобто $n_{21} < 1$), кут падіння не може перевищувати деякого граничного значення $i_{кр}$.

При збільшенні кута падіння i кут заломлення теж збільшується, при цьому інтенсивність відбитого променя зростає, а заломленого – падає (їх сума дорівнює інтенсивності променя, що падає). При якомусь значенні $i = i_{кр}$ кут $r = \pi/2$, інтенсивність заломленого променя стане дорівнювати нулю, все світло відіб'ється. При подальшому збільшенні кута $i > i_{кр}$ заломленого променя не буде, відбувається *повне відображення світла*.

Значення критичного кута падіння, при якому починається повне відображення, знайдемо, поклавши в законі заломлення $r = \pi/2$, тоді $\sin^0 r^0 = 01$, означає:

$$i_{кр} = \arcsin n_{21}. \quad (2.3)$$

Явище повного відображення широко використовується в різних оптичних приладах. Зокрема, на ньому заснована передача зображень за світловодом у волоконній оптиці.

Закони відбивання і заломлення світлових променів на межі розподілу середовищ можна отримати як наслідок одного загального принципу. *Згідно з принципом Ферма промінь світла поширюється в середовищах незалежно від їх меж розділу за таким шляхом, при якому час, необхідний на проходження променя від однієї точки до іншої, має екстремальне (найбільше чи найменше) значення.*

2.3. Найпростіші оптичні системи

На основі законів відбиття і заломлення променів світла можна пояснити й розрахувати всі явища, які спостерігаються в реальних оптичних системах. При цьому їх тривала еволюція метою підвищення якості роботи призвела до їх значного ускладнення і, відповідно, до громіздкості їх розрахунків. Тому обмежимося тут лише аналізом низки простих складових вузлів оптичних систем.

2.3.1. Відображення пучка паралельних променів від увігнутого сферичного дзеркала

Розглянемо відображення пучка паралельних променів від увігнутого сферичного дзеркала – сегментної сферичної поверхні радіуса $OA = R$ (рис. 2.2, наведено зображення в перетині площиною, що проходить через вісь OS симетрії сферичного сегмента – оптичну вісь сферичного дзеркала).

Нехай на сферичне дзеркало паралельно його вісі падає світловий промінь і відбивається у точці A , яку видно з центра сфери під кутом i , що обчислюються від його вісі проти годинникової стрілки. Після відбиття він перетинає вісь у точці B . Потрібно з'ясувати, як відстань BS залежить від кута i .

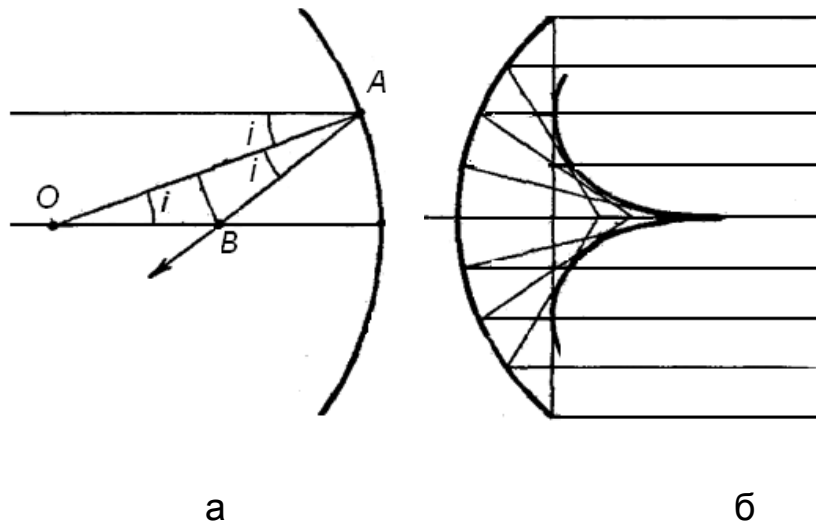


Рис. 2.2. Відображення пучка паралельних променів від увігнутого сферичного дзеркала

З трикутника $\triangle OBA$ легко визначити, що:

$$BS = OS - OB = R \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos i} \right). \quad (2.4)$$

З цього виразу видно, що паралельні промені, по-різному віддалені від вісі дзеркала, тому й відбиваються від нього під різними кутами i , перетинають цю вісь на різних відстанях від його вершини S : сферичне дзеркало не збирає в одну точку пучок паралельних променів, що падають на нього при їх відображенні. Це явище називається *сферичною аберацією*. Була введена в розгляд геометрична поверхня, що огинає світлові промені, отримані при відбитті від сферичної сегментної поверхні пучка, паралельного її вісі – *сферична каустика*. Дотична до неї (в кожній її точці), проведена в осьовій площині сегментної сферичної поверхні, як показано на рис. 2.2б, збігається з одним з променів, відбитих від сферичного дзеркала.

Один із способів боротьби з аберацією – заміна сферичного дзеркала параболічним, оскільки параболоїд обертання володіє такою властивістю, що він збирає всі промені, що падають паралельно його вісі, в одну точку, звану його фокусом.

2.3.2. Заломлення променів світла на плоскопаралельній пластинці

Розглянемо заломлення променів світла на плоскопаралельній пластинці, яка являє собою прозоре тіло, обмежене з двох сторін плоскими паралельними площинами (рис. 2.3). Така найпростіша оптична система є моделлю звичайного віконного скла. Промінь світла після заломлення на двох площинах пластинки збереже напрям, але зміститься паралельно собі на величину δ :

$$\delta = \frac{d \cdot \sin(i - \alpha)}{\cos \alpha} = d \cdot \sin i \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{n^2 - \sin^2 i}} \right), \quad (2.5)$$

де d – товщина пластинки,

i – кут падіння,

α – кут заломлення на першому кордоні розділу,

n – показник заломлення речовини пластинки відносно навколишнього простору.

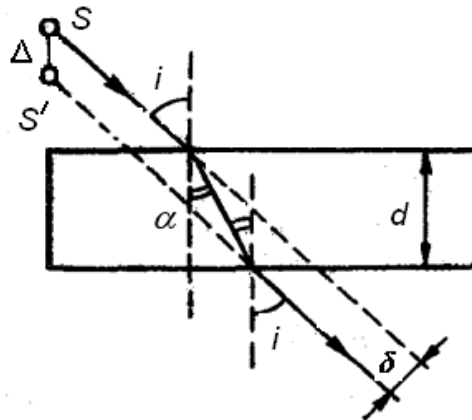


Рис. 2.3. Заломлення променів світла на плоскопаралельній пластинці

Для спостерігача за пластинкою джерело світла здається зміщеним за вертикаллю на величину:

$$\Delta = d \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 i}{n^2 - \sin^2 i}} \right). \quad (2.6)$$

З наведених формул видно, що зміщення світлового променя δ і Δ при проходженні плоскопаралельної пластинки пропорційно її товщині і складним чином залежить від кута падіння i .

Можна показати, що при проходженні світлового променя через дві плоскопаралельні пластинки з різних прозорих речовин з показниками заломлення n_1 і n_2 , які знаходяться у вакуумі, також як і при проходженні однієї такої пластинки, промінь світла виходить у напрямку, паралельному первинному.

2.3.3. Заломлення променів світла на гранях призми

Призмою називається прозоре тіло, обмежене з двох сторін плоскими поверхнями, які утворюють між собою кут, так званим заломлюючим кутом призми (рис. 2.4).

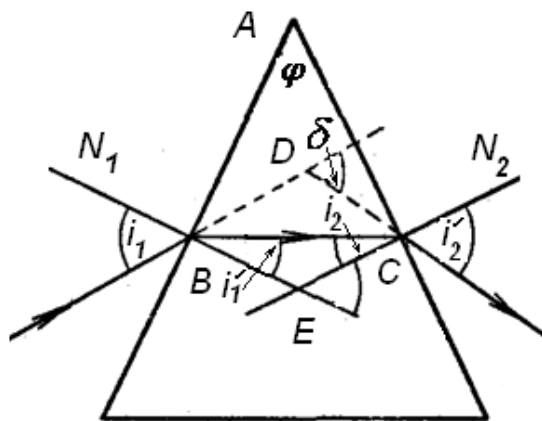


Рис. 2.4. Заломлення променів світла на гранях призми

У загальному випадку розрахунок ходу світлового променя в призмі при довільних значеннях кутів падіння світлового променя на неї і заломлюючого кута φ є досить громіздким і важким. Тому для наочності зазвичай обмежуються випадком їх малих значень і вважають, що призма з показником заломлення її речовини n знаходиться у вакуумі.

У цьому випадку отримано, що кут δ сумарного заломлення світлового променя на призмі дорівнює:

$$\delta = (i_1 - i'_1) + (i'_2 - i_2) = n \cdot i'_1 + n \cdot i_2 - (i'_1 + i_2) = n \cdot (i'_1 + i_2) - (i'_1 + i_2) = (n - 1) \cdot \varphi. \quad (2.7)$$

Позначення у формулі відповідають позначенням на рис. 2.4. Видно, що кут δ відхилення світлового променя призмою тим більший, чим більше її заломлюючий кут φ і чим більше показник заломлення її речовини.

2.3.4. Лінзи

Лінзою називається прозоре тіло (зазвичай скло або пластик), обмежене сферичною поверхнею і площиною (рис. 2.5а,б) або двома сферичними поверхнями (рис. 2.5в,г,д,е), причому вони обидві можуть бути опуклими (рис. 2.5в) або увігнутими (рис. 2.5г), або одна з них – опукла, а друга – увігнута (рис. 2.5д,е).

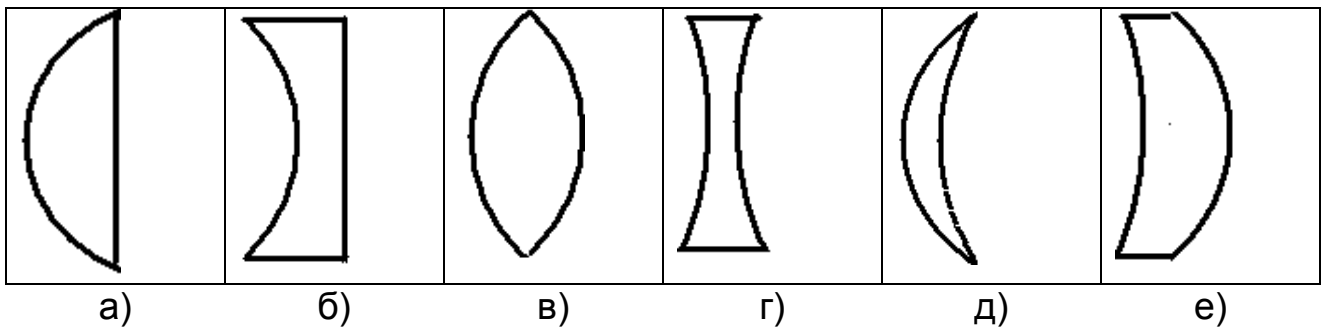


Рис. 2.5. Приклади лінз

Лінзи бувають збираючими і розсіюючими (рис. 2.6).

Збираюча лінза в середній частині товща та відхиляє промені до оптичної осі, якщо показник заломлення лінзи більший, ніж показник заломлення середовища.

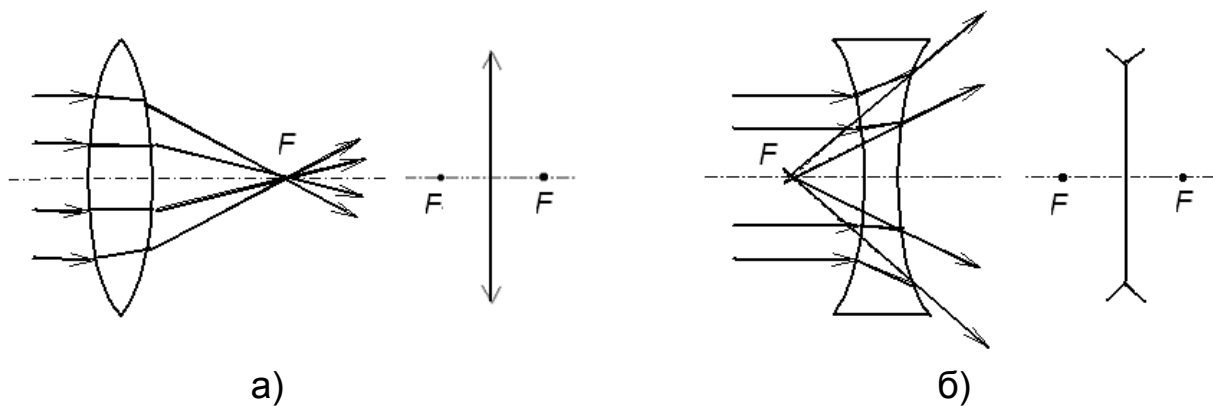


Рис. 2.6. Збираюча (а) і розсіююча (б) лінзи та відповідні позначення тонких лінз

Розсіююча лінза в середній частині тонша і відхиляє промені від оптичної осі.

Схематично тонкі збираюча та розсіююча лінзи зображуються так як показано на рис. 2.6а,б.

Лінза називається тонкою, якщо її товщиною можна знехтувати.

На рис. 2.7 наведено основні параметри лінз: F – головний фокус лінзи; F' – побічний фокус лінзи; 1 – головна вісь лінзи, 2 – побічна вісь лінзи; 3 – фокальна площина, в якій лежать усі побічні фокуси; O – оптичний центр лінзи; OF – фокусна відстань лінзи, що позначається як F або f .

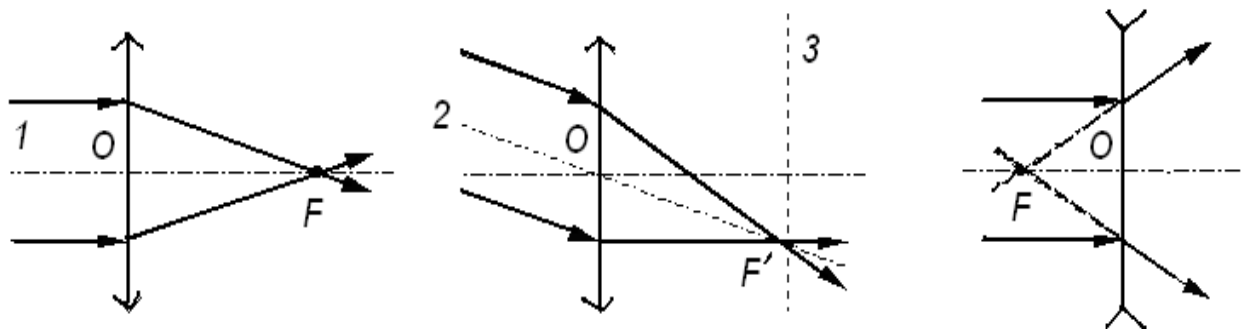


Рис. 2.7. Фокуси лінз

Для сферичної тонкої лінзи згідно з законом заломлення виходить наступна формула для фокусної відстані:

$$F = \frac{1}{\left[\frac{n_l}{n_{cp}} - 1 \right]} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]}. \quad (2.8)$$

де n_l і n_{cp} – показники заломлення лінзи і середовища, відповідно; R_1 і R_2 – радіуси кривизни лінзи, вони – величини алгебраїчні.

Ця формула справедлива лише для приосьових (параксіальних) променів. R_1 , R_2 – радіуси кривизни сферичних поверхонь лінзи можуть бути позитивними і негативними. Радіус кривизни опуклої поверхні лінзи вважається позитивним, увігнутої – негативним.

Для збираючої лінзи фокусна відстань F є позитивною, а для розсіюючої – негативною.

2.3.5. Побудова зображення в лінзах

Для побудови зображення предмета необхідно побудувати зображення кожної його точки.

Для побудови зображення точки досить знайти точки перетину двох будь-яких променів, що йдуть із заданої точки.

Найзручніше використовувати в якості одного з цих променів промінь, що йде через оптичний центр, він йде через лінзу не відхиляючись. Інший зручний промінь – той, що йде паралельно оптичній осі. Він заломлюється в лінзі й проходить через фокус, якщо лінза збираюча.

Якщо лінза розсіююча, то через фокус проходить продовження променя. І, якщо промінь йшов через фокус збираючої лінзи, то після заломлення він піде паралельно оптичній осі.

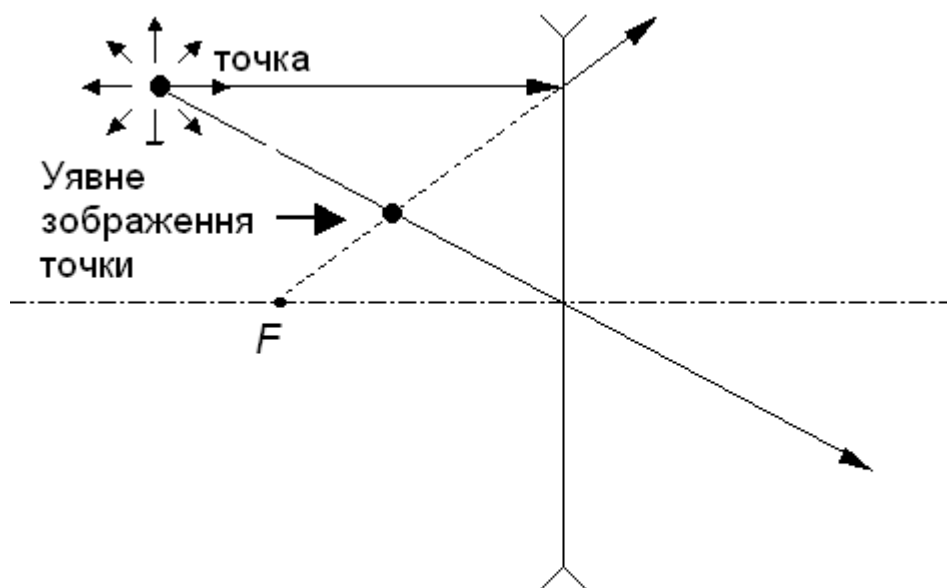


Рис. 2.8. Приклад побудови зображення точки в розсіюючій лінзі

Для розсіюючої лінзи паралельно оптичній осі піде після заломлення промінь, продовження якого проходить через фокус.

На рис. 2.8 і 2.9 наведені приклади побудови зображення точки в розсіюючій та збираючій лінзах відповідно.

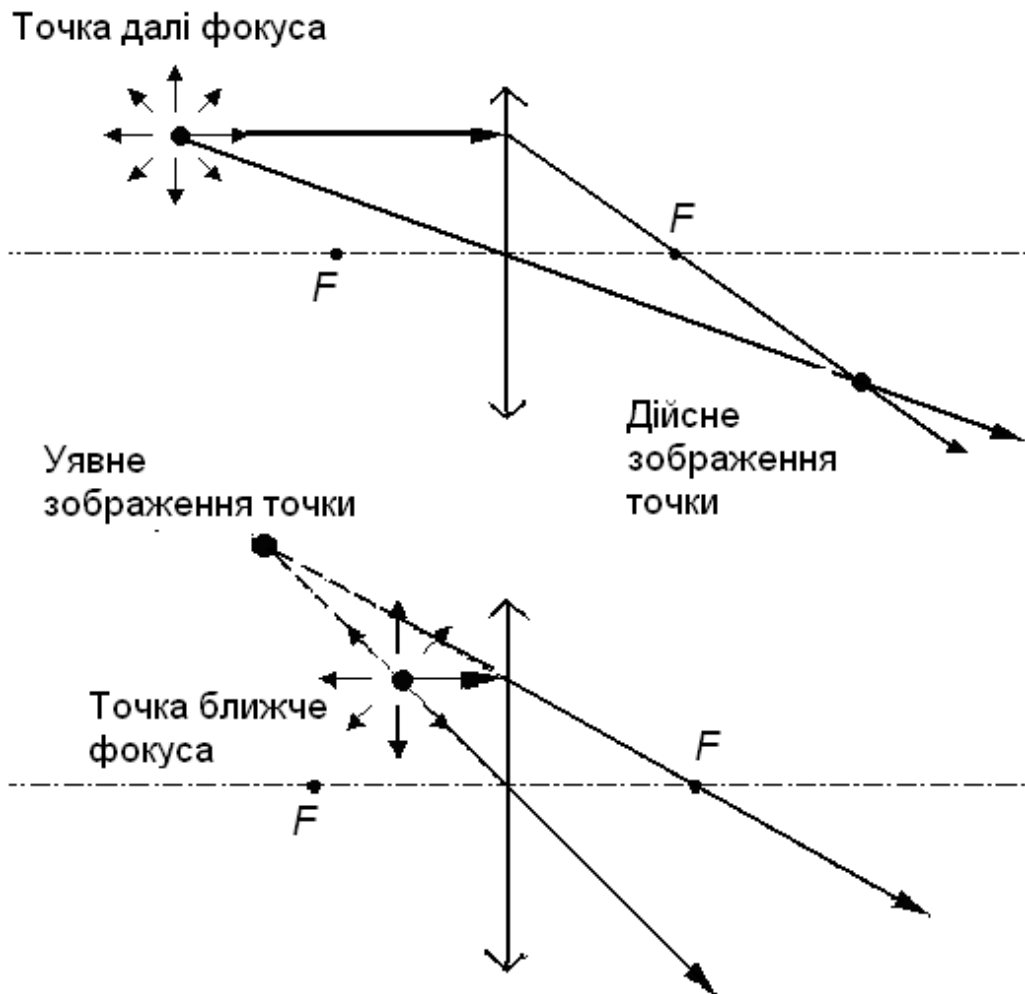


Рис. 2.9. Приклади побудови зображення точки в збираючій лінзі

Для подальшого вивчення досить розглянути, наприклад, випадок двоопуклої тонкої лінзи з показником заломлення n (рис. 2.5в). Це означає, що її заломлюючий кут α малий і її товщина багато менша, ніж радіуси кривизни R_1 і R_2 її сферичних поверхонь, центри яких позначимо через O_1 і O_2 (рис. 2.10).

Очевидно, що промінь, який падає на лінзу з будь-якої з її оптичних осей, проходить через неї без заломлення.

Загальна задача заломлення світлових променів на лінзі на кут δ полягає в знаходженні на її головній оптичній осі точки X_1 перетину із заломленим променем, що вийшли з іншої точки X на цій осі.

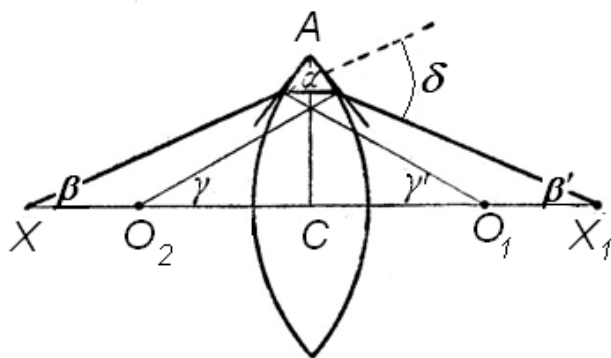


Рис. 2.10. Випадок двоопуклої тонкої лінзи з показником заломлення n

Лінзу можна уявити як сукупність тонких призм і тоді з урахуванням виразів для кутів, які випливають з геометричних побудов, отримуємо так звану формулу тонкої лінзи:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.9)$$

де $a = CX$ і $b = CX_1$ – відстані джерела променя (предмета) і його зображення, відповідно, від лінзи;

n – показник заломлення матеріалу лінзи;

R_1 і R_2 – радіуси кривизни сферичних поверхонь лінзи.

Зазначимо, що з формули (2.9) випливає, що при обраній відстані від предмета до лінзи відстань від лінзи до його зображення залежить лише від параметрів лінзи n , R_1 і R_2 . Це означає, що всі промені світла, які вийшли з точки X , збираються лінзою в одній і тій же точці X_1 .

Якщо точка X знаходиться нескінченно далеко, практично паралельні промені світла від неї збираються в точці X_1 , яку будемо тепер називати фокусом лінзи і позначати F_1 . Тоді формула (2.9) приймає вигляд:

$$\frac{1}{b} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.10)$$

де відстань $b = CX_1 = CF_1$ називають головною фокусною відстанню і позначають через f (або F як раніше): $f = b = CX_1 = CF_1$.

Тоді:

$$f = \frac{R_1 \cdot R_2}{(n-1) \cdot (R_1 + R_2)}. \quad (2.11)$$

Зауважимо, що відповідно до принципу оборотності ходу світлових променів предмет і його зображення на рис. 2.10 можна поміняти місцями. При цьому виявляється, що лінза крім введеного раніше її фокуса в точці F_1 , віддаленій від лінзи направо на відстань f (2.11), має другий фокус в точці F'_1 , симетрично точці F_1 щодо лінзи. Формулу лінзи (2.9) з урахуванням співвідношення (2.11) можна перетворити до вигляду:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (2.12)$$

Величина, зворотня головній фокусній відстані лінзи, називається її оптичною силою:

$$D = \frac{1}{f} = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.13)$$

Кожна з двох заломлюючих поверхонь лінзи має свою оптичну силу:

$$D_1 = \frac{n-1}{R_1}, \quad D_2 = \frac{n-1}{R_2}. \quad (2.14)$$

Оптична сила тонкої лінзи дорівнює сумі оптичних сил її обох заломлюючих поверхонь:

$$D = D_1 + D_2. \quad (2.15)$$

Оптичну силу вимірюють у діоптріях. Діоптрія – це оптична сила лінзи з фокусною відстанню в 1 метр.

Крім розглянутої двоопуклої лінзи, що збирає промені, існують двоввігнуті розсіюючі лінзи (див. рис. 2.6а). Навідміну від збиральної лінзи її фокуси – уявні (див. рис. 2.6б). Після заломлення на розсіюючій

лінзі пучка променів, паралельних її головній оптичній осі, вони йдуть так, як ніби то б вийшли з джерела, розташованого в уявному фокусі.

Формула лінзи (2.12) залишається справедливою і для розсіюючої лінзи та виглядає так:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}. \quad (2.16)$$

Оптична сила розсіюючої лінзи негативна.

За формулою лінзи можна знайти її лінійне збільшення, яке вводиться за формулою відношення лінійного розміру зображення h до лінійного розміру предмета H :

$$k = \frac{h}{H} = \frac{b}{a} = \frac{f}{a-f}. \quad (2.17)$$

Слід мати на увазі, що наведені формули придатні лише для тонких лінз і променів, що утворюють малі кути з головною оптичною віссю лінзи. При практичному застосуванні лінз ці умови зазвичай не виконуються. Тому всі заломлювані лінзою промені вже не збираються в одну точку. Виникає вже описана раніше сферична аберация. Для боротьби з нею використовують оптичну систему з кількох лінз з аберациями протилежних знаків так, щоб вони взаємно компенсували б один одного.

2.4. Приклади рішення задач

1. Промінь світла падає на плоскопаралельну скляну пластину товщиною $d = 6,0$ см. Кут падіння $\alpha = 60^\circ$. Знайти величину бічного зсуву променя, що пройшов через цю пластину.

Дано: $d = 6,0$ см $= 6,0 \times 10^{-2}$ м; $\alpha = 60^\circ$.

Визначити: x .

Рішення.

З рис. 2.11 до задачі видно, що бічний зсув променя буде таким:

$$\begin{aligned} x &= OM \sin(\alpha - \beta) = d \sec\beta \sin(\alpha - \beta) = \\ &= d \sec\beta (\sin\alpha \cos\beta - \cos\alpha \sin\beta) = d(\sin\alpha - \cos\alpha \operatorname{tg}\beta) \end{aligned} \quad (1)$$

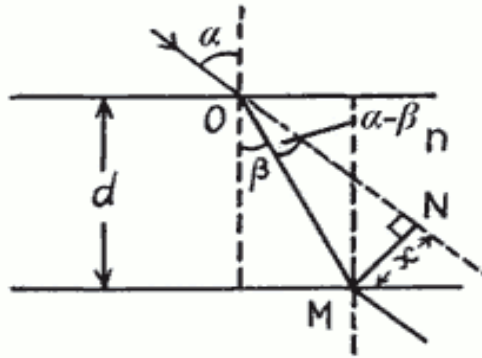


Рис. 2.11. Рисунок до задачі 1

А за законом заломлення:

$$\sin \alpha = n \quad \text{або} \quad \sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}.$$

Знаючи $\sin \beta$, можна знайти косинус і тангенс:

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n}.$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \beta}{\cos \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}.$$

Підставимо отримане значення тангенса у формулу (1):

$$x = d(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta) = d \left(\sin \alpha - \cos \alpha \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) =$$

$$= d \sin \alpha \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \alpha}{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Підставляючи числові значення в отриманий вираз для x , знайдемо величину бічного зсуву $x = 3,07$ см.

Відповідь: $x = 3,07$ см.

2. Монохроматичний промінь падає на вертикальну грань прозорої призми, у якій поперечний переріз – прямокутний трикутник. Показник заломлення матеріалу призми $n = 1,6$. Заломлюючий кут призми $\varphi = 30^\circ$. Знайти кут відхилення променя, що вийшов з призми, від його первинного напрямку, якщо промінь падає перпендикулярно до межі.

Дано: $n = 1,6$; $\varphi = 30^\circ$.

Визначити: β .

Рішення. З рис. 2.12 видно, що $\beta = i - \alpha$. Кут заломлення знайдемо з рівності $n = \sin i / \sin \alpha$.

$$\sin i = n \sin \alpha.$$

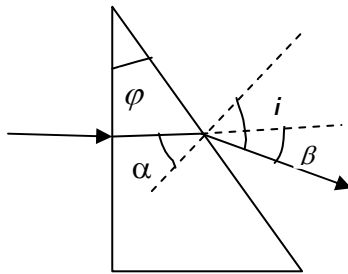


Рис. 2.12. Рисунок до завдання 2

Оскільки $\alpha = \varphi$, то $\sin i = n \sin \varphi$, звідки $i = \arcsin(n \sin \varphi)$.

Тоді $\beta = \arcsin(n \sin \varphi) - \varphi$.

Підставляючи числові значення, отримаємо:

$$\beta = \arcsin(1,6 \sin 30^\circ) - 30^\circ = 23^\circ.$$

Відповідь: $\beta = 23^\circ$.

3. Предмет розташований перед увігнутим сферичним дзеркалом перпендикулярно до його головної оптичної осі так, що відношення лінійних розмірів зображення і предмета дорівнюється $k_1 = 1,5$. Після того як предмет відсунули на $l = 16$ см від дзеркала, відношення розмірів зображення і предмета стало дорівнювати $k_2 = 0,5$. Знайти радіус кривизни увігнутого дзеркала.

Дано: $k_1 = 1,5$ – лінійне збільшення в першому випадку; $l = 0,16$ м – відстань між положеннями предмета; $k_2 = 0,5$ – лінійне збільшення в другому випадку.

Визначити: R .

Рішення. Радіус кривизни R і фокусна відстань F увігнутого сферичного дзеркала пов'язані співвідношенням $R = 2F$; отже, завдання зводиться до знаходження фокусної відстані дзеркала. Використовуючи формули для увігнутого дзеркала

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad \text{і} \quad k = \frac{f}{d},$$

запишемо для першого положення предмета:

$$F = \frac{d_1 f_1}{d_1 + f_1}, \quad f_1 = k_1 d_1,$$

або після заміни f_1 :

$$F = \frac{k_1}{1 + k_1} d_1. \quad (1)$$

Аналогічно для другого положення предмета:

$$F = \frac{d_2 f_2}{d_2 + f_2}, \quad f_2 = k_2 d_2, \quad F = \frac{k_2}{1 + k_2} d_2.$$

Але за умовою завдання $d_2 = d_1 + l$ маємо:

$$F = \frac{k_2}{1 + k_2} (d_1 + l). \quad (2)$$

З рівняння (1) визначаємо d_1 і його значення підставляємо в рівняння (2):

$$d_1 = \frac{1 + k_1}{k_1} F.$$

Тоді

$$F = \frac{k_2}{1 + k_2} \left(\frac{1 + k_1}{k_1} F + l \right), \quad F = \frac{k_1 k_2}{k_1 - k_2} l.$$

Підставляючи числові значення, отримуємо

$$F = \frac{1,5 \times 0,5}{1,5 - 0,5} 0,16 = 0,12 \text{ м}, \quad R = 0,24 \text{ м}.$$

Відповідь: $R = 0,24 \text{ м}$.

4. Збираюча лінза з оптичною силою $D_1 = 2,0$ дптр і розсіююча лінза з оптичною силою $D_2 = -1,5$ дптр розташовані на відстані $a = 40$ см одна від одної і мають загальну оптичну вісь. З боку збираючої лінзи на відстані $d_1 = 4,0$ м від неї знаходиться предмет AB висотою $h = 20$ см (рис. 2.13). Визначити, де і яке зображення предмета дадуть ці лінзи.

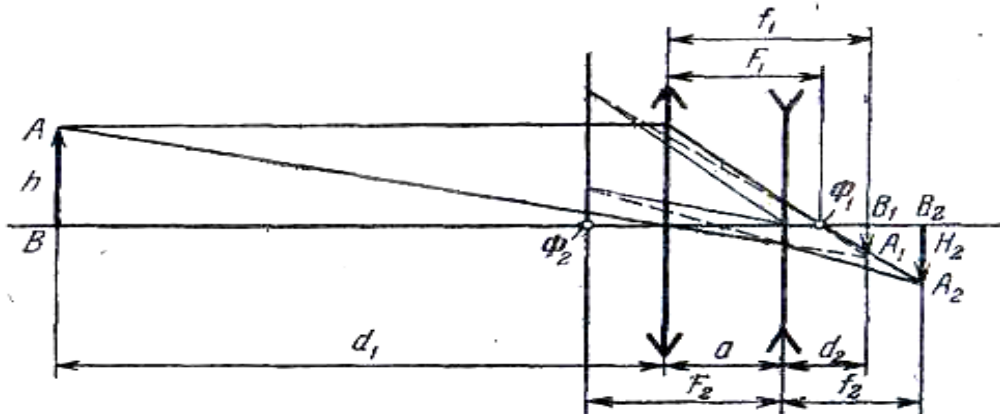


Рис. 2.13. Рисунок до задачі 4

Дано: $D_1 = 2,0$ дптр; $D_2 = -1,5$ дптр; $a = 0,40$ м; $d_1 = 4,0$ м; $h = 0,20$ м.

Визначити: f_2 – відстань від розсіюючої лінзи до зображення A_2B_2 ; H_2 – висоту зображення A_2B_2 .

Рішення. З формули лінзи $1/d + 1/f = D$ можна знайти, де і яке зображення предмета AB повинна дати збираюча лінза. Це зображення A_1B_1 (див. рис. 2.13), висота якого дорівнює H_1 , буде слугувати предметом для розсіюючої лінзи, яка вже і дасть зображення A_2B_2 . Його положення можна знайти з наведеної вище формули, а висоту – із співвідношення $h/H = d/f$.

Знайдемо, де і яке зображення предмета AB повинна дати збираюча лінза:

$$\frac{1}{4,0} + \frac{1}{f_1} = 2,0 \text{ дптр}, \quad f_1 = 0,57 \text{ м},$$

$$\frac{0,2}{H_1} = \frac{4,0}{0,57}, \quad H_1 = 0,0285 \text{ м.}$$

Отже видно, що промені з точки А потрапляють на розсіюючу лінзу пучком, який сходиться, і зображення A_1B_1 насправді не вийде, але розсіююча лінза дасть зображення A_2B_2 . Знайдемо відстань до A_2B_2 , враховуючи, що d_2 для розсіюючої лінзи є $(f_1 - 0,4)$ м, тобто 0,17 м, і повинно входити у формулу зі знаком мінус:

$$-\frac{1}{0,17} + \frac{1}{f_2} = -1,5 \text{ дптр}, \quad f_2 = 0,223 \text{ м.}$$

Знайдемо висоту зображення H_2 , враховуючи, що замість h у формулі $h / H = d / f$ слід брати H_1 .

$$\frac{0,0285}{H_2} = \frac{0,17}{0,223}, \quad H_2 = 0,035 \text{ м.}$$

Відповідь: дійсне обернене зображення A_2B_2 предмета АВ заввишки 3,5 см вийде за розсіюючою лінзою на відстані приблизно 22 см від неї.

5. Визначити збільшення, яке дає лупа з фокусною відстанню 1,25 см.

Дано: $F = 1,25$ см – фокусна відстань лупи; $f = 25$ см – відстань найкращого зору.

Визначити: β – збільшення лупи.

Рішення. Як відомо, є дві формули для збільшення лупи. Перша має вигляд $\beta_1 = 0,25 / F$ і є справедливою для випадка, коли предмет знаходиться в головному фокусі лінзи, а око акомодовано на нескінченність. Друга формула має вигляд $\beta_2 = 0,25 / F + 1$ і є справедливою для випадку, коли око бачить зображення на відстані найкращого зору. При цьому вийде більше збільшення, але око буде втомлюватися при тривалому розгляданні предмета. Пояснюється це тим, що в природному стані при повному розслабленні м'язів око людини акомодовано на нескінченність. Оскільки в завданні немає ніяких вказівок, обчислимо

збільшення лупи для обох випадків. Знаходимо збільшення лупи для першого випадку:

$$\beta_1 = \frac{25}{1,25} = 20.$$

Знаходимо збільшення для другого випадку:

$$\beta_2 = \frac{25}{1,25} + 1 = 21.$$

Відповідь: при акомодатії нормального ока на нескінченність лупа дає 20-кратне збільшення, а при акомодатії на відстань найкращого зору – 21-кратне збільшення.

6. У двоопуклій лінзі спочатку зображення було в $k_1 = 4$ рази більше, ніж предмет. Потім лупу відсунули від предмета на $l = 0,4$ см, після чого зображення стало в $k_2 = 5$ разів більше, ніж предмет. Визначити оптичну силу лінзи. Обидва зображення уявні, знаходяться на відстані найкращого зору від лінзи.

Дано: $k_1 = 4$; $l = 0,4$ см = $0,4 \times 10^{-2}$ м; $k_2 = 5$.

Визначити: D .

Рішення. Оскільки лінза служить лупою, то предмет розміщується між лінзою і фокусом, а зображення виходить уявне, це значить, що $f < 0$. Якщо всі лінійні величини виражені в метрах, то формула лінзи запишеться так:

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}.$$

У першому випадку $k_1 = |f_1/d_1| = 4$, тому $f_1 = -k_1 d_1$ і

$$D = \frac{1}{d} - \frac{1}{k_1 d} = \frac{4 - 1}{4d_1}. \quad (1)$$

У другому випадку $k_2 = |f_2/d_2| = 5$, звідки $f_2 = -k_2 d$.

Тому

$$D = \frac{1}{d} - \frac{1}{k_2 d} = \frac{5 - 1}{5d_2}. \quad (2)$$

Враховуючи, що $d_2 = d_1 + l$, де $l = 0,004$ м, при спільному вирішенні рівнянь (1) і (2) знайдемо $D = 12,5$ дптр.

Відповідь: $D = 12,5$ дптр.

7. Відстань найкращого зору ока $L = 100$ см. Визначити оптичну силу окулярів, що заповнюють недолік цього ока.

Дано: $L = 100$ см = 1,0 м.

Визначити: D .

Рішення. Око далекозоре, окуляри є збираючою лінзою, через яку око бачить на відстані 100 см уявне зображення предмета, розташованого на відстані найкращого зору нормального ока (25 см). Отже, $d = 0,25$ м, $f = -1,00$ м. За формулою лінзи

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{0,25} - \frac{1}{1,00} = 3,0 \text{ дптр.}$$

Фокусна відстань лінзи $F = 1 / D = 1 / 3 \text{ м} \approx 33$ см, отже, предмет, що розглядається, знаходиться між лінзою і фокусом, тобто через окуляри око бачить уявне зображення.

Відповідь: $D = 3,0$ дптр.

2.5. Завдання для самостійного вирішення

2.5.1. Є два оптичні середовища з плоскою межею розділу. Нехай ξ_{1np} – граничний кут падіння променя, а ξ_1 – кут падіння, при якому заломлений промінь перпендикулярний до відбитого (передбачається, що промінь йде з оптично більш щільного середовища).

Знайти відносний показник заломлення цих середовищ, якщо $\sin \xi_{1np} / \sin \xi_1 = \eta = 1,28$. [$n_{12} = \sqrt{\eta^2 - 1} = 0,8$].

2.5.2. Промінь світла входить у скляну призму під кутом $\alpha = \pi / 6$ і виходить з призми в повітря під кутом $\gamma = \pi / 3$, причому, пройшовши призму, відхиляється від свого початкового напрямку на кут $\theta = \pi / 4$. Знайти заломлюючий кут φ призми. [$\varphi = \pi / 4$]

2.5.3. Знайти показник заломлення n скипидару і швидкість поширення світла c_n в скипидарі, якщо при куті падіння $\alpha = 45^\circ$ кут заломлення $\beta = 30^\circ$. [$n \approx 1,4$; $c_n = 2,14 \times 10^8$ м/с]

2.5.4. Промінь світла падає перпендикулярно до бічної поверхні призми, заломлюючий кут якої $\varphi = 30^\circ$.

Знайти кут відхилення θ променя від первісного напрямку після виходу з призми. Показник заломлення матеріалу призми $n = 1,4$. [$\theta = 14^\circ 30'$]

2.5.5. Висота Сонця над горизонтом $\psi = 20^\circ$. Користуючись дзеркалом, пускають "зайчик" у воду озера.

Під яким кутом γ до горизонту потрібно розташувати дзеркало, щоб промінь світла у воді йшов під кутом $\beta = 41^\circ$ до вертикалі? Показник заломлення води $n = 1,33$. [$\gamma = 85^\circ$]

2.5.6. При падінні на плоску межу двох середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 промінь світла частково відбивається, частково заломлюється. При якому куті падіння α відбитий промінь перпендикулярний до заломленого променя? [$\alpha = \arctg(n_2/n_1)$]

2.5.7. Заломлений промінь світла складає з відбитим кут 90° . Знайти відносний показник заломлення, якщо промінь падає на плоску межу середовищ під кутом α , для якого $\sin \alpha = 0,8$. [$n = 1,33$]

2.5.8. На поверхні водоймища, що має глибину $H = 5,3$ м, плаває фанерне коло радіуса $r = 1$ м, над центром якого на деякій висоті розташоване точкове джерело світла.

Яка повинна бути ця висота h , щоб радіус R тіні від кола на дні водоймища був максимальним? Знайти цей максимальний радіус. Показник заломлення води $n = 1,33$. [$R_{\max} = 7$ м при $h = 0$]

2.5.9. На поверхні озера, що має глибину $H = 2$ м, знаходиться круглий пліт радіусом $R = 8$ м.

Знайти радіус r повної тіні від плота на дні озера при освітленні води розсіяним світлом. Показник заломлення води $n = 1,33$. [$r \approx 5,73$ м]

2.5.10. Промінь світла падає на скляну пластинку з показником заломлення $n = 1,7$ під кутом α , для якого $\sin \alpha = 0,8$. Вийшовши з пластинки, промінь виявився зміщеним стосовно променя, що падає на відстань $b = 2$ см. Яка товщина h пластинки? [$h \approx 4,2$ см]

2.5.11. На яку відстань l зміститься промінь світла, поширеного в склі з показником заломлення n , якщо на його шляху є плоскопаралель-

на щілину шириною d , яка заповнена повітрям? Кут падіння променя на щілину дорівнює α . Повного відображення не відбувається.

$$[l = \left(\frac{n \cos \alpha}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha}} - 1 \right) d \sin \alpha]$$

2.5.12. Промінь світла виходить з призми під тим же кутом, під яким входить у призму, причому відхиляється від первинного напрямку на кут $\theta = 15^\circ$. Заломлюючий кут призми $\varphi = 45^\circ$.

Знайти показник заломлення n матеріалу призми. [$n = 1,3$]

2.5.13. Промінь світла падає під кутом $i = 30^\circ$ на плоскопаралельну скляну пластинку і виходить з неї паралельно первинному променю. Показник заломлення скла $n = 1,5$.

Яка товщина d пластинки, якщо відстань між променями $l = 1,94$ см?
[$d = 0,1$ м]

2.5.14. Показник заломлення скла $n = 1,52$.

Знайти граничний кут повного внутрішнього відображення β для поверхні розділу: а) скло – повітря, б) вода – повітря; в) скло – вода.
[а) $\beta = 41^\circ 8'$; б) $\beta = 48^\circ 45'$; в) $\beta = 61^\circ 10'$]

2.5.15. Монохроматичний промінь падає нормально на бічну поверхню призми і виходить з неї відхиленням на кут $\theta = 25^\circ$. Показник заломлення матеріалу призми для цього променя $n = 1,7$.

Знайти заломлюючий кут призми. [$\varphi = 28^\circ$]

2.5.16. Монохроматичний промінь падає нормально на бічну поверхню призми, заломлюючий кут якої $\varphi = 40^\circ$. Показник заломлення матеріалу призми для цього променя $n = 1,5$.

Знайти кут відхилення θ променя, що виходить з призми, від первинного напрямку. [$\theta = 34^\circ 37'$]

2.5.17. Є увігнуте дзеркало з радіусом кривизни 1,2 м. Де щодо дзеркала потрібно помістити яскраве джерело світла, щоб отримати прожектор? [У головному фокусі дзеркала, тобто на відстані 60 см від дзеркала]

2.5.18. На відстані 2,8 м від увігнутого сферичного дзеркала з радіусом кривизни 90 см на головній оптичній осі поміщене точкове джерело світла.

Де знаходиться зображення цього джерела? [На відстані 54 см від дзеркала]

2.5.19. На головній оптичній осі увігнутого сферичного дзеркала з радіусом кривизни 1,6 м поміщено точкове джерело світла. Його уявне зображення знаходиться за дзеркалом на відстані 70 см від нього.

Визначити, де знаходиться джерело світла. [На відстані 37 см від дзеркала]

2.5.20. Увігнуте сферичне дзеркало з радіусом кривизни 80 см дає дійсне зображення предмета на відстані 50 см від дзеркала.

Визначити відстань між предметом і дзеркалом. [200 см]

2.5.21. Увігнуте сферичне дзеркало дає на екрані 12-кратне збільшення, коли предмет знаходиться на відстані 45 см від дзеркала. Визначити фокусну відстань і радіус кривизни цього дзеркала. [41,5 см]

2.5.22. Коли предмет знаходиться на відстані 2,0 м від увігнутого сферичного дзеркала, його дійсне зображення виходить на відстані 50 см від дзеркала.

Де і яке вийде зображення цього предмета, якщо предмет відсунути від дзеркала ще на 1,2 м? [46 см; зображення дійсне, обернене і зменшене]

2.5.23. Визначити збільшення, створюване увігнутим сферичним дзеркалом з радіусом кривизни 64 см, якщо предмет розміщено на відстані 16 см від дзеркала. [2-х кратне]

2.5.24. На відстані 150 см від опуклого сферичного дзеркала з радіусом кривизни 72 см розташована світна точка.

Визначити відстань від зображення цієї точки до дзеркала. [−29 см]

2.5.25. В опуклому сферичному дзеркалі виходить зменшене в десять разів зображення предмета, який знаходиться на відстані 180 см від дзеркала.

Визначити радіус кривизни цього дзеркала. [40 см]

2.5.26. Пучок променів, що сходяться, падає на опукле сферичне дзеркало з радіусом кривизни 56 см так, що відбиті промені перетинаються на головній оптичній осі дзеркала. Відстань від точки перетину цих променів до дзеркала дорівнює 20 см. Визначити, де будуть перетинатися промені, якщо прибрати дзеркало. [На відстані 12 см від того місця, де було дзеркало, з іншого боку від нього]

2.5.27. Два однакових увігнутих сферичних дзеркала повернені відбиваючими поверхнями один до одного і розташовані так, що їхні головні оптичні осі збігаються, а відстань між дзеркалами значно більше їх радіусів кривизни. Якщо в головному фокусі одного з них помістити

шматочок кіноплівки, а у фокусі іншого – кінолампі, то при запалюванні лампи плівка займеться. Пояснити явище. [Промені, відбиті від першого дзеркала, зберуться у фокусі другого дзеркала, і плівка загориться]

2.5.28. Чому на автобусах, тролейбусах і трамваях з наружної сторони встановлюють опуклі дзеркала? [Такі дзеркала дають зменшене зображення, тому шофер бачить більше предметів, ніж у такому ж за розміром плоскому дзеркалі]

2.5.29. Предмет розташований перед увігнутим сферичним дзеркалом перпендикулярно до його головної оптичної осі так, що відношення лінійних розмірів зображення і предмета дорівнює 1,2. Після того як предмет відсунули на 25 см від дзеркала, відношення розмірів зображення і предмета стало дорівнювати 0,4. Визначити фокусну відстань та радіус кривизни такого дзеркала. [0,15 м; 0,3 м]

2.5.30. Тонка двоопукла лінза має фокусну відстань 75 см. Чому дорівнює її оптична сила? [1,33 дптр]

2.5.31. Тонка двоякувігнута лінза має фокусну відстань -50 см. Чому дорівнює її оптична сила? [-2,0 дптр]

2.5.32. Визначити фокусні відстані кожної з чотирьох лінз, оптичні сили яких відповідно дорівнюють: 2, 16, -4, -12 дптр. [50 см; 6,25 см; -25 см; -8,3 см]

2.5.33. Чому дорівнює фокусна відстань двоопуклої лінзи з радіусами кривизни по 20 см, зробленої з скла з абсолютним показником заломлення 1,5? [20 см]

2.5.34. Визначити оптичну силу двоякувігнутої лінзи з однаковими радіусами кривизни по 25 см, яка зроблена зі скла з абсолютним показником заломлення 1,6. [-4,8 дптр.]

2.5.35. Плоскоопукла кварцова лінза має оптичну силу 8,2 дптр. Чому дорівнює радіус кривизни опуклої поверхні цієї лінзи? [6,6 см]

2.5.36. У лунку з радіусом кривизни 12 см налили воду. Після замерзання води утворилася крижана плоскоопукла лінза.

Визначити, на якій відстані від лінзи зберуться сонячні промені, які падають на неї паралельно головній оптичній осі. [39 см]

2.5.37. Визначити оптичну силу двоопуклої лінзи з кам'яної солі з радіусами кривизни по 40 см, що знаходиться в повітрі. [2,7 дптр]

2.5.38. Як у сонячний день можна визначити головну фокусну відстань збиральної лінзи, маючи тільки лінійку? [Розташували лінзу

перпендикулярно до сонячних променів, виміряти відстань від центру лінзи до точки, в якій зберуться промені]

2.5.39. Оптична сила тонкої лінзи дорівнює 5,0 дптр. Предмет помістили на відстані 60 см від лінзи. Де і яке вийде зображення цього предмета? [30 см; зображення дійсне, обернене і зменшене]

2.5.40. Є кулька діаметром 1,24 см, яка зроблена зі скла з показником заломлення 1,5. Де вийде зображення Сонця, створене цією кулькою? [Близько поверхні кульки]

2.5.41. Головна фокусна відстань двоопуклої лінзи дорівнює 50 см. Предмет висотою 1,2 см поміщений на відстані 60 см від лінзи. Де і якої висоти вийде зображення предмета? [300 см; 6 см]

2.5.42. Малюнок на діапозитиві має висоту 2,0 см, а на екрані – 80 см. Визначити оптичну силу об'єктива, якщо відстань від об'єктива до діапозитива дорівнює 20,5 см. [5,0 дптр]

2.5.43. Головна фокусна відстань об'єктива проекційного апарата дорівнює 15 см. Діапозитив знаходиться на відстані 15,6 см від об'єктива. Яке лінійне збільшення дає апарат? [25-кратне]

2.5.44. Головна фокусна відстань розсіюючої лінзи 12 см. Зображення предмета знаходиться на відстані 9,0 см від лінзи. Чому дорівнює відстань від предмета до лінзи? [36 см]

2.5.45. Відстань між свічкою і стіною складає 200 см. Коли між ними помістили збираючу лінзу на відстані 40 см від свічки, то на стіні вийшло чітке зображення свічки. Визначити головну фокусну відстань лінзи.

Яке зображення вийшло на стіні? [32 см; зображення дійсне, обернене і збільшене]

2.5.46. Яке збільшення дає ліхтар, якщо його об'єктив з головною фокусною відстанню 18 см розташували на відстані 6,0 м від екрана? [32-кратне]

2.5.47. Визначити оптичну силу об'єктива проекційного ліхтаря, якщо він дає 24-кратне збільшення, коли діапозитив розташований на відстані 20,8 см від об'єктива. [5 дптр]

2.5.48. Знайти фокусну відстань лінзи, якщо відомо, що дійсне зображення предмета, що знаходиться на відстані 30 см від лінзи, виходить на такій же відстані від неї. [15 см]

2.5.49. Предмет, який світиться, розташований на відстані 12,5 м від лінзи, а його дійсне зображення – на 85 см від неї. Де вийде зображення, якщо предмет присунути до лінзи на 2,5 м? [86 см]

2.5.50. Предмет розташований на відстані 40 см від лінзи з оптичною силою 2 дптр. Як зміниться відстань до зображення предмета, якщо останній наблизити до лінзи на 15 см? [Зображення наблизиться до лінзи на 1,5 м]

2.5.51. Предмет розташований на відстані $1,5 F$ від лінзи. Його наблизили до лінзи на $0,7 F$. На скільки при цьому переміститься зображення предмета, якщо оптична сила лінзи дорівнює $-2,4$ дптр. [На 6,5 см]

2.5.52. Відстань між предметом і екраном дорівнює 120 см.

Де потрібно розташувати збираючу лінзу з фокусною відстанню 25 см, щоб на екрані вийшло чітке зображення предмета? [$d_1 = 84,5$ см; $d_2 = 35,5$ см]

2.5.53. Предмет, що світиться, знаходиться на відстані 3,0 м від екрана. На якій відстані від екрана треба помістити збираючу лінзу з оптичною силою 4 дптр, щоб на екрані вийшло зображення предмета? Визначити збільшення зображення. [$d_1 = 2,725$ м, $k_1 = 9,9$; $d_2 = 0,275$ м, $k_2 = 0,1$]

2.5.54. Тонка збираюча лінза з фокусною відстанню $f = 25$ см проектує зображення предмета на екран, віддалений від лінзи на відстань $l = 5,0$ м. Екран присунули до лінзи на $\Delta l = 18$ см.

На скільки слід перемістити предмет, щоб знову отримати чітке зображення його на екрані? [0,05 см]

2.5.55. Між предметом і екраном, положення яких незмінні, розташовують тонку збираючу лінзу. Переміщенням лінзи знаходять два положення, при яких на екрані утворюється чітке зображення предмета.

Знайти поперечний розмір предмета, якщо при одному положенні лінзи розмір зображення $h' = 2,0$ мм, а при іншому – $h'' = 4,5$ мм. [3 мм]

2.5.56. Креслення розмірами 40×60 см² знімається на фотоплівку розмірами 16×8 см². Найменша відстань креслення від об'єктива фотоапарата, при якому вийде знімок всього креслення, 90 см. Визначити фокусну відстань об'єктива фотоапарата і відстань від об'єктива до фотоплівки. [$F = 12$ см; $F = 10,6$ см]

2.5.57. Предмет роздивляється через лупу, причому зображення найбільш чітке, коли предмет знаходиться на відстані 12,5 см від лінзи. Визначити оптичну силу лінзи і збільшення предмета. [$D = 4$ дптр; $k = 2$]

2.5.58. Відстань найкращого зору короткозорої людини 15 см. Визначити оптичну силу окулярів, що компенсують недолік зору. [$-2\frac{2}{3}$ дптр]

2.5.59. Якими мають бути радіуси кривизни $R_1 = R_2$ поверхонь лупи, щоб вона давала збільшення для нормального ока $k = 10$? Показник заломлення скла, з якого зроблена лупа, $n = 1,5$. [$R_1 = R_2 = 25$ мм]

2.5.60. Зорова труба з фокусною відстанню $F = 50$ см встановлена на нескінченність. Після того як окуляр труби пересунули на деяку відстань, стало чітко видно предмети, віддалені від об'єктива на відстань $r = 50$ м. На яку відстань d пересунули окуляр при наведенні? [$d = 5$ мм]

2.5.61. Мікроскоп складається з об'єктиву з фокусною відстанню $F_1 = 2$ мм і окуляра з фокусною відстанню $F_2 = 40$ мм. Відстань між фокусами об'єктива й окуляра $d = 18$ см.

Знайти збільшення k , що дається мікроскопом. [$k = 562$]

2.5.62. Картину площею $S = 2 \times 2$ м² знімають фотоапаратом, встановленим від неї на відстані $r = 4,5$ м. Зображення вийшло розміром $S_1 = 5 \times 5$ см². Знайти фокусну відстань F об'єктива апарата. Відстань від картини до об'єктива вважати великою проти фокусної відстані. [$F = 0,112$ м]

2.5.63. Телескоп має об'єктив з фокусною відстанню $F_1 = 150$ см і окуляр з фокусною відстанню $F_2 = 10$ см.

Під яким кутом зору θ бачимо повний місяць у цей телескоп, якщо неозброєним оком його видно під кутом $\theta_0 = 31'$? [$\theta = 7^\circ 45'$]

2.5.64. Екран висвітлюється джерелом світла, встановленим у фокусі лінзи з оптичною силою 2 дптр. Лінза знаходиться між джерелом світла і екраном. Освітленість у центрі екрана 45 лк.

Визначити силу світла джерела, вважаючи, що лінза поглинає 10 % світлового потоку. [12,5 кд]

2.5.65. Точкове джерело світла знаходиться на відстані 1 м від екрана. Між джерелом і екраном на відстані 40 см від екрана паралельно йому помістили збираючу лінзу з фокусною відстанню 20 см. При цьому освітленість у центрі екрана стала 200 лк визначити силу світла джерела. Втрати в лінзі не враховувати. [8 кд]

2.5.66. Телескоп дає 500-кратне збільшення. Фокусна відстань окуляра 2 см. Визначити оптичну силу об'єктива і довжину тубуса телескопа. [0,1 дптр; 10 м]

Контрольні запитання

1. Визначте і стисло поясніть поняття розділу фізичної науки – «геометрична оптика».

2. Сформулюйте закони відбиття і заломлення світла.
3. Сформулюйте закони прямолінійного поширення світла і незалежності світлових променів.
4. Сформулюйте принцип оборотності ходу світлових променів.
5. Поясніть поняття «повне відображення світла».
6. Поясніть особливості відображення пучка паралельних променів від увігнутого сферичного дзеркала.
7. Яке явище називається сферичною аберацією?
8. Поясніть особливості заломлення променів світла на плоскопаралельній пластинці.
9. Поясніть особливості заломлення променів світла на гранях призми.
10. Що таке лінза? Наведіть основні приклади лінз.
11. У чому полягають особливості збираючої лінзи?
12. У чому полягають особливості розсіюючих лінз?
13. Яка лінза називається тонкою?
14. Назвіть і поясніть основні параметри лінз.
15. Наведіть і поясніть формулу для фокусної відстані тонкої лінзи.
16. Наведіть і поясніть приклади побудови зображення точки в збираючих і розсіюючих лінзах.
17. Наведіть і поясніть формулу тонкої лінзи.
18. Поясніть, яку характеристику називають оптичною силою лінзи?
19. Поясніть, у яких одиницях вимірюють оптичну силу лінзи?
20. Як визначається оптична сила розсіюючої лінзи?
21. Поясніть, що таке лінійне збільшення лінзи?
22. Наведіть і поясніть недоліки оптичних систем.
23. Поясніть, як формується зображення за допомогою ока?
24. Поясніть поняття «відстань найкращого бачення ока».
25. Розгляньте оптичну систему фотоапарата та поясніть, як вона працює?

3. Хвильова оптика.

Інтерференція і дифракція світла

3.1. Загальні відомості про хвильові властивості світла

Розділ оптики, в якому досліджуються явища поширення світла як електромагнітної хвилі і його взаємодії з речовиною з хвильової точки зору, називається *хвильовою оптикою*.

Проведемо короткий загальний огляд вчення про електромагнітні хвилі, взявши за основу їх класифікації довжину хвилі. Теорія електромагнітних хвиль охоплює величезну безліч фізичних явищ, між якими, на перший погляд, немає прямої схожості. Дуже довгими електромагнітними хвилями, які вимірюються від тисяч метрів до часток міліметра, займається радіотехніка. Такі хвилі можна генерувати штучно при допомозі радіотехнічних приладів, в основі яких лежить коливальний контур, що являє собою з'єднання ємності та індуктивності. Проте атоми і молекули також випромінюють радіохвилі, і ця обставина широко використовується в радіоастрономії. Хвилі всіх інших діапазонів (окрім радіо) можуть бути отримані тільки шляхом використання природних генераторів, якими є молекули, атоми, ядра атомів і окремі елементарні частинки. Відзначимо, що в узагальненому вигляді випромінювачем електромагнітних хвиль є прискорено рухомий електричний заряд. В атомах і ядрах заряджені частинки рухаються з прискоренням, з цієї причини вони і є випромінювачами електромагнітних хвиль. За радіотехнічним діапазоном йде діапазон теплових або інфрачервоних хвиль. Ці хвилі випромінюються переважно за рахунок коливань атомів у молекулах. Вони називаються тепловими по причині того, що коливання молекул звичайно викликаються тепловим зіткненням молекул. Чим вище температура тіла, тим з більш великими частотами здійснюються коливання молекули. Довжина хвилі інфрачервоних хвиль зменшується зі зростанням температури тіл. Інфрачервоні промені генеруються нагріванням тіл, і реєструються прикладами, в основі яких лежать теплові явища. Зазвичай використовується термopара. За інфрачервоними променями йде видиме світло, що заповнює відносно вузький діапазон: $7,6 \times 10^{-7} - 4 \times 10^{-7}$ м. Видимі промені можуть бути зареєстровані (крім сприйняття очима) багатьма способами: тепловими, фотографічними і фотоелектричними.

Випромінюється видиме світло вже не молекулами, а окремими збудженими атомами. Це, можна сказати, атомарне світло. До атомарного ж світла відносяться прилеглі до видимих, тобто відносно довгі, ультрафіолетові хвилі. Загальний діапазон довжини хвиль ультрафіолетових променів досить широкий: від фіолетового кордону видимих променів до 10^{-9} м. Ультрафіолетові промені реєструються також тепловими, фотографічними і фотоелектричними методами. За ультрафіолетовими променями йдуть рентгенівські промені, діапазон довжини хвиль яких складає від 10^{-9} – 10^{-12} м. Рентгенівські промені випромінюються або за рахунок взаємодії швидких електронів з атомами і ядрами атомів (у рентгенівських трубах, наприклад), або за рахунок випромінювання ядер атомів, коли останні попередньо збуджені. Рентгенівські промені реєструються фотографічними і фотоелектричними методами. За рентгенівськими променями, перекриваючи їх, йдуть гамапромені, що випромінюють порушеними ядрами атомів, а також шляхом взаємодії і перетворення елементарних частинок.

Як видно, короткий огляд електромагнітних хвиль показує, що загальне вчення про електромагнітні хвилі охоплює і поєднує в якоюсь мірою багато розділів фізики: від радіотехніки до ядерної фізики та фізики елементарних частинок. Відомо, що атомна фізика і фізика атомного ядра потребує квантових теорій, тоді як електротехніка обмежується класичною електродинамікою. Подібна подвійність опису істотно відіб'ється і на вченні про електромагнітні випромінювання.

Ми обмежимося класичною хвильовою оптикою, яка дозволяє пояснити більшість спостережувальних явищ, зокрема дисперсію, інтерференцію і дифракцію світла.

3.2. Дисперсія світла

Дисперсією світла або, як часто говорять, дисперсією речовини щодо світлових хвиль називається залежність її абсолютного показника заломлення n від частоти ω , відповідно від довжини його хвилі $n = n(\omega)$. Дисперсією світла називають також розкладання світла в спектр, що спостерігається при його заломленні, інтерференції або дифракції.

Промінь білого кольору, в якому міститься практично весь неперервний спектр видимих світлових хвиль, при заломленні на призмі завдяки залежності її показника заломлення n від довжини хвилі λ

розгортається в дисперсійний спектр – набір різнокольорових смуг. Зміна кольорів у спектрі відбувається практично безперервно. Його умовно ділять на сім основних кольорів за аналогією з музичною гамою з сімох звукових нот у порядку зростання кута заломлення: червоний, помаранчевий, жовтий, зелений, блакитний, синій і фіолетовий. Кожному з цих кольорів відповідає свій діапазон довжин хвиль, поданий у табл. 3.1.

Таблиця 3.1

Основні кольори і відповідні їм діапазони довжин хвиль

Кольори	Червоний	Помаранчевий	Жовтий	Зелений	Блакитний	Синій	Фіолетовий
λ , нм	770–647	647–587	587–536	536–492	492–454	454–426	426–393
Додатковий колір	Блакитно-зелений	Блакитний	Синій	Пурпуровий	Помаранчевий	Жовтий	Жовто-зелений

При змішуванні всіх кольорів спектра, отриманого при розкладанні білого світла за допомогою призми, знову виходить білий світ. При цьому, якщо в суміш не додати якийсь колір, ця суміш теж буде мати якийсь колір, який можна назвати додатковим до того кольору, який був недодаваний. Експериментально були підібрані поєднання додаткових кольорів, які наведені в табл. 3.1.

В якості кількісної характеристики дисперсії речовини щодо видимого світла можна взяти різницю кутів заломлення променів, що відповідають крайнім кольорам дисперсійного спектра: фіолетового $\delta_{\text{фиол}}$ і червоного $\delta_{\text{кр}}$.

$$D = \delta_{\text{фиол}} - \delta_{\text{кр}}. \quad (3.1)$$

Величина D характеризує дисперсію лише інтегрально. Для більш точної її оцінки необхідно брати відношення різниці показників заломлення речовини для різних довжин хвиль і різниці цих довжин $\Delta\lambda$:

$$\frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \text{ або ще краще в диференціальній формі: } \frac{dn}{d\lambda}.$$

Оскільки показник заломлення речовини залежить від довжини заломленого їм світла, в довідниках зазвичай приводять його значення для жовтої лінії натрію $\lambda_D \approx 0,589 \text{ мк}$ і позначають символом n_D .

Вид спектра обумовлений характером і властивостями джерела світла та речовини, через яке він проходить. При цьому розрізняють три основні різновиди спектрів: суцільні спектри, лінійчаті спектри і смугасті спектри. Лінійчатий спектр являє собою декілька різко окреслених кольорових ліній (з широкими темними проміжками між ними), які відповідають певним довжинам хвиль. Темні проміжки відповідають відсутності цілих діапазонів довжин хвиль у випромінюванні. Лінійчатий спектр випромінюється окремими, не взаємодіючими між собою атомами, при їх переходах (при переходах їх електронів) із збуджених станів у незбуджені стани. Смугастий спектр відрізняється від лінійчатого спектра безліччю широких ліній, кожна з яких є сукупністю близько розташованих вузьких кольорових ліній. Він випромінюється розрідженим газом у збудженому стані, як і лінійчатий спектр. Але в цьому випадку газ є багатоатомним, і спектр випромінюється не взаємодіючими між собою молекулами та їх атомами. У суцільному спектрі, який є ідеалізацією, представлені всі довжини хвиль, так що перехід від одного кольору до іншого відбувається безперервно. Такий спектр випромінюється сукупністю взаємодіючих між собою атомів і молекул при високих температурах.

3.3. Інтерференція світла

3.3.1. Інтерференція світла. Когерентність хвиль

Явище утворення смуг, що чергуються посиленням і ослабленням інтенсивності світла, називається інтерференцією. Якщо говорити більш точно, то інтерференцією світлових хвиль, як і будь-яких інших хвиль, називається не просто їх взаємне посилення або ослаблення в різних точках у якийсь певний момент часу, а незмінна, стаціонарна така картина, що триває досить довго.

Інтерференція світла спостерігається у спеціальних умовах (які нижче будуть розглянуті) при накладенні один на одного двох або більшої кількості пучків світла. Окремим випадком інтерференції хвиль (а інтерференція є істотно хвильове явище і має місце не тільки для світлових хвиль) є стояча хвиля. У стоячій хвилі спостерігаються

пучності (максимуми інтенсивності) та вузли (мінімуми інтенсивності), що чергуються один з одним у правильному порядку. Стояча хвиля утворюється при накладанні на падаючу хвилю хвилі відображеної від будь-якої перешкоди.

Для утворення стаціонарної інтерференційної картини необхідно, щоб в кожній точці простору різниця фаз хвиль, що накладаються від різних джерел коливань, зберігалася б незмінною. Тому основною умовою спостереження інтерференції хвиль є їх когерентність. Під когерентністю розуміється узгодженість хвиль одна з одною за фазою. Якщо взяти дві хвилі, що йдуть від незалежних джерел, то при їх накладанні фази будуть змінюватися абсолютно безладно. Дійсно, світлові хвилі (ми говоримо тут про них) випромінюються атомами і кожна хвиля є результат накладення один на одного великого числа хвильових цугів, що йдуть від незалежних один від одного атомів. "Правильного" посилення та ослаблення сумарної хвилі в просторі спостерігатися не буде. Для появи мінімуму інтенсивності хвиль у якійсь точці простору необхідно, щоб у цій точці хвилі, що складаються, постійно (тривалий час, відповідне спостереження) гасили одна одну. Тобто тривалий час хвилі перебували б точно в протифазі, коли різниця їх фаз залишалася б постійною і дорівнювала π . Навпаки, максимум хвилі буде з'являтися, коли хвилі, що складаються, весь час знаходяться в одній і тій же фазі, тобто коли вони постійно підсилюють одна одну.

Таким чином, інтерференція буде спостерігатися за умови, коли хвилі, що накладаються одна на одну в кожній точці світлового поля, мають постійну в часі різницю фаз. Якщо ця різниця фаз дорівнює парному числу π , то буде максимум, якщо непарному числу π , то буде мінімум інтенсивності світла.

Хвилі з постійною різницею фаз називаються когерентними. Можна говорити про когерентність хвилі самою з собою. Це випадок, коли різниця фаз хвилі для будь-яких двох точок простору є незмінною в часі.

Світло, що випромінюється природними джерелами, є некогерентним, оскільки він хаотично випромінюється різноманітними атомами, між якими немає ніякої узгодженості. Забезпечити когерентність двох різних джерел практично неможливо.

Як можна спостерігати інтерференцію?

Загальний принцип може бути сформульований так: необхідно домогтися, щоб хвилі від кожного атома накладалися самі на себе. Адже

кожна хвиля, яка випущена окремим атомом, сама з собою когерентна, тому що являє собою шматок синусоїдальної хвилі. Якщо такі хвилі будуть накладатися самі на себе, то буде спостерігатися інтерференція. Таким чином, загальне і перше правило спостереження інтерференції світла таке:

необхідно світловий пучок, що йде від одного джерела, якимось чином розділити на два або на більше число пучків (ці пучки будуть когерентні між собою), а потім примусити їх накладатися один на одного. Тобто треба штучно отримати віртуальні джерела когерентних хвиль. Максимуми інтенсивності хвилі спостерігатимуться в точках, де виконується умова

$$\Delta\varphi = 2m\pi, \quad (3.2)$$

мінімуми – в точках, де:

$$\Delta\varphi = (2m + 1)\pi. \quad (3.3)$$

У формулах через $\Delta\varphi$ позначена різниця фаз хвиль, що складаються, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Реалізувати ідею роздвоєння одного джерела світла можна, наприклад, за допомогою екрана з двома отворами в ньому. Джерело світла S у відповідності з принципом Гюйгенса – Френеля створює в отворах екрана два вторинні джерела світла S_1 і S_2 , когерентність яких очевидна.

Можливий також інший спосіб отримання віртуальних когерентних джерел світла за допомогою одного джерела і дзеркал Френеля, розташованих одне щодо іншого під кутом близько 180° . Тут когерентними джерелами світла є зображення S_1 і S_2 реального джерела S у двох дзеркалах.

Інтерференцію світла можна спостерігати також за допомогою біпризми Френеля (рис. 3.1.): дві скляні призми з малим заломлюючим кутом θ виготовляють з одного шматка скла так, що призми складені своїми основами; джерело світла – яскраво освітлена щілина S . Після заломлення біпризмою пучок, що падає, розщеплюється на два, які ви-

ходять від уявних джерел S_1 і S_2 та дають дві когерентні циліндричні хвилі.

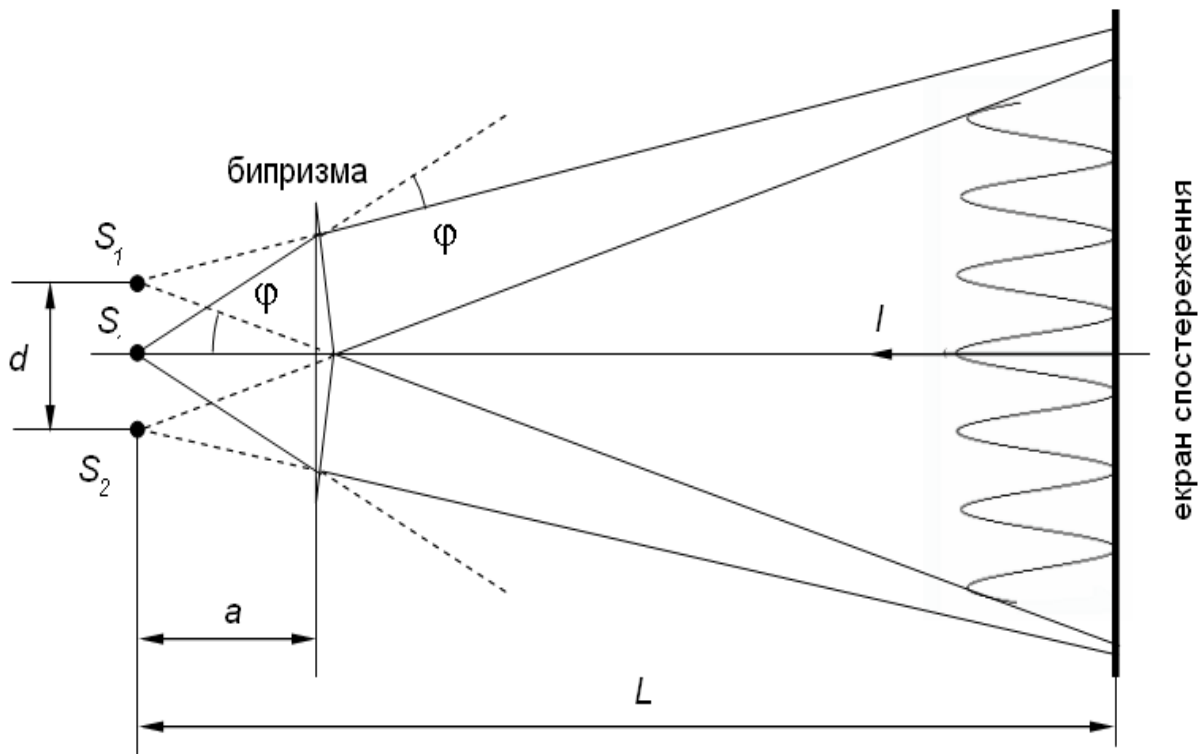


Рис. 3.1. Спостереження інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля

Оскільки заломлюючий кут θ малий, то всі промені відхиляються кожною з половинок біпризми на один і той самий кут φ .

Можна показати, що в цьому випадку $\varphi = (n - 1) \cdot \theta$, де n – показник заломлення матеріалу призми. Відстань між джерелами: $d = 2a \cdot \sin \varphi$.

Розглянемо приклад інтерференції – досвід Юнга. Припустимо, що світло від лампочки S зі світлофільтром, який створює практично монохроматичне світло, проходить через дві вузькі, поряд розташовані щілини, за якими встановлено екран (рис. 3.2).

На екрані буде спостерігатися система світлих і темних смуг – смуг інтерференції. В даному випадку єдина світлова хвиля розбивається на дві, що йдуть від різних щілин. Ці дві хвилі когерентні між собою і при накладанні одна на одну дають систему максимумів та мінімумів інтенсивності світла у вигляді темних і світлих смуг відповідного кольору.

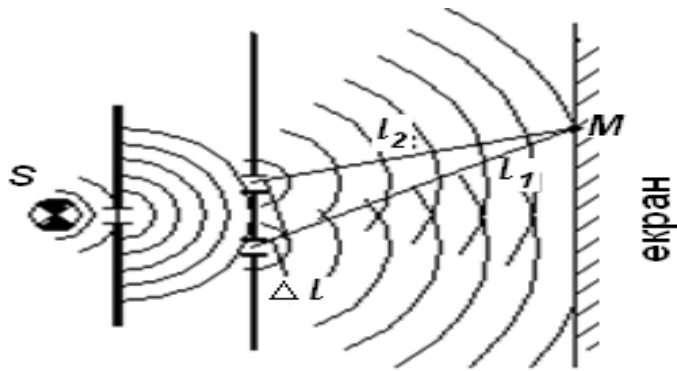


Рис. 3.2. Приклад інтерференції

Визначимо, де виникне максимум і де мінімум. Розглянемо якусь точку екрана М. Проведемо від щілин, як від вторинних когерентних джерел, промені, що сходяться в одній точці. Знайдемо різницю ходу цих променів – відрізок $\Delta l = l_2 - l_1$. Якщо на ньому вкладається парне число напівхвиль (напівхвилі відповідає різниця фаз π), то хвилі від щілин в точці М складуться в однаковій фазі, буде спостерігатися максимум. Якщо на відрізку Δl вкладається непарне число півхвиль, то вони складаються в протифазі і спостерігатиметься мінімум. Таким чином, умови спостереження максимумів та мінімумів (3.4) і (3.5) можна представити відповідно так:

$$\Delta l = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (\text{умова максимуму}); \quad (3.4)$$

$$\Delta l = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{умова мінімуму}). \quad (3.5)$$

Інтерферуючі хвилі можуть проходити різні середовища і, як наслідок, мати різні фазові швидкості. У цьому випадку замість геометричної різниці ходу потрібно говорити про так звану оптичну різницю ходу. У формулах (3.4) і (3.5) під λ слід розуміти довжину хвилі світла в даному середовищі. Якщо позначити довжину тієї ж хвилі у вакуумі через $\lambda_{\text{в}}$, то $\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{n}$.

Якщо інтерферуючі хвилі проходять різні середовища, показники заломлення котрих n_1 і n_2 , то умови максимумів і мінімумів потрібно записати:

$$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2 = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (\text{умова максимуму}); \quad (3.6)$$

$$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2 = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{умова мінімуму}), \quad (3.7)$$

де $n l$ – оптична довжина шляху променя;

$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2$ (іноді позначають просто Δ) – оптична різниця ходу променів.

Таким чином, максимуми інтерференції спостерігаються в точках, для котрих різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль, а мінімуми – у точках, для котрих на оптичній різниці ходу вкладається непарне число напівхвиль.

Зауважимо, що ми припускали, що щілини для вторинних хвиль нескінченно вузькі. Кінцева ширина щілин, очевидно, призводить до розмиття максимумів і мінімумів. На досить широких щілинах максимуми будуть перекриватися й інтерференція не буде спостерігатися. Грає роль і відстань між щілинами. Вона повинно бути досить малою: чим вона менша, тим ширша картина інтерференції.

Інтерференцію можна спостерігати і в білому, тобто немонохроматичному, світлі. У цьому випадку кожна смуга буде райдужно забарвлена: інтерференція супроводжується розкладанням світла на монохроматичні складові (чим більше λ , тим на більш великій відстані відстоять максимуми один від одного). У разі використання білого світла буде спостерігатися накладення картин інтерференції для всіх довжин хвиль світла видимого діапазону. Це призведе до ліквідації темних смуг дифракційної картини на екрані, а також до розширення освітлених смуг та їх періодичному фарбуванню. При цьому на кожному періоді фарбування освітлених смуг буде подібно дисперсійному спектру розкладання білого світла на клині, однак у зворотному порядку щодо довжини хвилі. У дисперсійному спектрі, як відомо, найменше відхиляється найдовша хвиля світла з видимого спектра – червона, сильніше за всіх – найкоротша з видимих хвиль – фіолетова. У інтерференційному спектрі центральна освітлена смуга буде незабарвленою, а в інших смугах найменше відхилиться від центру інтерференційної картини хвиля з найкоротшою з видимих хвиль – відповідна фіолетовому кольору, найбільш найдовша з видимих хвиль – червона.

3.3.2. Інтерференція світла при відбитті від прозорих пластинок і плівок

Інтерференційні кольорові явища спостерігаються також при відображенні світла від тонких прозорих плівок, наприклад від мильних плівок, від плівок бензину на поверхні води.

Розглянемо падіння з повітря (вакууму) паралельного пучка монохроматичних променів когерентних хвиль під кутом i на тонку прозору плоско паралельну пластину (плівку) товщиною b з показником заломлення $n_2 > 1$ (рис. 3.4).

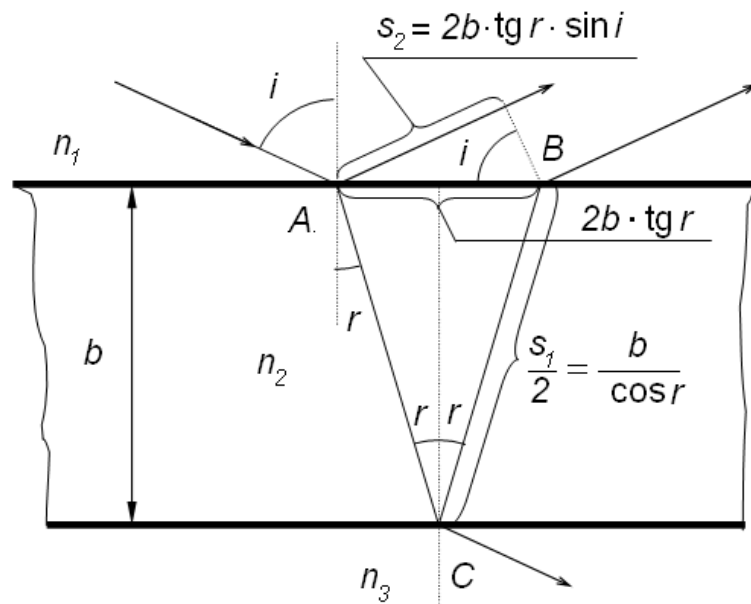


Рис. 3.4. Приклад падіння з повітря паралельного пучка монохроматичних променів когерентних хвиль на тонку прозору плоскопаралельну пластину (плівку)

Для визначеності будемо вважати, що під плівкою знаходиться оптично більш щільне середовище з показником заломлення $n_3 > n_2$. Промінь світла, що падає на прозору пластинку, частково відбивається і частково заломлюється. Заломлений промінь, відбиваючись від нижньої поверхні пластинки, йде до верхньої і заломлюється на ній другий раз. Таким чином виходять два промені. Якщо джерело світла природне, то необхідною умовою когерентності є мала товщина пластинок (інтерференція в тонких плівках). При висвітленні лазерним променем це обмеження відпадає.

При визначенні оптичної різниці ходу необхідно враховувати зміну фази відбитої хвилі на протилежну, якщо відображення походить від оптично більш щільного середовища.

Для $n_1 = 1$ і $n_3 > n_2$ оптична різниця ходу $\Delta = n_2 S_2 - S_1$. Після перетворень з урахуванням закону заломлення і тригонометричних формул одержимо:

$$\Delta = 2b\sqrt{n_2^2 + \sin^2 i}. \quad (3.8)$$

Якщо $n_3 < n_2$, тоді:

$$\Delta = 2b\sqrt{n_2^2 + \sin^2 i} - \lambda_g / 2. \quad (3.9)$$

Тут $\lambda_g / 2$ з'явилася за рахунок зміни фази хвилі на протилежну при відбитті в точці А ($\lambda_g = cT$ – довжина світлової хвилі у вакуумі). Зв'язок різниці фаз δ і різниці ходу Δ : $\delta = 2\pi\Delta / \lambda_g$.

Падіння променів під невеликими кутами на плівку, яку нанесено на оптично більш щільне середовище, має практичний інтерес для конструювання безвідбивачевих фотооб'єктивів з максимальним проходженням світлової енергії у фотокамеру.

Такі об'єктиви з нанесеною тонкою плівкою називаються просвітленою оптикою.

Якщо товщина плівки, на яку падає світло, яким-небудь чином змінюється, то при найменшому зміщенні спостерігача він під тим же кутом буде бачити на її поверхні чергування світлих і темних плям. Зокрема, якщо перетин плівки клиноподібний, її поверхня здається спостерігачеві покритою темними і світлими смугами, паралельними ребру клину.

3.3.3. Кільця Ньютона – приклад спостереження інтерференційної картини

Кільця Ньютона є історично першим прикладом спостереження інтерференційної картини смуг рівної товщини. Геометрія спостереження цих кілець надзвичайно проста (рис. 3.5).

Кільця Ньютона – кільцеподібні інтерференційні максимуми і мінімуми, що з'являються навколо точки дотику злегка зігнутої опуклої лінзи, сферична поверхня якої має великий радіус кривизни, і плоскопаралельної пластини при проходженні світла крізь лінзу та пластину.

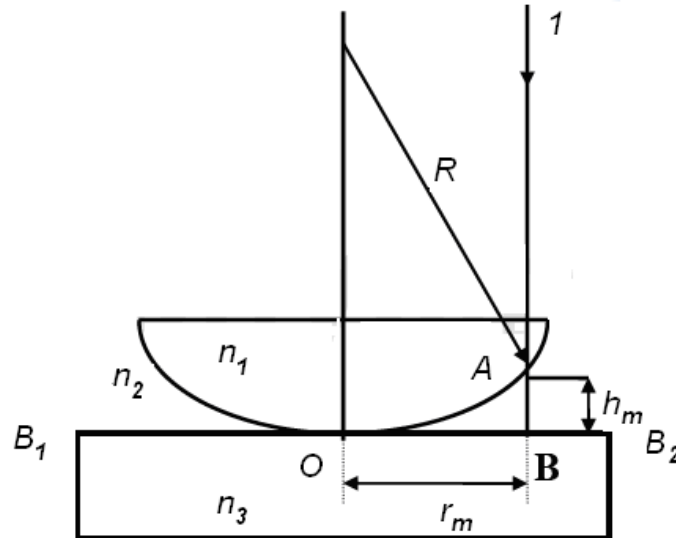


Рис. 3.5. До розрахунку радіуса кілець Ньютона. $B_1 B_2$ – верхня плоска поверхня скляної пластини

Якщо на систему падає пучок світла 1, то промені, відбиті від верхньої і нижньої меж повітряного зазора (не показані на рис. 3.5), будуть інтерферувати. Смуги мають вигляд світлих і темних кілець, що чергуються, спадної ширини з центром у точці дотику поверхонь O . Внаслідок зміни фази на π при відображенні від плоскої скляної поверхні $B_1 B_2$ центр інтерференційної картини виявляється темним (геометрична різниця ходу дорівнює нулю). Такі інтерференційні смуги вперше спостерігав Гук, а Ньютон установив залежність розмірів кілець від кривизни лінзи.

Легко розрахувати радіуси кілець Ньютона. Нехай R – радіус кривизни опуклої поверхні лінзи. Товщина зазора h_m , відповідна кільцю з порядком m , пов'язана з радіусом цього кільця r_m якщо обмежитися першими двома членами розкладання до ряду Тейлора $r_m^2 \ll R^2$ визначається співвідношенням:

$$h_m = R - \sqrt{R^2 + r_m^2} \approx \frac{r_m^2}{2R} \quad (3.10)$$

При приблизно нормальному падінні світла і малому нахилі поверхні лінзи до поверхні пластинки умова утворення інтерференційних смуг уразі повітря ($n \approx 1$) має вигляд

$$2h_m + \frac{\lambda}{2} = m\lambda. \quad (3.11)$$

Згідно з виразами (3.10) і (3.11) для радіусів кілець отримуємо:

$$r_m^2 = R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right), \quad (3.12)$$

де $m = 1/2, 3/2, 5/2 \dots$ для темних кілець і $m = 0, 1, 2, \dots$, для світлих кілець.

З виразу (3.12) видно, що, наприклад, радіуси темних кілець пропорційні квадратному кореню з позитивних цілих чисел, а відстань між сусідніми кільцями зменшується зі збільшенням порядку інтерференційних смуг.

Якщо між лінзою і пластинкою в області дотику знаходиться (випадковим чином) порошок або мікрочастинка з характерним розміром δ , то виникає додаткова різниця ходу 2δ і вираз (3.12) має вигляд:

$$r_m^2 = R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right), \quad (3.13)$$

До того ж спостережувані порядки інтерференційних смуг визначаються умовою $\lambda\left(m - 0,5\right) \geq \delta$, якщо не порушена умова тимчасової когерентності. Вимірюючи радіуси кілець, які відповідають різним порядкам, і знаючи довжину хвилі світла, можна визначити радіус кривизни лінзи зі співвідношення

$$R = \frac{r_{m+\Delta m}^2 - r_m^2}{\Delta m \lambda}, \quad (3.14)$$

де Δm – зміна порядку інтерференційних смуг.

У разі освітлення світлом, що містить дві квазімонохроматичні компоненти з близькими довжинами хвиль λ_1 і $\lambda_2 > \lambda_1$, кожна компонента утворює свою інтерференційну картину.

У міру віддалення від центра інтерференційні кільця від різноманітних компонент світла розходяться. У результаті перекриття кілець різних порядків виникають періодичні зміни "видності" інтерференційної картини (вузли та пучності або світлові биття).

Перше від центра розмиття відбувається тоді, коли радіус світлого кільця порядку m для довжини хвилі λ_1 збігається з радіусом темного кільця порядку $(m - 0,5)$ для довжини хвилі λ_2 . Звідси випливає, що

$$\lambda_2(m - \frac{1}{2}) = \lambda_1 m. \quad (3.15)$$

Оскільки кожне кільце має помітну ширину і в ньому здійснюється плавний перехід від максимуму до мінімуму, тому область розмиття має деяку протяжність. Очевидно, що з умови виникнення другого розмиття виходить:

$$\lambda_2(m' - \frac{1}{2}) = \lambda_1(m' + 1). \quad (3.16)$$

З виразів (3.15) і (3.16) отримуємо, що:

$$\Delta m = m' - m = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (3.17)$$

де Δm – зміна порядку інтерференційних смуг між сусідніми розмитими ділянками.

При освітленні білим світлом кільця забарвлені і кількість спостережуваних кілець невелика, тому що при великих m відбувається настільки складне накладення кілець різних довжин хвиль, що інтерференційна картина зникає, крім того, на білому світлі легко порушується умова тимчасової когерентності.

Кільця Ньютона використовують для вимірювання радіусів кривизни поверхонь, вимірювання довжин хвиль світла і показників заломлення.

У деяких випадках (наприклад, при скануванні зображень на плівках або оптичного друку з негатива) кільця Ньютона являють собою небажане явище.

3.3.4. Деякі застосування інтерференції

Застосування інтерференції дуже важливі й численні.

Існують спеціальні прилади – інтерферометри, дія яких заснована на явищі інтерференції. Призначення їх може бути різним: точне вимірювання довжин світлових хвиль, вимірювання показника заломлення газів і інших речовин. Є інтерферометри спеціального призначення.

Розглянемо такі два застосування інтерференції:

1. Перевірка якості обробки поверхонь. За допомогою інтерференції можна оцінити якість обробки поверхні виробу з точністю до $1/10$ довжини хвилі, тобто з точністю до 10^{-6} см. Для цього потрібно створити тонкий клиноподібний прошарок повітря між поверхнею зразка і дуже гладкою еталонною пластиною. Тоді нерівності поверхні розміром до 10^{-6} см викличуть помітні викривлення інтерференційних смуг, що утворюються при відображенні світла від поверхні, що перевіряється, і нижній межі еталонної пластини.

2. Просвітлення оптики. Об'єктиви сучасних фотоапаратів і кінопроекторів, перископи підводних човнів та різні інші оптичні пристрої складаються з великого числа оптичних стекол – лінз, призм тощо. Проходячи через такі пристрої, світло відбивається від багатьох поверхонь. Кількість відображаючих поверхонь у сучасних фотооб'єктивах перевищує 10, а в перископах підводних човнів доходить до 40. При падінні світла перпендикулярно поверхні частка відбитої від неї енергії становить 5 – 9 % від усієї енергії. Тому крізь прилад часто проходить усього 10 – 20 % світла, що надходить у нього. У результаті цього освітленість зображення виходить малою. Крім того, погіршується якість зображення. Частина світлового пучка після багаторазового відбиття від внутрішніх поверхонь усе ж проходить через оптичний прилад, але розсіюється і вже не бере участь у створенні чіткого зображення. На фотографічних зображеннях, наприклад, з цієї причини утворюється «вуаль».

Для усунення цих наслідків відображення світла від поверхні оптичних стекол треба зменшити частку відображеної енергії світла. Зображення, що дається приладом, робиться при цьому яскравіше, «просвітлюється». Звідси і походить термін просвітлення оптики.

Просвітлення оптики засноване на інтерференції. На поверхню оптичного скла, наприклад лінзи, наносять тонку плівку з показником за-

ломлення n_n , меншим показника заломлення скла n_c . Для простоти розглянемо нормальне падіння світла на плівку (рис. 3.6).

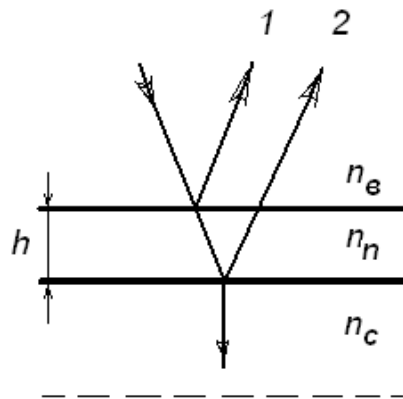


Рис. 3.6. Нормальне падіння світла на плівку

Різниця ходу світлових хвиль 1 і 2, відбитих від верхньої і нижньої поверхонь плівки, дорівнює подвоєній товщині плівки $2h$. Довжина хвилі λ_0 у повітрі менша, ніж довжини хвилі λ у вакуумі в n разів: $\lambda_n = \lambda / n_n$.

Для того щоб хвилі 1 і 2 послаблювали одна одну, різниця ходу повинна дорівнювати половині довжини хвилі у плівці: $2h = \lambda_n / 2 = \lambda_n / 2 n_n$.

Якщо амплітуди обох відображених хвиль однакові або дуже близькі одна до одної, то гасіння світла буде повним. Щоб добитися цього, підбирають відповідним чином показник заломлення плівки, оскільки інтенсивність відбитого світла визначається відношенням коефіцієнтів заломлення двох середовищ, що межують.

На лінзу при звичайних умовах падає біле світло. Вираз $2h = \lambda_n / 2 = \lambda_n / 2 n_n$ показує, що необхідна товщина плівки залежить від довжини хвилі. Тому здійснити гасіння відображених хвиль усіх частот неможливо. Товщину плівки підбирають так, щоб повне гасіння при нормальному падінні мало місце для довжин хвиль середньої частини спектра (зелений колір $\lambda_3 \approx 5,5 \cdot 10^{-5}$ см), вона повинна дорівнювати чверті довжини хвилі у плівці (практично наносять шар, товщина якого на ціле число довжин хвиль більше, це зручніше): $h = \lambda_3 / 4 n_n$.

Відбиття світла крайніх ділянок спектра – червоного та фіолетового – послаблюється незначно. Тому об'єктив з просвітленою оптикою у відбитому світлі має бузковий відтінок. Зараз навіть дешеві фотоапарати мають просвітлену оптику. Гасіння світла світлом не означає перетворення світлової енергії в інші форми. Як і при інтерференції механічних

хвиль гасіння хвиль одна одною в даній ділянці простору означає, що світлова енергія сюди просто не надходить. Гасіння відображених хвиль в об'єктивів з просвітленою оптикою означає, що весь світ проходить крізь об'єktiv.

У даний час одношарове просвітлення часто використовується для лазерної оптики, розрахованої на роботу у вузькому спектральному діапазоні. Використовуючи стекла з відносно високими показниками заломлення і напилюючи плівку фториду барію, вдається домогтися мінімальної відбивної здатності близько 1 %. Головною перевагою такого просвітлення є його дешевизна. Багатошарове просвітлююче покриття являє собою послідовність шарів, що чергуються (їх кількість досягає більше 15) з двох (чи більше) матеріалів з різними показниками заломлення. Багатошарові просвітлюючі покриття характеризуються низькими втратами на відображення (вузькосмугові покриття для лазерної оптики з відбивною здатністю близько 0,2 % й менше, широкосмугові – до 0,5 %). Основна перевага багатошарового просвітлення стосовно фотографічної і спостережної оптики – мала залежність відбивної здатності від довжини хвилі в межах видимого спектра (на графіку відбивної здатності від довжини хвилі спостерігаються два і більше мінімуму, розділених невеликими максимумами, а за межами робочої смуги спостерігається сильне зростання відбивної здатності), що істотно зменшує спотворення кольору. Відбиття від поверхні лінз з багатошаровим просвітленням залежно від якості мають різні відтінки зеленого та фіолетового кольору, аж до дуже слабких сіро-зелених у об'єктивів останніх років випуску. Оптика з багатошаровим просвітленням раніше маркувалася буквами MC (наприклад, MC Мир–47м 2,5 / 20). У даний час спеціальне позначення багатошарового просвітлення зустрічається рідко, тому що його використання стало стандартом. Іноді зустрічаються "фірмові" позначення особливих його різновидів SMC (Pentax), Super Integrated Coating, Nano (Nikon) та ін. До складу багатошарового просвітлюючого покриття, крім власне просвітлюючих шарів, зазвичай входять допоміжні шари – поліпшують зчеплення зі склом, захисні, гідрофобні та ін. Деякі оптичні матеріали, які використовуються в інфрачервоному діапазоні, мають дуже великий показник заломлення. Наприклад, у германію показник заломлення близько 4. Такі матеріали вимагають обов'язкового просвітління.

Технологія нанесення покриттів

Застосовується, як правило, катодне розпилення або полум'яне осадження методом бомбардування іонізованими атомно-молекулярними елементами обраним складом матеріалу в глибокому вакуумі в сильному, постійному електростатичному полі. Створення розрахункової товщини контрольованої найтоншої плівки або кількох плівок одна поверх іншої (вимірюється в нанометрах залежно від розрахункової величини довжини хвилі променя світла, що проходить). Коефіцієнт заломлення покриттів завжди менший коефіцієнта заломлення оптичного скла лінз. Дана технологія аналогічна отриманню дихроїчних стекол.

3.4. Дифракція світла

Дифракція (від лат. diffractus – переломлений) – будь-які відхилення при поширенні хвиль (світла) від законів геометричної оптики, тобто загинання світла в область геометричної тіні.

Причина дифракції, як і інтерференції, – суперпозиція хвиль, яка призводить до перерозподілу інтенсивності. Якщо кількість інтерферуючих джерел скінченна, то говорять про інтерференцію хвиль. При безперервному розподілі джерел говорять про дифракцію хвиль. Дифракція виявляється у хвилях будь-якої природи.

Дифракція світла може бути пояснена тільки з хвильової точки зору.

Дифракція призводить до того, що замість різкої межі між світлом і тінню, як це впливає з геометричної оптики, виходить розмита, складним чином освітлена область.

3.4.1 Дифракція Френеля і Фраунгофера

Якщо λ – довжина хвилі, b – розміри перешкоди, L – відстань від перешкоди до точки спостереження, то розрізняють такі ситуації:

$$\frac{b^2}{L\lambda} = \begin{cases} \gg 1 - \text{геометрична оптика,} \\ :1 - \text{дифракція Френеля,} \\ \ll 1 - \text{дифракція Фраунгофера.} \end{cases} \quad (3.18)$$

3.4.2. Принцип Гюйгенса – Френеля

Строге рішення будь-якої дифракційної задачі для світлових хвиль зводиться до знаходження рішення рівнянь Максвелла з відповідними граничними умовами.

В оптиці велике значення має наближене рішення дифракційних задач, засноване на принципі Гюйгенса – Френеля:

1. Кожна точка, до якої доходить хвиля, служить джерелом вторинних сферичних хвиль, огинаюча яких дає положення хвильового фронту в наступний момент часу (Х. Гюйгенс, 1678 р.).

2. Амплітуда результуючої хвилі в будь-якій точці простору може бути знайдена як результат інтерференції всіх вторинних хвиль з урахуванням їх фаз і амплітуд (О. Френель, 1818 р.).

Математичне формулювання принципу Гюйгенса – Френеля

Нехай S – хвильова поверхня не закрита перешкодою, P – точка спостереження (рис. 3.7а).

Тоді елемент поверхні dS збудить у точці P коливання:

$$dE = k(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0).$$

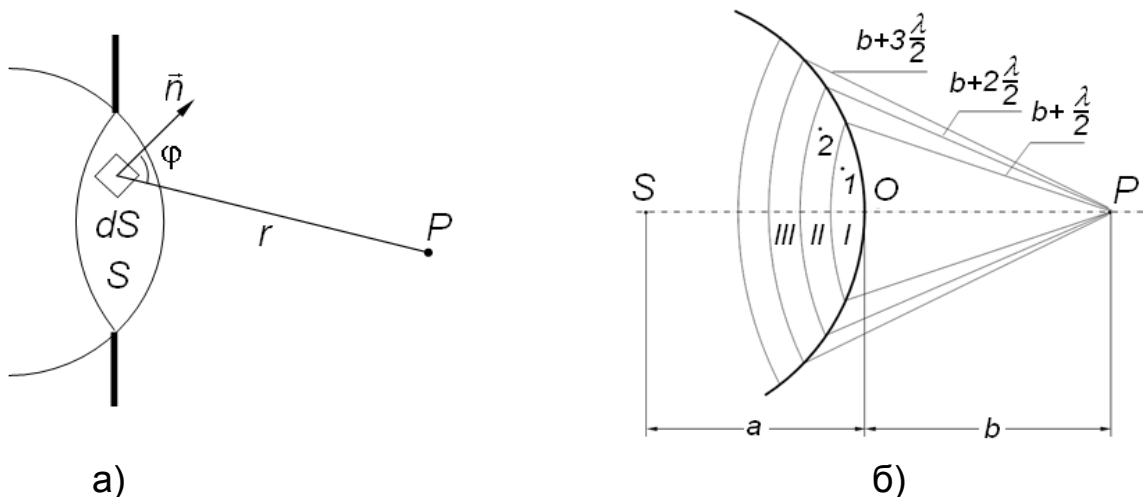


Рис. 3.7. До формулювання принципу Гюйгенса – Френеля

Результуюче коливання:

$$E = \int_S dE = \int_S k(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS. \quad (3.19)$$

У формулі (3.19) $k(\varphi)$ визначає залежність амплітуди dE від кута між нормаллю до площадки dS і напрямком на точку P . Множник a_0 дає амплітуду світлового коливання в тому місці, де знаходиться dS . Величини ω і k – кругова частота і хвильове число сферичної хвилі, що поширюється від елемента dS .

Зони Френеля

Обчислення інтеграла в пункті у загальному випадку – важке завдання. У випадках, якщо в задачі існує симетрія, амплітуду результуючого коливання можна знайти методом зон Френеля, не вдаючись до обчислення інтеграла.

Нехай від джерела світла S (рис. 3.7 б) поширюється монохроматична сферична хвиля, P – точка спостереження. Через точку O проходить сферична хвильова поверхня. Вона симетрична відносно прямої SP . Розіб'ємо цю поверхню на кільцеві зони I, II, III і т. д. так, щоб відстані від країв зони до точки P відрізнялися на $\lambda/2$ – половину довжини світлової хвилі. Це розбиття було запропоновано О. Френелем і зони називають зонами Френеля. Що дає таке розбиття для розрахунку інтенсивності в точці P ?

Візьмемо довільну точку 1 в першій зоні Френеля. У зоні II знайдеться, через правило побудови зон, така відповідна їй точка, що різниця ходу променів, що йдуть у точку P від точок 1 і 2, буде дорівнювати $\lambda/2$. Унаслідок цього коливання від точок 1 і 2 погасять одна одну в точці P . З геометричних міркувань випливає, що при не дуже великих номерах зон їх площі приблизно однакові. Значить, кожній точці першої зони знайдеться відповідна їй точка в другій, коливання яких погасять одна одну. Амплітуда результуючого коливання, що приходить в точку P від зони з номером m , зменшується зі зростанням m , тобто $A_1 > A_2 > A_3 \dots A_{m-1} > A_m > A_{m+1} \dots$. Відбувається це через збільшення зі зростанням m кута між нормаллю до хвильової поверхні і напрямком на точку P . Отже, гасіння коливань сусідніх зон буде не зовсім повним.

3.4.3. Дифракція Френеля на круглому отворі

Нехай на шляху сферичної світлової хвилі, що випускається джерелом S , розташований непрозорий екран з круглим отвором радіуса r_0 .

Якщо отвір відкриває парне число зон Френеля, то в точці P буде спостерігатися мінімум, оскільки всі відкриті зони можна об'єднати в сусідні пари, коливання яких у точці P приблизно гасять одна одну.

При непарному числі зон у точці P буде максимум, оскільки коливання однієї зони залишаться не погашеними (рис. 3.8).

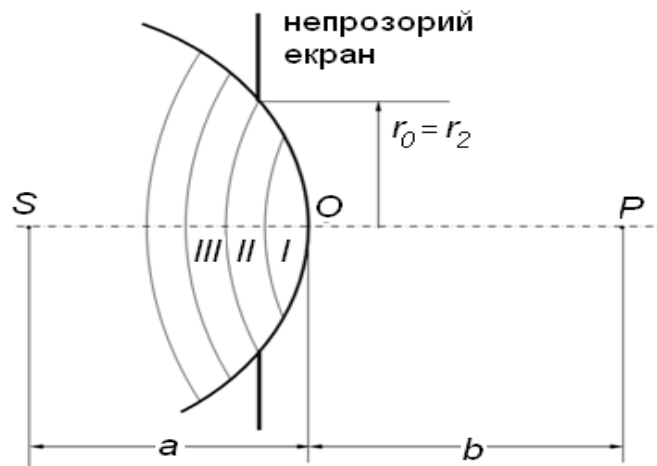


Рис. 3.8. Дифракція Френеля на круглому отворі

Можна показати, що радіус зони Френеля з номером m при не дуже великих m :

$$r = \sqrt{\frac{ab}{a+b} \cdot m\lambda}. \quad (3.20)$$

Відстань "a" приблизно дорівнює відстані від джерела до перепони, відстань "b" – від перепони до точки спостереження P . Якщо отвір залишає відкритим ціле число зон Френеля, то, прирівнявши r_0 і r_m , отримаємо формулу для підрахунку числа відкритих зон Френеля:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (3.21)$$

При m парному в точці P буде мінімум інтенсивності, при непарному – максимум.

3.4.4. Дифракція Фраунгофера на щілині

У разі дифракції Фраунгофера параметр $b^2 / (L\lambda) \ll 1$. Це означає, що якщо розмір перешкоди $b \sim \lambda$, то відстань до екрана спостереження $L \gg b$. Нехай на довгу щілину шириною b падає плоска монохроматична хвиля з довжиною λ (рис. 3.9а).

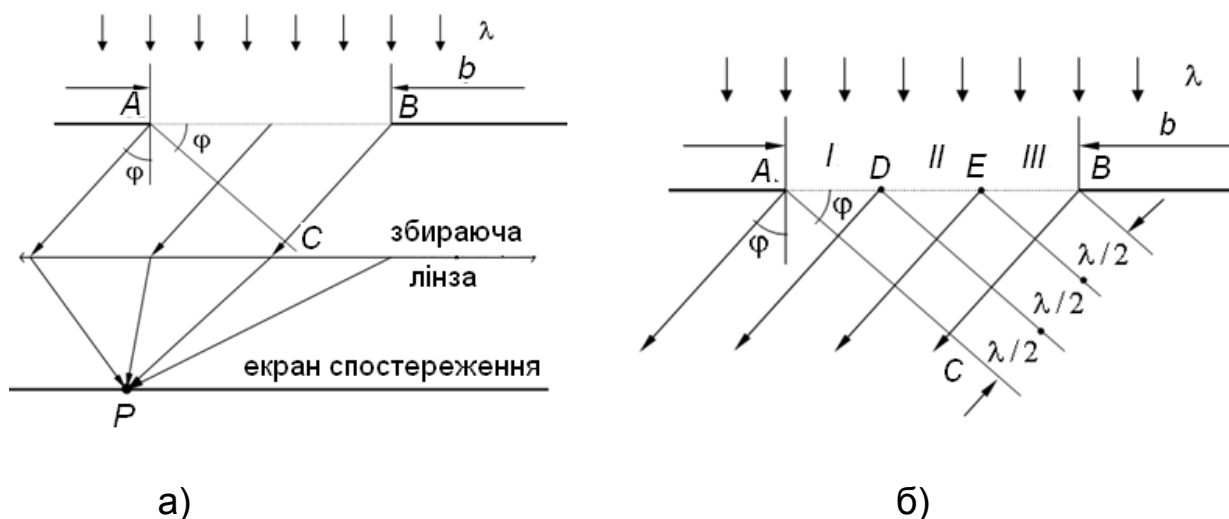


Рис. 3.9. До визначення дифракції Фраунгофера на щілині

Помістимо між щілиною та екраном спостереження лінзу так, щоб екран спостерігача перебував у фокальній площині лінзи. Лінза дозволяє спостерігати на екрані дифракцію в паралельних променях ($L \rightarrow \infty$). Збираюча лінза має властивість, що зветься *тавтохронністю*: промені, що йдуть від хвильової поверхні AC до точки спостереження P, мають однакову оптичну довжину.

Таким чином, результат суперпозиції вторинних хвиль, який визначає амплітуду коливань світлової хвилі в точці P, залежить від різниці ходу, що набігає в трикутнику ABC.

Для знаходження положень максимумів і мінімумів інтенсивності скористаємося методом зон Френеля: розіб'ємо сторону BC на відрізки довжиною $\lambda/2$ (рис. 3.9б). З кінців цих відрізків проведемо лінії, паралельні фронту вторинної плоскої хвилі, що йде під кутом ϕ . Ці лінії розіб'ють AB – фронт первинної плоскої хвилі на зони Френеля.

На рис. 3.9 їх зображено три: AD, DE і EB. Число зон Френеля k залежить від λ і довжини відрізка $BC = b \sin \phi$. Якщо k ціле, то $b \cdot \sin \phi = k \frac{\lambda}{2}$.

При парному числі зон Френеля $k = 2m$, де $m = \pm 1, \pm 2 \dots$ зони можна розбити на сусідні пари, які гасять одна одну. Отже, умова мінімуму при дифракції Фраунгофера на щілині має вигляд:

$$b \cdot \sin \varphi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2 \dots \quad (3.22)$$

При непарному $k = 2m + 1$ одна зона залишається без пари і її коливання не будуть погашені, отже, умова максимуму при дифракції Фраунгофера на щілині буде мати вигляд:

$$b \cdot \sin \varphi = m\lambda + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.23)$$

Звернемо увагу, що умови формально протилежні умовам максимумів і мінімумів при інтерференції від двох джерел. Визначимо залежність інтенсивності дифракційної картини від кута дифракції φ (рис. 3.10).

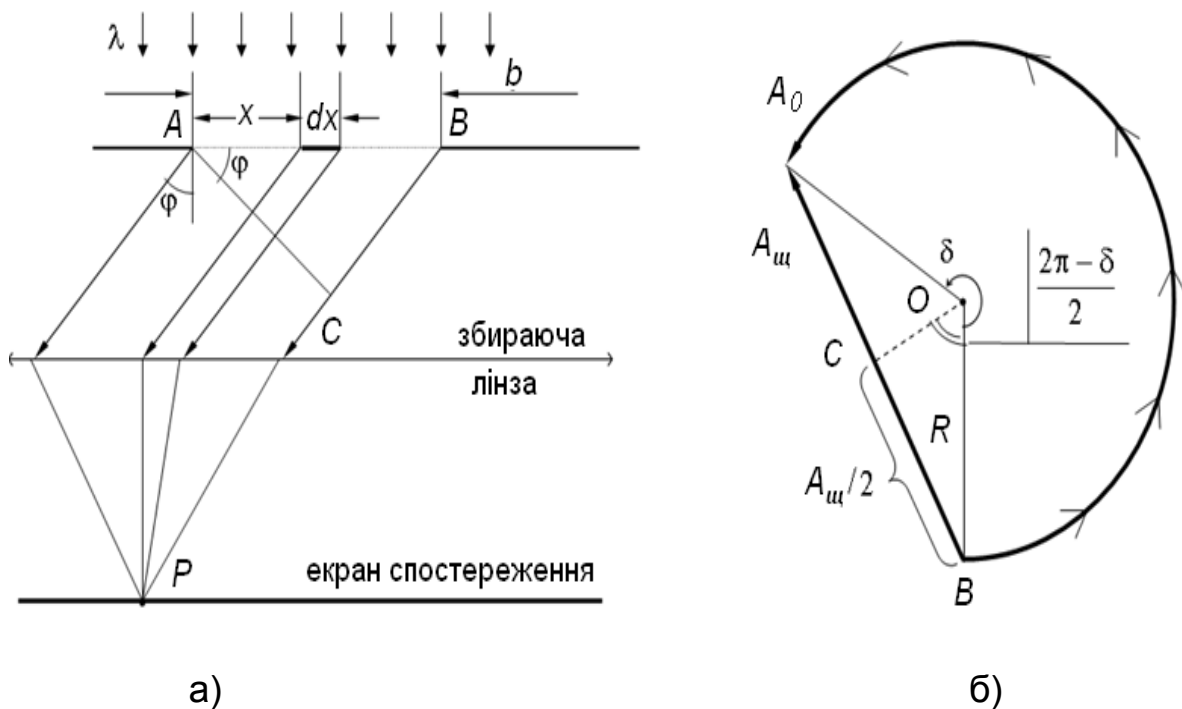


Рис. 3.10. До визначення залежності інтенсивності дифракційної картини від кута дифракції φ (а) і векторна діаграма коливань, що посиляються цими смужками в точку спостереження (б)

Розіб'ємо щілину на смужки шириною dx (рис. 3.10а) і зобразимо векторну діаграму коливань, що посилаються цими смужками в точку спостереження P (рис. 3.10б). При $\varphi = 0$ коливання від всіх смужок матимуть однакову фазу.

Результуюче коливання в точці P вийде в результаті додавання зіспрямованих нескінченно малих векторів. Векторна діаграма в цьому випадку буде мати вигляд вектора довжиною A_0 . Для коливань, що приходять від щілини в точку спостереження P , яка розташована під кутом φ , векторна діаграма має вигляд дуги кола довжиною A_0 . Замикаючий цю дугу вектор $A_{\text{щ}}$ є амплітудою результуючого коливання від щілини при довільному куті φ . Фазовий кут δ відповідає максимальній різниці ходу, яка дорівнює $\Delta = b \sin \varphi$.

Оскільки $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}$, то:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} b \cdot \sin \varphi. \quad (3.24)$$

Величину вектора $A_{\text{щ}}$ легко знайти з геометричних міркувань:

$$A_{\text{щ}} = A_0 \left| \frac{\sin(\delta/2)}{\delta/2} \right|.$$

Інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди, тому:

$$I_{\text{щ}}(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2(\delta/2)}{(\delta/2)^2}. \quad (3.25)$$

Враховуючи зв'язок δ з різницею ходу Δ , отримаємо зв'язок інтенсивності дифрагованого світла з параметрами задачі, що розглядаються:

$$I_{\text{щ}}(j) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)^2}, \quad (3.26)$$

де I_0 – інтенсивність при $\varphi = 0$. Графік цієї функції в осях $I - \sin \varphi$ має вигляд наведений на рис. 3.11:

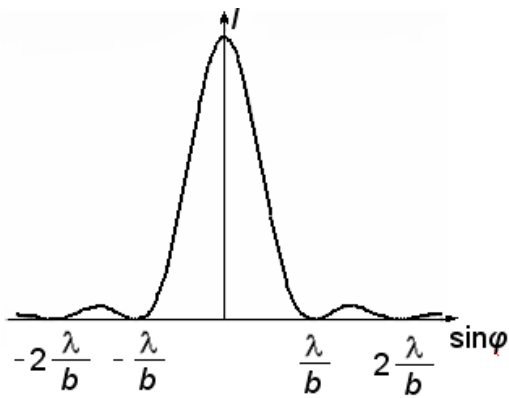


Рис. 3.11. Залежність інтенсивності дифрагованого світла від кута φ

3.4.5. Дифракційні ґратки

Дифракційна ґратка – це сукупність великої кількості однакових щілин, віддалених одна від одної на одну й ту ж відстань (рис. 3.12). Відстань d між відповідними точками сусідніх щілин називають періодом ґратки: $d = a + b$.

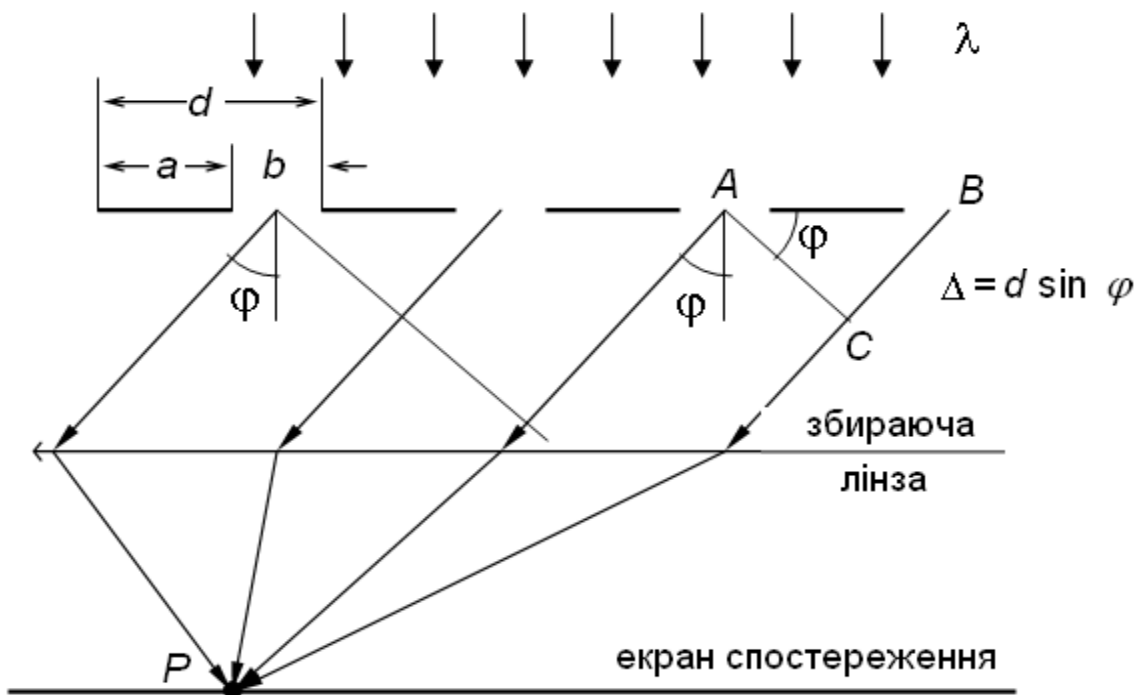


Рис. 3.12. Приклад дифракційної ґратки

Нехай на дифракційну ґратку з числом щілин N падає по нормалі паралельний пучок світла (плоска хвиля) з довжиною хвилі λ . Між екраном і ґраткою помістимо збираючу лінзу. Екран розташуємо в фокальній площині лінзи. За принципом Гюйгенса – Френеля, щоб знайти амплітуду результуючого коливання в будь-якій точці P екрана спостереження, треба знайти результат інтерференції всіх вторинних хвиль з урахуванням їх фаз і амплітуд. Лінза збирає в точці P всі паралельні промені, що йдуть від ґрат під кутом φ .

Кожна щілина створює коливання з амплітудою, що залежить від φ :

$$A_{щ} = A_0 \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin j\right)} \right|.$$

Різниця ходу променів, що йдуть від відповідних точок сусідніх щілин: $\Delta = d \cdot \sin \varphi$. При виконанні умови максимуму маємо $\Delta = m \cdot \lambda$ і тоді умова головного максимуму для дифракційної ґратки буде мати такий вигляд:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda, m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.27)$$

Ціле число m називають порядком максимуму. Коливання від сусідніх щілин при виконанні умови максимуму в точці P приходять в однаковій фазі. Результуюча амплітуда A_p , що створюється в точці P ґраткою, буде в N разів більшою, ніж амплітуда від однієї щілини:

$$A_p = N \cdot A_{щ}. \quad (3.28)$$

Інтенсивність світла:

$$I_p \sim A_p^2 = N^2 \cdot A_{щ}^2 \sim N^2 \cdot I_{щ}, \quad (3.29)$$

буде в N^2 разів більше, ніж інтенсивність $I_{щ}$, яка створюється однією щілиною.

Наведемо далі залежність амплітуди результуючого коливання, що створюється ґраткою для кута φ . Амплітуда результуючого коливання від N щілин, $A_p(\varphi)$, є результат багатопроменевої інтерференції. Таким чином:

$$A_p(\varphi) = A_{щ}(\varphi) \frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\frac{\delta}{2}}.$$

Де δ – різниця фаз коливань, що йдуть у точку Р від відповідних точок сусідніх щілин. Зв'язок δ з Δ з урахуванням геометрії має вигляд:

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi \Rightarrow \delta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi.$$

Нарешті можна отримати залежність амплітуди результуючого коливання, що створюється ґраткою для кута φ у вигляді:

$$A_p(\varphi) = A_0 \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi} \right| \cdot \left| \frac{\sin\left(N\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)} \right|. \quad (3.30)$$

З формули (3.30) можна отримати вираз для результуючої інтенсивності I_p :

$$I_p(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(N\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin^2\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}. \quad (3.31)$$

Можна формально отримати умови, при яких будуть спостерігатися мінімуми, якщо проаналізувати на мінімум вираз (3.31) для $I(\varphi)$. Аналіз дає такі результати:

- а) $b \cdot \sin \varphi = \pm k \cdot \lambda$, $k = 1, 2, \dots$ – це умова мінімуму для щілини;
- б) $d \cdot \sin \varphi = \pm(m + 1/2) \cdot \lambda$, $m = 1, 2, \dots$ – це умова головного мінімуму для ґратки. При виконанні цієї умови коливання від сусідніх щілин приходять у точку Р у протифазі і попарно гасять одне одне;

в) $d \cdot \sin \varphi = \pm(k'/N) \cdot \lambda$, $k' = 1, 2, \dots$ – ціле число не кратне N . Це умова додаткових мінімумів. При k' кратному N отримаємо умову максимуму. При виконанні умови додаткових мінімумів векторна діаграма додавання коливань від N щілин замикається: кінець N -го вектора потрапляє в початок 1-го і результуюча амплітуда дорівнює нулю.

Якщо умови додаткових мінімумів (в) покласти $k' = 1, N \pm 1, 2N \pm 1, \dots$, тобто $k' = mN \pm 1$, $m = 0, 1, 2, \dots$, то отримаємо умову для додаткових мінімумів, найближчих до головних максимумів порядку m :

$$d \cdot \sin \varphi = \pm(m \pm 1/N) \cdot \lambda = \pm m\lambda \pm \lambda/N.$$

При різниці ходу $d \sin \varphi$, що дорівнює $\pm m\lambda$, спостерігається головний максимум порядку m . Додавка до різниці ходу величини λ/N дає умову мінімуму, найближчого до головного максимуму. Ця добавка тим менша, чим більше N – число щілин решітки, що беруть участь в утворенні інтерференційної картини.

У хороших ґрат $d \approx 10^{-6}$ м і при довжині ґратки $l_p = 1$ см кількість щілин $N = l_p / d = 10000$, що дає дуже вузькі головні максимуми, необхідні в спектральних приладах.

Наведемо далі графік залежності інтенсивності $I_p(\sin \varphi)$. Для наочності графіка візьмемо ґратку з дуже малим числом щілин, $N = 4$. Нехай, для визначеності, постійна ґратки d в чотири рази більша за ширину щілини b , тобто $d = 4b$, а довжина хвилі $\lambda = b / 2$.

Знайдемо значення $\sin \varphi$, при яких спостерігатимуться максимуми і мінімуми від такої ґратки.

Мінімуми для щілини:

$$\sin \varphi = \pm k \cdot \lambda / b = \pm k / 2, \quad k = 1, 2.$$

Головні максимуми ґратки:

$$\sin \varphi = \pm m \cdot \lambda / d = \pm m / 8, \quad m = 1, 2, 3, 4.$$

Головні мінімуми ґратки:

$$\sin \varphi = \pm \left(\frac{m \cdot \lambda}{d} + \frac{\lambda}{2d} \right) = \pm (2m + 1) / 16, \quad m = 1, 2, 3.$$

Додаткові мінімуми ґратки:

$$\sin \varphi = \pm k' \lambda / Nd = k' / 32, \quad k' = 1, 2, 4, \dots, \quad k' \text{ – не кратне до } 4.$$

Графік залежності інтенсивності дифракційної картини від $\sin \varphi$ зображений на рис. 3.13 суцільною лінією.

Штрихова лінія – обвідна дифракційної картини – це інтенсивність дифракційної картини від однієї щілини, помножена на $N^2 = 4^2 = 16$.

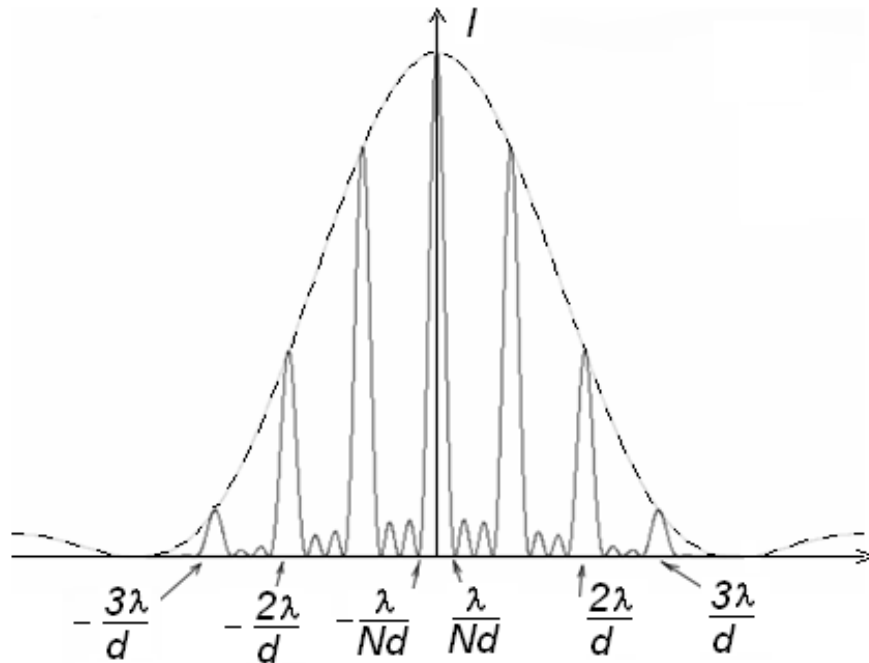


Рис. 3.13. Графік залежності інтенсивності дифракційної картини від $\sin\varphi$

3.4.6. Поняття про голографію

Голографія (від грец. «повний запис») – особливий спосіб запису і подальшого відновлення хвильового поля, заснований на реєстрації інтерференційної картини. Вона зобов'язана своїм виникненням законам хвильової оптики – законам інтерференції і дифракції.

Цей принципово новий спосіб фіксації і відтворення просторового зображення предметів винайдений англійським фізиком Д. Габором (1900 – 1979) в 1947 р. (Нобелівська премія 1971 р.). Експериментальне втілення і подальша розробка цього способу (Ю. М. Денисюком в 1962 р. і американськими фізиками Е. Лейтом і Ю. Упатнієксом у 1963 р.) стали можливими після появи в 1960 р. джерел світла високого ступеня когерентності – лазерів.

Розглянемо елементарні основи принципу голографії, тобто реєстрації та відновлення інформації про предмет. Для реєстрації та відновленні хвилі необхідно вміти реєструвати і відновлювати амплітуду та фазу хвилі, що йде від предмета. Відомо, що розподіл інтенсивності в інтерференційній картині визначається як амплітудою інтерферуючих хвиль, так і різницею їхніх фаз. Тому для реєстрації як фазової, так і

амплітудної інформації, крім хвилі, що йде від предмета (так званої предметної хвилі), використовують ще когерентну з нею хвилю, що йде від джерела світла (так звану опорну хвилю).

Ідея голографування полягає в тому, що фотографується розподіл інтенсивності в інтерференційній картині, яка виникає при суперпозиції хвильового поля об'єкта і когерентної йому опорної хвилі відомої фази. Подальша дифракція світла на зареєстрованому розподілі почорнінь у фотошарі відновлює хвильове поле об'єкта і припускає вивчення його за відсутності об'єкта.

Практично ця ідея може бути здійснена за допомогою принципової схеми, яка показана на рис. 3.14а. Лазерний пучок ділиться на дві частини, причому одна його частина відбивається дзеркалом на фотопластинку (опорна хвиля), а друга потрапляє на фотопластинку, відбившись від предмета (предметна хвиля). Опорна і предметна хвилі, будучи когерентними і накладаючись одна на одну, утворюють на фотопластинці інтерференційну картину. Після прояви фотопластинки і маємо голограму – зареєстровану на фотопластинці інтерференційну картину, що утворена при додаванні опорної і предметної хвиль.

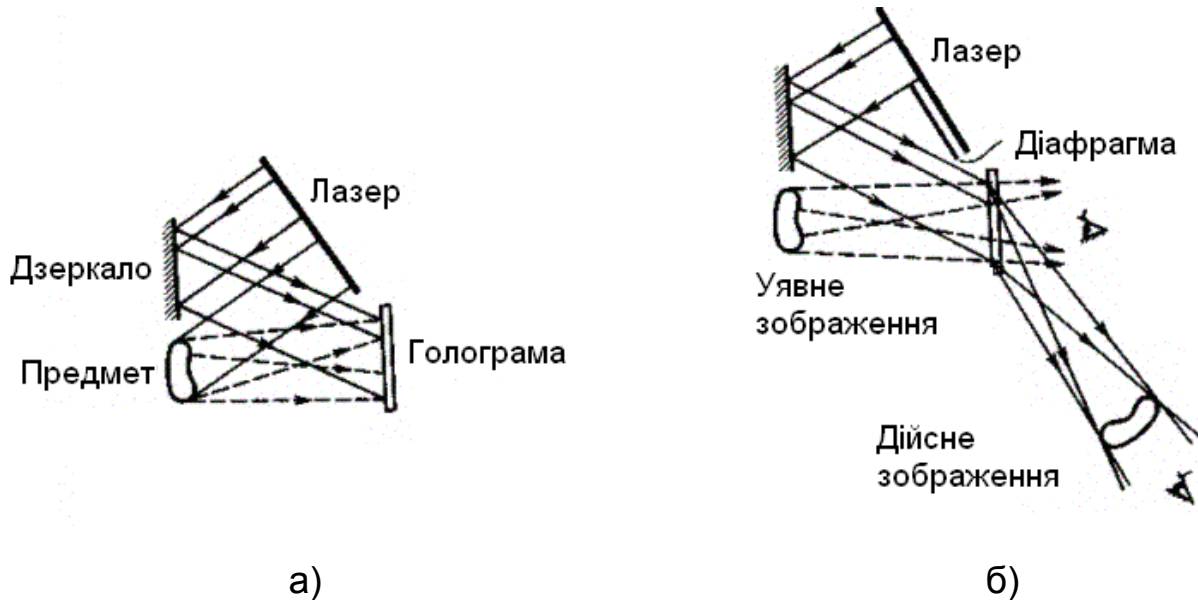


Рис. 3.14. **Схема голографії**

Для відновлення зображення (рис. 3.14б) голограма розміщується там же, де вона перебувала до реєстрації. Її висвітлюють опорним пучком того ж лазера (друга частина лазерного пучка перекривається

діафрагмою). У результаті дифракції світла на інтерференційній структурі голограми відновлюється копія предметної хвилі, що утворює об'ємне (з усіма притаманними предмету властивостями) уявне зображення предмета, розташоване в тому місці, де предмет знаходився при голографуванні. Крім того, відновлюється і дійсне зображення предмета, що має рельєф, який є зворотним до рельєфу предмета, тобто опуклі місця замінені увігнутими, і навпаки (якщо спостереження ведеться праворуч від голограми).

Відзначимо кілька дуже важливих властивостей голографічного способу запису інформації.

1. Голографічний спосіб запису зображення чутливий до фаз предметних хвиль, тому в голограмі міститься інформація про відстань будь-якої точки предмета до фотопластинки. Це дозволяє передавати об'ємність предмета. На платівці з розмірами, близькими до розмірів звичайної фотографії, міститься інформація про незліченну безліч зображень предмета, відповідних його спостереженням з різних точок.

2. Чутливість методу до фаз предметної хвилі обумовлена насамперед тим, що записується картина інтерференції цієї хвилі з опорною, фаза якої відома.

3. Відновлення предметної хвилі можливо з будь-якої малої ділянки голограми. При цьому, чим більший розмір ділянки, тим більша чіткість зображення можлива.

Зазвичай користуються уявним голографічним зображенням, яке за зоровим сприйняттям створює повну ілюзію існування реального предмета. Розглядаючи з різних положень об'ємне зображення предмета, що дається голограмою, можна побачити більш віддалені предмети, закриті ближчими з них (зазирнути за ближні предмети). Це пояснюється тим, що, переміщуючи голову в сторону, ми сприймаємо зображення, відновлене від периферійної частини голограми, на яку при експонуванні падали також і промені, відбиті від прихованих предметів. Голограму можна розколоти на кілька шматків. Але навіть мала частина голограми відновлює повне зображення. Проте зменшення розмірів голограми призводить до погіршення чіткості одержуваного зображення. Це пояснюється тим, що голограма для опорного пучка служить дифракційною ґраткою, а при зменшенні числа штрихів дифракційної ґратки (при зменшенні розмірів голограми) її роздільна здатність зменшується.

Слід зазначити, що голограми Ю. М. Денисюка записуються за допомогою когерентного лазерного випромінювання, а зчитувати їх можна у звичайному білому світлі. При цьому колір відновленого зображення предмета буде таким самим, як і колір лазерного випромінювання, що використано під час запису. Останнє дозволяє записувати кольорові зображення, використовуючи лазери, що випромінюють у червоній, синій і зеленій областях спектра. Розглядаючи таку голограму в білому світлі, ми отримаємо зображення предмета в цих же кольорах. Додавання їх, так само як і в кольоровому телебаченні, передає колірні відтінки предмета.

Запис і читання плоских голограм можливі тільки з використанням когерентного, лазерного випромінювання. Для запису об'ємних голограм необхідно когерентне випромінювання, проте розглядати їх можна і при звичайному освітленні.

Виготовлення голограм, як плоских, так і об'ємних, є технічно досить складним завданням. Тому голограми дорогі.

Згадаємо про райдужні голограми, вартість яких невисока завдяки тому, що їх можна досить просто копіювати і, що важливо, розглядати в білому, некогерентному світлі. Такі голограми широко використовуються в рекламних і дизайнерських цілях. Теорія цих голограм складна і вимагає багатьох пояснень, однак основна ідея, яка покладена в основу райдужної голографії, досить проста. Сенс її полягає в тому, що при запису голограми одночасно з зображенням предмета записуються і елементи спектрального приладу, що виділяє при спостереженні в білому світлі випромінювання з певною довжиною хвилі. Частина інформації при цьому, звичайно, втрачається, однак отримана голограма зберігає властивості об'ємності предмета. Якщо знімати таку голограму не на звичайній фотоплівці, а використовувати технології, прийняті в мікроелектроніці, то можна отримати рельєфні зображення голограми на металевій пластинці. Надалі цю пластинку можна використовувати для отримання відбитків на вкритій металом полімерній плівці. Такі голограми використовуються як елемент захисту від підробок при виробництві поштових марок, грошей та інших цінних паперів. Крім того, ці голограми дуже естетичні, звертають на себе увагу яскравістю і грою кольору.

Названі три типи голограм: плоскі, об'ємні та райдужні – можна об'єднати загальною назвою "оптичні статичні голограми". Ці голограми фіксують об'ємне зображення предмета в електромагнітному полі у

видимій, як правило, області спектра з використанням опорного пучка, під час запису на фоточутливому матеріалі (фотоплівка, фоторезист) з утворенням статичного (не змінного за часом) зображення.

Методи голографії (запис голограми у тривимірних середовищах, кольорове і панорамне голографування і т. д.) знаходять усе більшого розвитку. Застосування голографії різноманітні, але найбільш важливими, що набувають усе більшого значення, є запис і зберігання інформації. Методи голографії дозволяють записувати в сотні разів більше сторінок друкованого тексту, ніж методи звичайної мікрофотографії. За підрахунками, на фотопластинку розміром 32 × 32 мм можна записати 1024 голограми (площа кожної з них 1 мм²), тобто на одній фотопластинці можна «розмістити» книгу об'ємом понад тисячу сторінок. Як майбутні розробки можуть служити ЕОМ з топографічною пам'яттю, голографічний електронний мікроскоп, голографічне кіно і телебачення, топографічна інтерферометрія і т. д.

Зазначимо деякі застосування статичних голограм.

Перш за все, це голографічна інтерферометрія, що дозволяє зримо спостерігати малі деформації виробів при зміні навантаження і розподіл цих деформацій по поверхні тіла.

Дуже цікаві можливості відкриваються при використанні голографії в інформаційних технологіях. Цікаві в цьому сенсі голографічні пристрої розпізнавання образів.

Об'ємні голограми або голограми Ю. М. Денисюка широко використовуються в музейних виставках експонатів, що становлять історичну або культурну цінність, розкрадання чи псування яких могли б стати неоправною втратою. Такі голограми реально передають не тільки обсяг експоната, але і його колір, створюючи повну зорову ілюзію оригіналу. Як вже зазначалося, ці голограми можна розглядати в некогерентному світлі й додаткового лазерного освітлення музейних експозицій не потрібно.

Цікавими є застосування голографії в системах адаптивної оптики. Під адаптивною оптикою розуміється досить широкий клас пристроїв та методів, що дозволяють управляти формою хвильового фронту оптичних полів. Використання голографії дозволяє коригувати хвильовий фронт випромінювання лазерів. Для цього потрібно зняти голограму, у якій в якості опорного пучка використовується випромінювання лазера з виправленими просторовими характеристиками, а в якості предметного – випромінювання лазера, яке потрібно відкоригувати. Опромінюючи таку

голограму випромінюванням лазера з просторовими спотвореннями, ми відновлюємо пучок, що володіє добрими просторовими характеристиками.

Спеціально виготовлені голограми можна використовувати в якості інших оптичних елементів. Вони можуть замінити лінзи, дифракційні ґратки, служити світлофільтрами, які пропускають світло з певною довжиною хвилі. Вони дозволяють поліпшити характеристики мікроскопів і телескопів, застосовуються в системах зберігання і обробки інформації, відкриваючи перспективи створення нових систем пам'яті для ЕОМ.

Слід особливо відзначити про проникнення ідей голографії в інші області науки.

Поява лазерів, когерентних джерел оптичного випромінювання, дало не тільки зручний та надійний інструмент для запису і відновленню об'ємного зображення предметів, але й розширило можливості самої голографії. Крім когерентності, лазерне випромінювання має ще деякі особливості в порівнянні з випромінюванням звичайних джерел світла. Інтенсивність лазерного випромінювання може бути дуже високою, так що напруженість поля в електромагнітній хвилі іноді буває порівнянна з напруженістю поля в атомах речовини, через яку світло поширюється. При таких значеннях електричного поля показник заломлення середовища починає залежати від величини поля. Область оптики, предметом якої є ефекти, які пов'язані зі зміною характеристик середовища під дією лазерного випромінювання, називають нелінійною оптикою. Для нас ці явища цікаві тим, що при інтерференції опорної і предметної хвиль інтенсивність світла змінюється в просторі. Відповідно до неї змінюється і показник заломлення, а в середовищі виникає голограма об'єкта, яка існує, доки існують лазерні поля.

Така голографія називається динамічною, оскільки вона фіксує в реальному масштабі часу всі зміни в положенні і формі предмета в обсязі нелінійно-оптичного середовища. Динамічна голографія має переваги перед статичною. Ми коротко торкнемося лише найбільш цікавих застосувань динамічної голографії.

На основі динамічних голографічних перетворювачів можуть бути створені логічні елементи ЕОМ з надзвичайно високою швидкістю (10^{-12} с), системи оперативної пам'яті й інші пристрої оптоелектроніки. Динамічна голограма змінюється відповідно до зміни в просторі та часі предметної хвилі і може бути відновлена.

3.5. Приклади рішення задач

1. Розрахувати інтерференційну картину від двох когерентних джерел А і В.

Який результат інтерференції двох когерентних хвиль, що поширюються від цих джерел, в точці М на площині, яка розташована на відстані 3 м від джерела? Точка М знаходиться на відстані 1 мм від центру інтерференційної картини. Відстань між джерелами 3 мм. Довжина хвилі світла дорівнює $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ м.

Дано: $L = 3$ м; $x = 1$ мм; $d = 3$ мм; $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ м

Визначити: Δ .

Рішення. До зустрічі в довільній точці М екрана (рис. 3.15), в якій оцінюється результат інтерференції, кожна з хвиль проходить відповідний геометричний шлях l_1 і l_2 .

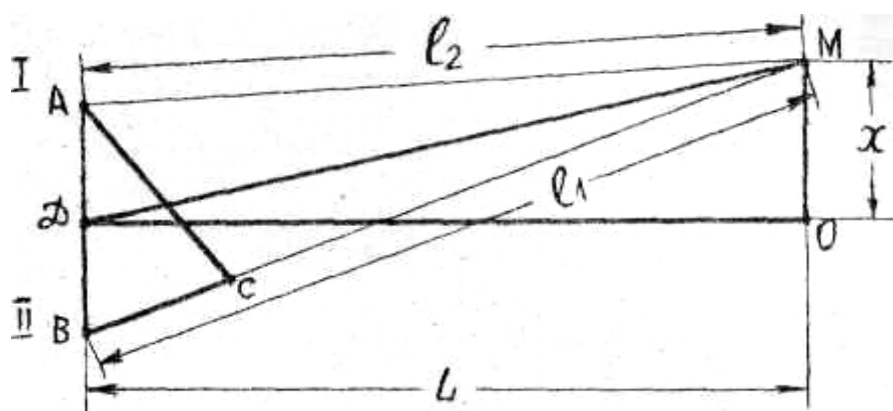


Рис. 3.15. Схема до розрахунку інтерференційної картини

Припустимо для спрощення, що початкові фази дорівнюють нулю, а амплітуди – однакові, запишемо рівняння хвиль даних джерел:

$$E_1 = E_{01} \sin \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi l_1}{\lambda} \right) \quad (1)$$

$$E_2 = E_{02} \sin \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi l_2}{\lambda} \right) \quad (2)$$

За принципом суперпозиції результуюче коливання в точці М:

$$E = E_1 + E_2 = 2E_{01} \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right] \sin \left[2\pi \nu t - \frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right] \quad (3)$$

є гармонійним з тією ж частотою γ , але з амплітудою

$$E_0 = 2E_{01} \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right], \quad (4)$$

яка залежить від параметра. $\frac{\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) = \frac{\pi}{\lambda} \Delta$.

Звівши формулу (4) в квадрат, отримуємо розподіл інтенсивності на екрані

$$I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta \right) = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right) \right]. \quad (5)$$

Зв'яжемо різниця ходу Δ з координатою x точки M на екрані. З подібності трикутників ΔABC і ΔDMO (врахувавши, що $\Delta = BC$, а $x = MO$), знаходимо:

$$\frac{\Delta}{d} = \frac{x}{L}. \quad (6)$$

Звідси

$$\Delta = \frac{d}{L} x. \quad (7)$$

Таким чином, розподіл інтенсивності

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda L} x \right) \right]. \quad (8)$$

Графік функції (8) представлений на рис. 3.16.

У точці M будемо спостерігати максимум, якщо Δ дорівнює парному числу півхвиль, мінімум – непарному.

$$\Delta = k \frac{\lambda}{2} = \frac{d \cdot x}{L}. \quad (9)$$

Звідки

$$k = \frac{2dx}{L\lambda} = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 5 \cdot 10^{-7}} = 4.$$

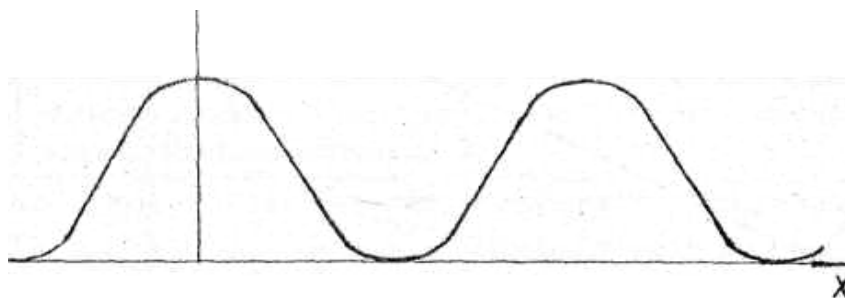


Рис. 3.16. Графік розподілу інтенсивності в інтерференційній картині

$K = 4$, тобто парному числу півхвиль. Отже, у точці M повинен бути максимум світла.

Відповідь. $K = 4$, в точці M має спостерігатися максимум світла.

2. Якої мінімальної товщини покриття слід нанести на об'єктив оптичного приладу, щоб погасити у відбитих променях відблеск (гасять звичайно середній світловий компонент з довжиною хвилі $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ м). Коефіцієнт заломлення лінзи 1,6. Вважати, що світло падає на лінзу перпендикулярно.

Дано: $n_1 = 1,6$; $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ м.

Визначити: d_{\min} .

Рішення. Інтерференційне гасіння променів, відбитих від обох поверхонь плівки, відбувається при дотриманні двох умов:

- 1) інтерферуючі промені повинні мати оптичну різницю ходу, яка дорівнює $\lambda/2$;
- 2) амплітуди світлових коливань мають бути однаковими для обох променів.

Остання умова дотримується при наступному співвідношенні показників заломлення покриття n і лінзи n_1 : $n = \sqrt{n_1}$.

Звідси $n = \sqrt{1,6} = 1,25$, тобто повинно виконуватися нерівність $n_1 > n > n_0$, де n_0 – показник заломлення повітря.

Тому відображення світла від обох поверхонь плівки походить від оптично більш щільною середовища, тобто двічі має місце «втрата напівхвилі». Тоді у виразі для оптичної різниці ходу $\lambda / 2$ треба врахувати два рази: $\Delta = 2dn + \lambda / 2 + \lambda / 2$.

Умова мінімуму світла при інтерференції має вид $\Delta = (2k + 1) \lambda / 2$, де вважаємо, що k дорівнює нулю, тому що визначається найменша для гасіння товщина плівки.

$$2dn + \lambda = \lambda / 2, \text{ звідки } d_{\min} = \lambda / 4n;$$

$$d_{\min} = 5 \cdot 10^{-7} / 4 \cdot 1,25 = 10^{-7} \text{ м.}$$

Відповідь: $d_{\min} = 10^{-7} \text{ м.}$

3. На скляний клин ($n = 1,5$) з заломлюючим кутом $\alpha = 40''$ нормально падає монохроматичне світло з довжиною хвилі 600 нм. Визначити в інтерференційній картині відстань між двома сусідніми мінімумами.

Дано: $n = 1,5$; $\lambda = 600 \text{ нм} = 6 \times 10^{-7} \text{ м}$; $\alpha = 40'' = 1,94 \times 10^{-4} \text{ рад}$.

Визначити: b .

Рішення. Паралельний пучок світла, що падає нормально до межі клина, відбивається від його верхньої та нижньої межі (рис. 3.17).

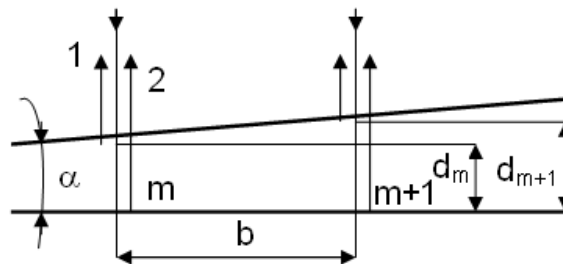


Рис. 3.17. Хід променів при падінні світла на клин

Оскільки кут клина малий, то відбиті промені 1 і 2 практично паралельні. Відбиті промені когерентні і на поверхні клина будуть спостерігатися інтерференційні смуги.

Умова мінімуму для клину в загальному випадку

$$2dncosr + \lambda / 2 = (2m + 1) \lambda / 2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

де d – товщина клину в місці темної смуги, яка відповідає номеру m ;

r – кут заломлення;

$\lambda / 2$ – додаткова різниця ходу, що обумовлена віддзеркаленням світлової хвилі 1 від оптично щільнішого середовища.

Кут падіння, згідно з умовою, дорівнює нулю; отже, $r = 0$. Тоді умова (1) запишеться у вигляді $2dn = m\lambda$, звідки $d = m\lambda / (2n)$.

З рис. 3.17 виходить, що

$$\sin \alpha = (d_{m+1} - d_m) / b. \quad (2)$$

Однак через малість кута $\sin \alpha \approx \alpha$, тому, підставивши в (2) товщини d_{m+1} та d_m , отримаємо:

$$\alpha = \frac{(m+1)\lambda - m\lambda}{2bn} = \frac{\lambda}{2bn} \quad (3)$$

звідки знайдемо шукану відстань між двома сусідніми мінімумами:

$$b = \lambda / (2n \alpha) \quad (\alpha \text{ тут виражається в радіанах}).$$

$$b = 6 \cdot 10^{-7} / 2 \cdot 1,5 \cdot 1,94 \cdot 10^{-4} = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 1,03 \text{ мм}.$$

Відповідь: $b = 1,03 \text{ мм}$.

4. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлений монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda = 500 \text{ нм}$, що падає вздовж нормалі до поверхні пластинки. Простір між лінзою і скляною пластинкою заповнений водою. Знайти товщину шару води між лінзою та пластинкою в тому місці, де спостерігається третє світле кільце у відбитому світлі.

Дано: $n = 1,33$; $\lambda = 500 \text{ нм}$; $k = 3$.

Визначити: d .

Рішення. Для вирішення завдання скористаємося співвідношенням для різниці ходу $\Delta = 2dn + \lambda / 2$ і його виразом з іншого боку (рис. 3.18) $\Delta = r_k^2 / R + \lambda / 2$.

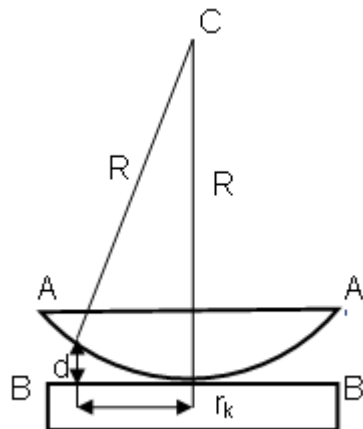


Рис. 3.18. Прилад для отримання кілець Ньютона

Прирівнюючи праві частини, отримаємо рівняння:

$$2dn + \lambda / 2 = r_k^2 / R + \lambda / 2.$$

Вирішуємо його відносно d , використовуючи формулу:

$$r_k^2 = R \lambda (k - 1/2).$$

Отримаємо $d = \frac{\lambda (k - 1/2)}{2n}$.

Підставляючи числові значення, виконуємо математичний розрахунок:

$$d = \frac{2,5\lambda}{2n} = \frac{2,5 \cdot 500}{2 \cdot 1,33} = 470 \text{ нм}.$$

Відповідь: $d = 470$ нм.

5. Сферична хвиля радіусом 40 м падає на круглий отвір. Знайти радіус отвору, якщо на відстані 12 м від полюса хвилі спостерігається шостий мінімум освітленості. Довжина хвилі $\lambda = 4,68 \times 10^{-7}$ м.

Дано: $a = 40$ м; $b = 12$ м; $\lambda = 4,68 \times 10^{-7}$ м.

Визначити: r_k .

Рішення. Мінімум освітленості визначається парною кількістю зон Френеля. Тому шостий за рахунком мінімум визначає 12 зон, тобто $k = 12$.

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b} k \lambda}.$$

Підставляючи числові значення, отримаємо:

$$r_k = \sqrt{\frac{12 \cdot 4,68 \cdot 10^{-7} \cdot 40 \cdot 12}{40 + 12}} = 7,2 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}.$$

Відповідь: $r_k = 7,2 \cdot 10^{-3}$ м.

6. На щілину шириною $a = 0.1$ мм нормально падає паралельний пучок світла від монохроматичного джерела ($\lambda = 0,6$ мкм).

Визначити ширину центрального максимуму в дифракційній картині, яка проецується за допомогою лінзи на відстані 1 м.

Дано: $a = 0.1$ мм = 0.1×10^{-3} м; $\lambda = 0,6$ мкм = 6×10^{-7} м; $L = 1$ м.

Визначити: l .

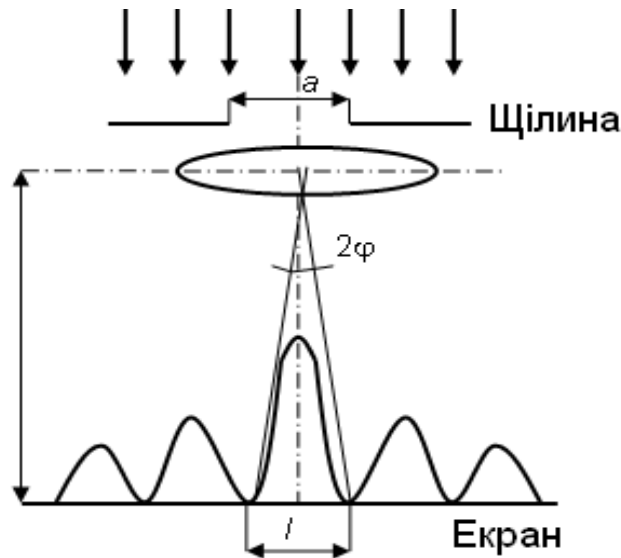


Рис. 3.19. Дифракція на щілині

Рішення. Центральний максимум інтенсивності світла займає область між найближчими від нього праворуч і ліворуч мінімумами інтенсивності. Тому приймемо, що ширина центрального максимуму інтенсивності дорівнює відстані між цими двома мінімумами (рис. 3.19).

Мінімуми інтенсивності світла при дифракції від однієї щілини спостерігаються під кутами φ , обумовленими умовою

$$a \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (1)$$

де k – порядок мінімуму, в даному випадку дорівнює одиниці.

Відстань між двома мінімумами на екрані визначимо за кресленням: $l = 2L \operatorname{tg} \varphi$. Оскільки при малих кутах $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$, перепишемо цю формулу у вигляді:

$$l = 2L \sin \varphi. \quad (2)$$

Виразимо $\sin \varphi$ з формули (1) і підставимо його в (2):

$$l = 2L k \lambda / a. \quad (3)$$

Підставляючи числові значення, отримаємо:

$$l = 2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 6 \cdot 10^{-7} / 0.1 \cdot 10^{-3} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ м} = 1,2 \text{ см.}$$

Відповідь: $l = 1,2 \text{ см.}$

7. Дифракційна ґратка містить 250 штрихів на кожен міліметр. На ґратку нормально падає монохроматичне світло з довжиною хвилі 0,454 мкм.

Визначити найбільший порядок максимуму $k_{\text{макс}}$ і загальну кількість головних максимумів K в дифракційній ґратці.

Дано: $N = 250$ штр. / мм; $\lambda = 0,454$ мкм.

Визначити: $k_{\text{макс}}$; K .

Рішення. При падінні на ґрати пучка паралельних променів, перпендикулярних площині ґрати, тобто при падінні плоскої хвилі, в будь-яку точку на екрані буде потрапляти ряд пучків променів, що йдуть від кожної щілини. Усі ці промені інтерферують між собою.

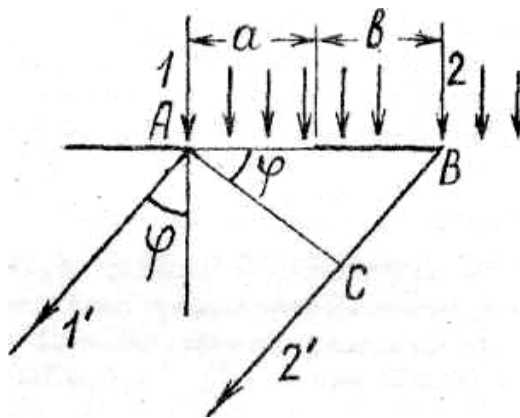


Рис. 3.20. Дифракція на ґратах

На рис. 3.20 BC – різниця ходу двох променів 1 і 2, що проходять крізь ліві краї двох сусідніх щілин. З рис. 3.20 видно, що

$$BC = AB \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi, \quad (1)$$

де $d = (a + b)$ – постійна дифракційної ґрати.

На екрані в результаті інтерференції променів 1' і 2' буде світла смуга (дифракційний максимум), якщо різниця ходу променів становить парне число півхвиль:

$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (2)$$

Кількість штрихів на одиницю довжини N і постійна дифракційної ґрати пов'язані обернено пропорційною залежністю:

$$d = 1 / N \text{ (мм)} = 10^{-3} / N \text{ (м)}. \quad (3)$$

Найбільший порядок максимуму обчислимо, виходячи з того, що максимальний кут відхилення променів не може перевищувати 90° . З умови максимуму (2) і співвідношення (3) отримаємо:

$$k_{\text{макс}} = \frac{d \sin \varphi_{\text{макс}}}{\lambda} = \frac{10^{-3} \sin \varphi_{\text{макс}}}{\lambda N}. \quad (4)$$

Підставляючи чисельні значення, отримаємо

$$k_{\text{макс}} = \frac{10^{-3} \sin 90^\circ}{0,454 \cdot 10^{-6} \cdot 250} = 8,8. \quad (5)$$

Число $k_{\text{макс}}$ повинно бути цілим. Воно не може мати значення, що дорівнює 9, тому що тоді $\sin \varphi$ повинен бути більше 1, що неможливо. Отже, $k_{\text{макс}} = 8$.

Визначимо загальну кількість головних максимумів K . Враховуючи, що ліворуч і праворуч від центрального максимуму ($K = 0$) будемо мати однакову кількість головних максимумів, відповідних позитивним і негативним значенням k і кутів φ , одержимо $K = 2 k_{\text{макс}} + 1 = 17$.

Відповідь: $k_{\text{макс}} = 8$, $K = 17$.

8. На дифракційну ґратку нормально падає пучок світла від розрядної трубки, наповненої гелієм. На яку лінію в спектрі третього порядку накладається червона лінія гелію ($\lambda_1 = 0,670$ мкм) спектра другого порядку?

Дано: $\lambda_1 = 0,670$ мкм; $k_1 = 2$; $k_2 = 3$.

Визначити: λ_2 .

Рішення. Для того щоб відбулося накладення спектрів, необхідно, щоб співпадали кути променів, що накладаються, тобто

$$d \sin \varphi = k_1 \lambda_1, \quad d \sin \varphi = k_2 \lambda_2.$$

Таким чином, $k_1 \lambda_1 = k_2 \lambda_2$, звідки $\lambda_2 = k_1 \lambda_1 / k_2$

Підставляючи числові значення, отримуємо:

$$\lambda_2 = 2 \cdot 0,670 / 3 = 0,446 \text{ (мкм)}.$$

Відповідь: $\lambda_2 = 0,446$ (мкм).

9. Жовте світло натрію (якому відповідають довжини хвиль $\lambda_1 = 589,00$ нм і $\lambda_2 = 589,59$ нм) падає на дифракційну ґратку, яка має 7500 штр./см. Визначити: а) максимальний порядок для жовтого світла натрію, б) кутову дисперсію дифракційної ґратки; в) ширину ґратки, яка необхідна, щоб розрізнити дві лінії натрію.

Дано: $\lambda_1 = 589,00$ нм = $589 \cdot 10^{-9}$ м; $\lambda_2 = 589,59$ нм = $589,59 \cdot 10^{-9}$ м;
 $N = 7500$ штр./см; $l = 1$ см.

Визначити: $k_{\text{макс}}$; D_φ ; t .

Рішення. 1. Довжина хвилі λ , постійна ґрати d і кут φ відхилення променів, що відповідають k -му дифракційному максимуму, зв'язані співвідношенням:

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad (1)$$

де k – порядок максимуму.

Постійну ґрати можна обчислити зі співвідношення:

$$d = l / N; \quad d = 10^{-2} / 7500 = 1,33 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Максимальний порядок k для $\lambda_1 = 589,00$ нм може бути обчислений за формулою (1) з урахуванням, що максимальний кут відхилення променів ґратами не може перевищувати 90° . Тоді $k = d \sin \varphi / \lambda$ і, отже:

$$K \leq 1,33 \cdot 10^{-6} / 5,89 \cdot 10^{-7} = 2,25.$$

Таким чином, максимальний порядок $k_{\text{макс}} = 2$.

2. Кутова дисперсія визначається виразом:

$$D_{\varphi} = d\varphi / d\lambda = k / d \cos\varphi. \quad (2)$$

Лінія натрію у другому порядку спостерігається при $\sin\varphi = 2\lambda / d$.

$$\sin\varphi = 2 \cdot 589 \cdot 10^{-9} / 1,33 \cdot 10^{-6} = 0,886,$$

$$\text{тому } \cos\varphi = \sqrt{1 - \sin^2\varphi} = 0,464.$$

Тоді з виразу (2) отримуємо: $D_{\varphi} = 2 / (1,33 \cdot 10^{-6} \cdot 0,464) = 3,24 \cdot 10^3$ рад/нм.

Або, переходячи до градусної міри, $D_{\varphi} = 0,186$ град/нм.

3. Щоб розрізнити дві лінії натрію, необхідна роздільна здатність ґратки:

$$R = \lambda / \Delta\lambda; \quad R = 589 \text{ нм} / 0,59 \text{ нм} = 1000.$$

Щоб досягти її, повне число штрихів N' , виходячи із співвідношення $R = k N'$, має дорівнювати $N' = R / k$; $N' = 1000 / 2 = 500$.

Ширина ґратки може бути визначена за формулою:

$$t = N' / N = 500 \cdot 10^{-2} / 7500 = 6,67 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Типові дифракційні ґрати мають ширину декілька сантиметрів і тому легко розрізняють жовті лінії натрію.

Відповідь: $k_{\text{макс}} = 2$; $D_{\varphi} = 0,186$ град/нм; $t = 6,67 \cdot 10^{-4}$ м.

3.6. Завдання для самостійного рішення

3.6.1. Оптична різниця ходу Δ двох інтерферуючих хвиль монохроматичного світла дорівнює $0,3\lambda$.

Визначити різницю фаз $\Delta\varphi$. $[0,6\pi]$

3.6.2. Знайти всі довжини хвиль видимого світла (від 0,76 до 0,38 мкм), які будуть: 1) максимально посилені; 2) максимально ослаблені при оптичній різниці ходу Δ інтерферуючих хвиль, що дорівнює 1,8 мкм. [1) $k = 3 \lambda = 0,6$ мкм; $k = 4 \lambda = 0,45$ мкм, 2) $k = 2 \lambda = 0,72$ мкм; $k = 3 \lambda = 0,51$ мкм; $k = 4 \lambda = 0,4$ мкм]

3.6.3. Відстань d між двома когерентними джерелами світла ($\lambda = 0,5$ мкм) дорівнює $0,1$ мм. Відстань b між інтерференційними смугами на екрані в середній частині інтерференційної картини дорівнює 1 см. Визначити відстань L від джерел до екрана. [2 м]

3.6.4. У скільки разів збільшиться відстань між сусідніми інтерференційними смугами на екрані в досліді Юнга, якщо зелений світлофільтр ($\lambda_1 = 0,5$ мкм) замінити червоним ($\lambda = 0,65$ мкм)? [У 1,3 раза]

3.6.5. У досліді Юнга отвори висвітлювалися монохроматичним світлом ($\lambda = 0,6$ мкм). Відстань між отворами 1 мм, відстань від отворів до екрана 3 м. Знайти положення трьох перших світлих смуг. [$y_1 = 1,8$ мм; $y_2 = 3,6$ мм; $y_3 = 5,4$ мм]

3.6.6. Відстань d між двома щілинами в досліді Юнга дорівнює 1 мм, відстань L від щілин до екрана дорівнює 3 м. Визначити довжину хвилі λ , що випускається джерелом монохроматичного світла, якщо ширина b смуг інтерференції на екрані дорівнює $1,5$ мм. [0,5 мкм]

3.6.7. У досліді Юнга відстань d між щілинами дорівнює $0,8$ мм. Визначити, на якій відстані L від щілин слід розташувати екран, щоб ширина b інтерференційної смуги дорівнювала 2 мм? [2,5 м]

3.6.8. Розрахувати інтерференційну картину від двох когерентних джерел, розташованих на відстані $d = 5$ мм одна від одної і на відстані $L = 6$ мм від екрана. Довжина хвилі джерел у вакуумі $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м. Визначити також положення на екрані п'ятого максимуму і відстань між сусідніми максимумами. Середовище – повітря.

3.6.9. Відстань між двома щілинами в досліді Юнга $d = 0,5$ мм ($\lambda = 0,6$ мкм). Визначити відстань від щілин до екрана, якщо ширина інтерференційних смуг дорівнює $1,2$ мм.

3.6.10. Відстань між когерентними джерелами $d = 0,9$ мм. Джерела, що випускають монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 640$ нм, розташовані на відстані $L = 3,5$ м від екрана. Визначити число світлих смуг, що розташовуються на 1 см довжини екрана.

3.6.11. Екран висвітлюється двома точковими когерентними джерелами, що коливаються в одній фазі і знаходяться на відстані $0,5$ мм один від одного. Джерела дають монохроматичне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,5$ мкм. Відстань від площини джерел світла до екрана $1,5$ м. Визначити відстань першого і другого інтерференційних максимумів від центрального максимуму; відстань між двома сусідніми максимумами.

3.6.12. У досліді з дзеркалами Френеля відстань d між уявними зображеннями джерела світла дорівнює 0,5 мм, відстань L від них до екрана дорівнює 3 м. Довжина хвилі $\lambda = 0,6$ мкм. Визначити ширину b смуг інтерференції на екрані. [3,6 мм]

3.6.13. У досліді з дзеркалами Френеля відстань між уявними зображеннями джерела світла $d = 0,5$ мм, відстані до екрана $L = 5$ м. У зеленому світлі вийшли інтерференційні смуги, які розташовані на відстані $l = 5$ мм одна від одної. Знайти довжину хвилі λ зеленого світла. [$\lambda = 0,5$ мкм]

3.6.14. У досліді Юнга на шляху одного з інтерферуючих променів містилася тонка скляна пластинка, внаслідок чого центральна світла смуга зсувалася в положення, спочатку зайнятого п'ятою світлою смугою (не рахуючи центральну). Промінь падає перпендикулярно до поверхні пластинки. Показник заломлення пластинки $n = 1,5$. Довжина хвилі $\lambda = 600$ нм. Яка товщина h пластинки? [$H = 6$ мкм]

3.6.15. У досліді Юнга скляна пластинка товщиною $h = 12$ см міститься на шляху одного з інтерферуючих променів перпендикулярно до променя. На скільки можуть відрізнятись один від одного показники заломлення в різних місцях пластинки, щоб зміна різниці ходу від цієї неоднорідності перевищувало $\Delta = 1$ мкм? [$\Delta n \leq 5 \times 10^{-5}$]

3.6.16. На мильну плівку ($n = 1,3$), що знаходиться в повітрі, падає нормально пучок променів білого світла. При якій найменшій товщині d плівки відбите світло з довжиною хвилі $\lambda = 0,55$ мкм виявиться максимально посиленним у результаті інтерференції? [0,11 мкм]

3.6.17. На мильну плівку падає білий світ під кутом $\alpha = 45^\circ$ до поверхні плівки. При якій найменшій товщині h плівки відбиті промені будуть пофарбовані в жовтий колір ($\lambda = 600$ нм)? Показник заломлення мильної води $n = 1,33$. [$H = 0,13$ мкм]

3.6.18. Пучок монохроматичних ($\lambda = 0,6$ мкм) світлових хвиль падає під кутом $\alpha_1 = 30^\circ$ на мильну плівку, що знаходиться в повітрі ($n = 1,3$). При якій найменшій товщині d плівки відбиті світлові хвилі будуть максимально ослаблені інтерференцією? максимально посилені? [0,25 мкм; 0,125 мкм]

3.6.19. У просвітлений оптиці для усунення відбиття світла на поверхню лінзи наноситься тонка плівка речовини з показником заломлення 1,26, меншим, ніж у скла. При якій мінімальній товщині плівки відбиття

світла від лінзи не буде спостерігатися? Довжина хвилі падаючого світла $0,55 \text{ мкм}$, кут падіння 30° . [$d_{\min} = 0,12 \text{ мкм}$]

3.6.20. На поверхню скляного об'єктива ($n_1 = 1,5$) нанесена тонка плівка, показник заломлення якої $n_2 = 1,2$ («просвітлююча» плівка). При якій найменшій товщині d цієї плівки відбудеться максимальне ослаблення відбитого світла в середній частині видимого спектра? [$d = 115 \text{ нм}$]

3.6.21. Пучок паралельних променів монохроматичного світла ($\lambda = 0,7 \text{ мкм}$) падає на мильну плівку ($n = 1,33$) під кутом 45° . При якій найменшій товщині плівки відбиті промені будуть: а) максимально ослаблені внаслідок інтерференції; б) максимально посилені? [$0,31 \text{ мкм}$; $0,155 \text{ мкм}$]

3.6.22. Мильна плівка розташована вертикально й утворює клин внаслідок стікання рідини. При спостереженні інтерференційних смуг у відбитому світлі ртутної дуги ($\lambda = 546,1 \text{ нм}$) виявилось, що відстань між п'ятьма смугами $l = 2 \text{ см}$. Знайти кут γ клину. Світло падає перпендикулярно до поверхні плівки. Показник заломлення мильної води $n = 1,33$. [$\gamma = 11''$]

3.6.23. Пучок світла ($\lambda = 582 \text{ нм}$) падає перпендикулярно до поверхні скляного клину. Кут клина $\gamma = 20''$. Яка кількість k_0 темних інтерференційних смуг припадає на одиницю довжини клина? Показник заломлення скла $n = 1,5$. [$k_0 = 5 \text{ см}^{-1}$]

3.6.24. Поверхні скляного клину ($n = 1,5$) утворюють між собою кут $\alpha = 0,1'$. На клин падає нормально до його поверхні пучок монохроматичних променів з довжиною хвилі $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$. Знайти відстань між смугами. [$5,75 \text{ мм}$]

3.6.25. На скляний клин ($n = 1,5$) нормально падає монохроматичне світло ($\lambda = 698 \text{ нм}$). Визначити кут між поверхнями клина, якщо відстань між двома сусідніми інтерференційними мінімумами у відбитому світлі дорівнює 2 мм . [$0,4'$]

3.6.26. На скляний клин ($n = 1,5$) нормально падає монохроматичне світло. Кут клина дорівнює $4'$. Визначити довжину світлової хвилі, якщо відстань між двома сусідніми інтерференційними максимумами у відбитому світлі дорівнює $0,2 \text{ мм}$. [$0,7 \text{ мкм}$]

3.6.27. На тонкий скляний клин ($n = 1,55$) падає нормально монохроматичне світло. Двогранний кут α між поверхнями клину дорівнює $2'$. Визначити довжину світлової хвилі λ , якщо відстань b між суміжними

інтерференційними максимумами у відбитому світлі дорівнює 0,3 мм. [0,54 мкм]

3.6.28. Поверхні скляного клину утворюють між собою кут $\theta = 0,2'$. На клин нормально до його поверхні падає пучок променів монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,55$ мкм. Визначити ширину b інтерференційної смуги. [3,16 мм]

3.6.29. На тонкий скляний клин у напрямку нормалі до його поверхні падає монохроматичне світло ($\lambda = 600$ нм). Визначити кут θ між поверхнями клину, якщо відстань b між суміжними інтерференційними мінімумами у відбитому світлі дорівнює 4 мм. [0,17']

3.6.30. Мильна плівка розташована вертикально й утворює клин внаслідок стікання рідини. Інтерференція спостерігається у відбитому світлі через червоне скло ($\lambda_1 = 631$ нм). Відстань між сусідніми червоними смугами при цьому $l_1 = 3$ мм. Потім ця ж плівка спостерігається через синє скло ($\lambda_2 = 400$ нм). Знайти відстань l_2 між сусідніми синіми смугами. Вважати, що за час вимірювань форма плівки не змінюється і світло падає перпендикулярно до поверхні плівки. [$l_2 = 1,9$ мм]

3.6.31. Плоскоопукла лінза опуклою стороною лежить на скляній пластинці. Визначити товщину d шару повітря там, де у відбитому світлі ($\lambda = 0,6$ мкм) видно перше світле кільце Ньютона. [0,15 мкм]

3.6.32. Діаметр d_2 другого світлого кільця Ньютона при спостереженні у відбитому світлі ($\lambda = 0,6$ мкм) дорівнює 1,2 мм. Визначити оптичну силу D плоскоопуклої лінзи, взятої для досліду. [1,25 дптр]

3.6.33. Плоскоопукла лінза з оптичною силою $D = 2$ дптр опуклою стороною лежить на скляній пластинці. Радіус r_4 четвертого темного кільця Ньютона у прохідному світлі дорівнює 0,7 мм. Визначити довжину світлової хвилі. [0,49 мкм]

3.6.34. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом, що падає нормально до поверхні пластинки. Спостереження ведеться у відбитому світлі. Радіуси двох сусідніх темних кілець дорівнюють $r_k = 4,0$ мм і $r_{k+1} = 4,38$ мм. Радіус кривизни лінзи $R = 6,4$ м. Знайти порядкові номери кілець і довжину хвилі λ падаючого світла. [$k = 5$, $k + 1 = 6$; $\lambda = 0,5$ мкм]

3.6.35. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом, що падає по нормалі до поверхні пластинки. Радіус кривизни лінзи $R = 8,6$ м. Спостереження ведеться у відбитому світлі. Вимірами встановлено, що радіус четвертого темного кільця

(рахуючи центральну темну пляму за нульову) $r_4 = 4,5$ мм. Знайти довжину хвилі λ падаючого світла. [$\lambda = 589$ нм]

3.6.36. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлюється білим світлом, що падає по нормалі до поверхні пластинки. Радіус кривизни лінзи $R = 5$ м. Спостереження ведеться у світлі, що проходить. Знайти радіуси r_c і $r_{кр}$ четвертого синього кільця ($\lambda_c = 400$ нм) і третього червоного кільця ($\lambda_{кр} = 630$ нм). [$r_c = 2,8$ мм; $r_{кр} = 3,1$ мм]

3.6.37. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлюється світлом з довжиною хвилі $\lambda = 589$ нм, що падає нормально до поверхні пластинки. Радіус кривизни лінзи $R = 10$ м. Простір між лінзою і скляною пластинкою заповнений рідиною. Знайти показник заломлення n рідини, якщо радіус третього світлого кільця у світлі, що проходить $r_3 = 3,65$ мм. [$n = 1,33$]

3.6.38. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлюється світлом від ртутної дуги, що падає по нормалі до поверхні пластинки. Спостереження ведеться в світлі, що проходить. Яке за порядком світле кільце, що відповідає лінії $\lambda_1 = 579,1$ нм, збігається з наступним світлим кільцем, яке відповідає лінії $\lambda_2 = 577$ нм? [$k = 275$]

3.6.39. Прилад для отримання кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм, що падає нормально до поверхні пластинки. Простір між лінзою і скляною пластинкою заповнений водою. Знайти товщину h шару води між лінзою та пластинкою в тому місці, де спостерігається третє світле кільце у відбитому світлі. [$h = 470$ нм]

3.6.40. На приладі для спостереження кілець Ньютона було виміряно у відбитому світлі радіус третього темного кільця ($k = 3$). Коли простір між плоскопаралельною пластиною і лінзою заповнили рідиною, то той же радіус стало мати кільце з номером, на одиницю більшим. Визначити показник заломлення n рідини. [$1,33$]

3.6.41. Світло від монохроматичного джерела ($\lambda = 600$ нм) падає нормально на діафрагму з діаметром отвору $d = 6$ мм. За діафрагмою на відстані $l = 3$ м від неї знаходиться екран. Яке число k зон Френеля вкладається в отворі діафрагми? Яким буде центр дифракційної картини на екрані: темним або світлим? [$k = 5$, центр дифракційної картини буде світлим]

3.6.42. Точкове джерело світла ($\lambda = 0,5$ мкм) розташовано на відстані 1 м перед діафрагмою з круглим отвором діаметром 2 мм. Ви-

значити відстань від діафрагми до точки спостереження, якщо отвір відкриває три зони Френеля. [2 м]

3.6.43. Визначити радіус третьої зони Френеля для випадку плоскої хвилі. Відстань від хвильової поверхні до точки спостереження дорівнює 1,5 м. Довжина хвилі $\lambda = 0,6$ мкм. [1,64 мм]

3.6.44. Знайти радіуси r_k перших п'яти зон Френеля, якщо відстань від джерела світла до хвильової поверхні $a = 1$ м, відстань від хвильової поверхні до точки спостереження $b = 1$ м. Довжина хвилі світла $\lambda = 500$ нм. [$r_1 = 0,50$ мм; $r_2 = 0,71$ мм; $r_3 = 0,86$ мм; $r_4 = 1,0$ мм; $r_5 = 1,12$ мм]

3.6.45. На діафрагму з круглим отвором діаметром $d = 5$ мм падає нормально паралельний пучок світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,6$ мкм. Визначити відстань від точки спостереження до отвору, якщо отвір відкриває: 1) дві зони Френеля; 2) три зони Френеля. [1) 5,21 м; 2) 3,47 м]

3.6.46. Визначити радіус четвертої зони Френеля, якщо радіус другої зони Френеля для плоского хвильового фронту дорівнює 2 мм. [2,83 мм]

3.6.47. Визначити радіус першої зони Френеля, якщо відстань від точкового джерела світла ($\lambda = 500$ нм) до зонної пластинки і від пластинки до місця спостереження $a = b = 1$ м. [0,5 мм]

3.6.48. Знайти радіуси r_k перших п'яти зон Френеля для плоскої хвилі, якщо відстань від хвильової поверхні до точки спостереження $b = 1$ м. Довжина хвилі світла $\lambda = 500$ нм. [$r_1 = 0,71$ мм; $r_2 = 1,0$ мм; $r_3 = 1,22$ мм; $r_4 = 1,41$ мм; $r_5 = 1,58$ мм]

3.6.49. Дифракційна картина спостерігається на відстані l від точкового джерела монохроматичного світла ($\lambda = 600$ нм). На відстані $a = 0,5$ м від джерела розміщена кругла непрозора перепона діаметром $D = 1$ см. Знайти відстань l , якщо перешкода закриває тільки центральну зону Френеля. [$l = 167$ м]

3.6.50. Дифракція спостерігається на відстані 1 м від точкового джерела монохроматичного світла ($\lambda = 0,5$ мкм). Посередині між джерелом світла і екраном знаходиться діафрагма з круглим отвором. Визначити радіус отвору, при якому центр дифракційних кілець на екрані є найбільш темним. [$R = 0,5$ мм]

3.6.51. Дифракційна картина спостерігається на відстані $l = 4$ м від точкового джерела монохроматичного світла ($\lambda = 500$ нм). Посередині між екраном і джерелом світла поміщена діафрагма з круглим отвором.

При якому радіусі R отвору центр дифракційних кілець, які спостерігаються на екрані, буде найбільш темним? [$R = 1$ мм]

3.6.52. На діафрагму з діаметром отвору $D = 1,96$ мм падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла ($\lambda = 600$ нм). При якій найбільшій відстані l між діафрагмою і екраном в центрі дифракційної картини ще буде спостерігатися темна пляма? [$l = 0,8$ м]

3.6.53. Сферична хвиля, що розповсюджується з точкового монохроматичного джерела світла ($\lambda = 600$ нм), зустрічає на своєму шляху екран з круглим отвором радіусом $r = 0,4$ мм. Відстань, a , від джерела до екрана дорівнює 1 м. Визначити відстань від отвору до точки екрана, що лежить на лінії, що з'єднує джерело з центром отвору, де спостерігається максимум освітленості. [36.3 см]

3.6.54. На екран з круглим отвором радіусом $r = 1,5$ мм нормально падає паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,5$ мкм. Точка спостереження знаходиться на осі отвору на відстані $b = 1,5$ м від нього. Визначити: 1) число зон Френеля, що укладається в отворі; 2) темне або світле кільце можемо бачити в центрі дифракційної картини, якщо в місці спостереження поміщений екран. [1) 3; 2) світле]

3.6.55. На екран з круглим отвором радіусом $r = 1,2$ мм нормально падає паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,6$ мкм. Визначити максимальну відстань від отвору на його осі, де ще можна спостерігати найбільш темну пляму. [1,2 м]

3.6.56. На щілину шириною $0,1$ мм падає нормально монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 0,5$ мкм. Дифракційна картина спостерігається на екрані, який розташований паралельно щілині. Визначити відстань від щілини до екрана, якщо ширина центрального дифракційного максимуму 1 см. [1 м]

3.6.57. На щілину шириною $a = 2$ мкм падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла ($\lambda = 589$ нм). Під якими кутами φ будуть спостерігатися дифракційні мінімуми світла? [$\varphi_1 = 17^\circ 8'$; $\varphi_2 = 36^\circ 5'$; $\varphi_3 = 62^\circ$]

3.6.58. На щілину шириною $a = 20$ мкм падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла ($\lambda = 500$ нм). Знайти ширину A зображення щілини на екрані, віддаленому від щілини на відстань $l = 1$ м. Шириною зображення вважати відстань між першими дифракційними мінімумами, що розташовані по обидва боки від головного максимуму освітленості. [$A = 5$ см]

3.6.59. На щілину шириною $a = 6 \lambda$ падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі λ . Під яким кутом φ буде спостерігатися третій дифракційний мінімум світла? [$\varphi = 30^\circ$]

3.6.60. На вузьку щілину шириною $a = 0,05$ мм падає нормально монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 694$ нм. Визначити напрямок світла на другу світлу дифракційну смугу. [$\varphi = 2^\circ$]

3.6.61. На вузьку щілину падає нормально монохроматичне світло. Його напрямок на четверту темну дифракційну смугу становить $2^\circ 12'$. Визначити, скільки довжин хвиль укладається на ширині щілини. [104]

3.6.62. Монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 600$ нм падає на довгу прямокутну щілину шириною $a = 12$ мкм під кутом $\alpha_0 = 45^\circ$ до її нормалі. Визначити кутове становище перших мінімумів, які розташовані по обидві сторони центрального фраунгоферова максимуму. [$49^\circ 12'$; $41^\circ 6'$]

3.6.63. Яка повинна бути постійна d дифракційної ґратки, щоб в першому порядку були розподілені лінії спектра калію $\lambda_1 = 404,4$ нм і $\lambda_2 = 404,7$ нм? Ширина ґратки $a = 2,5$ см. [$d = 22$ мкм]

3.6.64. Яка повинна бути постійна d дифракційної ґратки, щоб в першому порядку був розподілений дублет натрію $\lambda_1 = 589$ нм і $\lambda_2 = 589,6$ нм? Ширина ґратки $a = 2,5$ см. [$d = 25,4$ мкм]

3.6.65. На дифракційну ґратку нормально падає пучок світла від розрядної трубки. Яка має бути постійна d дифракційної ґратки, щоб у напрямку $\varphi = 41^\circ$ збігалися максимумами ліній $\lambda_1 = 656,3$ нм і $\lambda_2 = 410,2$ нм? [$d = 5$ мкм]

3.6.66. Визначити постійну дифракційної ґратки, якщо вона в першому порядку розподіляє дві спектральні лінії калію ($\lambda_1 = 578$ нм і $\lambda_2 = 580$ нм). Довжина ґратки $l = 1$ см. [34,6 мкм]

3.6.67. На дифракційну ґратку нормально падає монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 600$ нм. Визначити найбільший порядок спектра, який можна отримати за допомогою цієї ґратки, якщо її постійна $d = 2$ мкм. [3]

3.6.68. Монохроматичне світло нормально падає на дифракційні ґрати. Визначити кут дифракції, що відповідає максимуму четвертого порядку, якщо максимум третього порядку відхилений на $\varphi_1 = 18^\circ$. [$24^\circ 20'$]

3.6.69. На дифракційну ґратку нормально падає пучок світла від розрядної трубки, яка наповнена гелієм. На яку лінію λ_2 у спектрі третьо-

го порядку накладається червона лінія гелію ($\lambda_1 = 670$ нм) спектра другого порядку? [$\lambda_2 = 447$ нм – синя лінія спектра гелію]

3.6.70. Яке число штрихів N_0 на одиницю довжини має дифракційна ґратка, якщо зелена лінія ртуті ($\lambda = 546,1$ нм) у спектрі першого порядку спостерігається під кутом $\varphi = 19^\circ 8'$? [$N_0 = 600$ мм $^{-1}$]

3.6.71. На дифракційні ґрати падає нормально пучок світла. Для того щоб побачити червону лінію ($\lambda = 700$ нм) у спектрі цього порядку, зорув трубу довелося встановити під кутом $\varphi = 30^\circ$ до осі коліматора. Знайти постійну d дифракційних ґрат. Яка кількість штрихів N_0 нанесена на одиницю довжини цих ґрат? [$d = 2,8$ мкм; $N_0 = 3570$ см $^{-1}$]

3.6.72. На дифракційні ґрати довжиною $1,5$ мм, на яких міститься 3000 штрихів, падає нормально монохроматичне світло з довжиною хвилі 550 нм.

Визначити:

1) кількість максимумів, які спостерігаються у спектрі дифракційних ґрат;

2) кут, що відповідає останньому максимуму. [1) 18 ; 2) $81^\circ 54'$]

3.6.73. Визначити довжину хвилі, для якої дифракційні ґрати з постійною $d = 3$ мкм у спектрі другого порядку мають кутову дисперсію $D_\varphi = 7105$ рад/м. [457 нм]

3.6.74. Кутова дисперсія дифракційної ґратки для $\lambda = 500$ нм в спектрі другого порядку дорівнює $4,08 \cdot 10^5$ рад/м.

Визначити постійну дифракційної ґратки. [5 мкм]

3.6.75. Знайти найбільший порядок k спектра для жовтої лінії натрію ($\lambda = 589$ нм), якщо постійна дифракційної ґратки $d = 2$ мкм. [$k = 3$]

3.6.76. На дифракційні ґрати нормально падає монохроматичне світло. Максимум третього порядку спостерігається під кутом $\varphi = 36^\circ 48'$ до нормалі.

Знайти постійну d ґрат, виражену в довжинах хвиль світла, що падає. [$d = 5 \lambda$]

3.6.77. Постійна дифракційних ґрат $d = 2$ мкм.

Яку різницю довжин хвиль $\Delta\lambda$ можуть розподілити ці ґрати в області жовтих променів ($\lambda = 600$ нм) у спектрі другого порядку? Ширина ґрат $a = 2,5$ см. [$\Delta\lambda = 24$ пм]

3.6.78. Постійна дифракційних ґрат $d = 2,5$ мкм.

Знайти кутову дисперсію $dj / d\lambda$ ґрати для $\lambda = 589$ нм у спектрі першого порядку. [$Dj / d\lambda = 4,1 \times 10^5$ рад/м]

3.6.79. Кутова дисперсія дифракційної ґратки для $\lambda = 668$ нм в спектрі першого порядку $d\varphi / d\lambda = 2,02 \times 10^5$ рад/м.

Знайти період d дифракційних ґрат. [$d = 5$ мкм]

3.6.80. На якій відстані l одна від одної будуть знаходитися на екрані дві лінії ртутної дуги ($\lambda = 577$ нм і $\lambda = 579,1$ нм) у спектрі першого порядку, що отриманий за допомогою дифракційних ґрат? Фокусна відстань лінзи, яка проектує спектр на екран, $F = 0,6$ м. Постійна ґрат $d = 2$ мкм. [$l = 0,65$ мм]

3.6.81. Для якої довжини хвилі λ дифракційні ґрати мають кутову дисперсію $d\varphi / d\lambda = 6,3 \times 10^5$ рад/м в спектрі третього порядку? Постійна ґрат $d = 5$ мкм. [$\lambda = 510$ нм]

3.6.82. На дифракційні ґрати нормально падає пучок світла. Червона лінія ($\lambda_1 = 630$ нм) видна в спектрі третього порядку під кутом $\varphi = 60^\circ$. Яка спектральна лінія λ_2 буде видною під цим же кутом в спектрі четвертого порядку? Яке число штрихів N_0 на одиницю довжини мають дифракційні ґрати?

Знайти кутову дисперсію $d\varphi / d\lambda$ цих ґрат для довжини хвилі $\lambda_1 = 630$ нм у спектрі третього порядку. [$\lambda_2 = 475$ нм; $N_0 = 460$ мм⁻¹; $d\varphi / d\lambda = 2,76 \times 10^4$ рад/см]

3.6.83. Визначити довжину хвилі монохроматичного світла, що падає нормально на дифракційні ґрати, що мають 300 штрихів на 1 мм, якщо кут між напрямками на максимуми першого і другого порядків складає 12° . [644 нм]

3.6.84. Вузкий паралельний пучок монохроматичного рентгенівського випромінювання падає на грань кристала з відстанню між його атомними площинами $d = 0,3$ нм.

Визначити довжину хвилі рентгенівського випромінювання, якщо під кутом $\theta_0 = 30^\circ$ до площини грані спостерігається дифракційний максимум першого порядку. [300 пм]

3.6.85. Вузкий пучок рентгенівського випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 245$ пм падає під деяким кутом ковзання на природну грань монокристала NaCl ($M = 58,5 \times 10^{-3}$ кг/моль), щільність якого $\rho = 2,16$ г/см³.

Визначити кут ковзання, якщо при дзеркальному відображенні від цієї грані спостерігається максимум другого порядку. [$60^\circ 18'$]

Контрольні запитання

1. Поясніть поняття «монохроматична хвиля», «когерентні хвилі».
2. Коротко поясніть у чому полягає явище інтерференції світла?
3. Назвіть методи отримання когерентних променів.
4. Чи можна спостерігати інтерференційну картину при накладенні хвиль, що поширюються від двох незалежних джерел світла?
5. Які умови виникнення інтерференційних максимумів і мінімумів при інтерференції двох хвиль?
6. Поясніть, що називається оптичною довжиною шляху світлового променя?
7. Поясніть, що таке геометрична і оптична різниця ходу?
8. Поясніть явище інтерференції в тонких плівках. Наведіть відомі вам приклади.
9. Яка природа виникнення смуг рівної товщини і рівного нахилу.
10. Запишіть і запам'ятайте формули для визначення радіусів темних і світлих кілець Ньютона.
11. Поясніть, у чому полягає метод просвітління оптики?
12. Перерахуйте всі відомі випадки застосування явища інтерференції світла.
13. Що називається дифракцією світла? За яких умов її можна спостерігати?
14. Поясніть, у чому полягає принцип Гюйгенса – Френеля?
15. Які види дифракції ви знаєте?
16. Поясніть, яким чином виникають і чим характерні зони Френеля?
17. Як визначається розподіл інтенсивності світла у разі дифракції в паралельних променях на одній щілині і на дифракційних ґратах?
18. Обґрунтуйте умови дифракційних максимумів і мінімумів при дифракції світла на одній щілині.
19. Чим відрізняються дифракційні картини від багатьох щілин і від однієї щілини?
20. Як влаштовані дифракційні ґрати?
21. Як впливає число щілин дифракційних ґрат при незмінному періоді на дифракційну картину?
22. Що називається роздільною здатністю дифракційних ґрат? Як вона залежить від числа щілин ґрат?
23. Що таке кутова та лінійна дисперсія дифракційних ґрат?
24. Що таке голографія?
25. Поясніть, яка голографія називається динамічною? Наведіть приклад.
26. Назвіть елементарні основи принципу голографії.

4. Поширення світла в речовині. Поляризація світла

4.1. Поляризація світла

Світло є окремим випадком електромагнітної хвилі, яка має поперечний характер і являє собою два взаємно-перпендикулярних синфазних вектора напруженості електричного поля та напруженості магнітного поля, які коливаються в площинах, що перпендикулярні вектору швидкості електромагнітної хвилі (рис. 4.1).

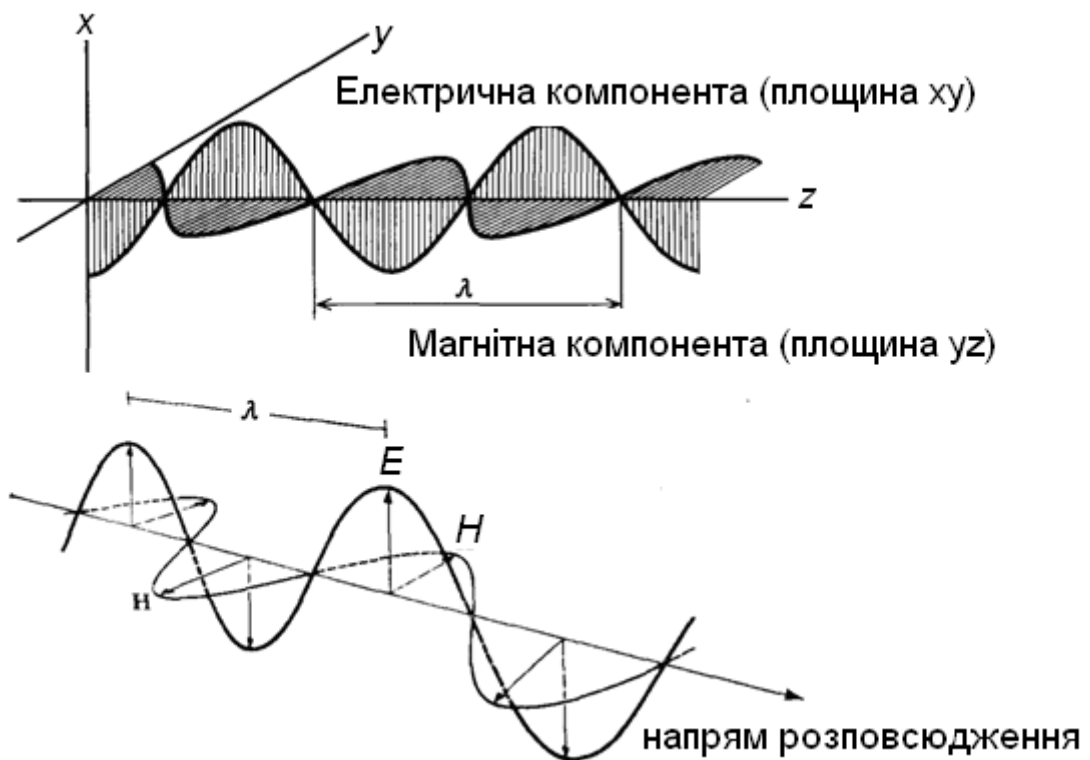


Рис. 4.1. Графічне подання плоскополяризованої електромагнітної хвилі

Поперечна хвиля називається поляризованою, якщо для неї є певний, виділений напрям коливань.

Площина, що перпендикулярна до напрямку поширення світлової хвилі, в якій лежать обидва вектори напруженостей електричного \vec{E} та магнітного \vec{H} полей, називається площиною поляризації.

Розрізняють три види поляризації: лінійна або плоска поляризація; кругова або циркулярна поляризація і еліптична поляризація. До них можна умовно додати випадково хаотичну поляризацію.

Плоска світлова хвиля називається лінійно-поляризованою, якщо її вектор напруженості електричного поля \vec{E} (відповідно і вектор \vec{H}) лежить в одній і тій же площині.

У даний час відомо, що багато видів впливу світла на речовину обумовлені, в основному, електричною компонентою електромагнітного поля. Однак історично склалося так, що площиною поляризації названа площину, в якій знаходиться вектор напруженості магнітного поля \vec{H} . При цьому площина, в якій знаходиться вектор \vec{E} , названа площиною коливань. Тому надалі, описуючи поляризацію хвилі, будемо стежити тільки за її вектором напруженості електричного поля \vec{E} .

Плоска світлова хвиля називається поляризованою по колу, якщо при її поширенні кінець її вектора напруженості електричного поля \vec{E} описує спіральну циліндричну лінію. Узагальненням поляризації по колу є еліптична поляризація, при якій у процесі поширення хвилі кінець її вектора \vec{E} описує спіральну еліптичну лінію.

Як уже відзначалося, природне світло, що випускається великою кількістю атомів, довільно орієнтованих у просторі, строго кажучи, є неполяризованим. У кожний момент часу його вектори \vec{E} і \vec{H} взаємно-перпендикулярні та ортогональні вектору швидкості його розповсюдження. Проте з часом напрями векторів \vec{E} і \vec{H} , залишаючись взаємно ортогональними і ортогональними вектору швидкості, повертаються в площині поляризації довільно хаотично. Тому умовно природне світло можна називати випадково хаотично поляризованим.

Можна створити частково поляризоване світло, в якому не всі площини коливань є однаково представленими, а є деяка виділеність одних коливань перед іншими. Можна ввести величину, яка характеризує ступінь поляризації у частково поляризованому світлі.

Поляризоване і частково поляризоване світло, так само як і поляризоване по еліпсу, можна розкласти на два плоскополяризованих променя. Цією обставиною на практиці широко користуються для створення плоскополяризованого світла. Принцип такого процесу такий: потрібно створити прилад, який би одну зі складових плоскополяризованих хвиль

природного світла затримував, а іншу – пропускав. Далі слід розглянути кілька приладів, які засновані на цьому принципі.

Коли справу мають з поляризаційними явищами, то зазвичай доводиться вирішувати два питання: як створити поляризоване світло і як зареєструвати його поляризацію. Прилад для вирішення першого завдання називається поляризатором, для вирішення другого – аналізатором. Як правило, поляризатор і аналізатор взаємозамінні. Наведемо приклади поляризаторів.

Існують кристали, в яких плоскополяризоване світло поглинається суттєво по-різному залежно від розташування площини коливань: при певному розташуванні цієї площини поглинання слабе, а при розташуванні, що перпендикулярне до першого, навпаки, поглинання дуже сильне. У проміжних положеннях площини коливань поглинання світла поступово змінюється від максимуму до мінімуму. Речовини з такими властивостями називаються дихроїчними. До таких речовин, зокрема, відноситься кристал турмаліна. Пластинка з турмаліна навіть товщиною 1 – 2 мм може служити поляризатором і аналізатором.

Іншим прикладом поляризатора може служити поляроїд – штучно виготовлена плівка, що володіє також властивістю дихроїчності (кристали з герпатіта, які вводяться в желатин або целюлозу). Поляроїди зазвичай дають лише частково поляризоване світло, ступінь поляризації якого не дуже велика.

Поляризоване світло можна отримати, використовуючи відбиття або заломлення світла від звичайних анізотропних середовищ (наприклад, від скла). Виявляється, що відбите й заломлене світло частково поляризоване.

Ступінь поляризації того й іншого променя суттєво залежить від кута падіння променя. Площини коливань відбитого і заломленого променів взаємно-перпендикулярні: у відбитого променя вона збігається з площиною падіння, у заломленого – їй перпендикулярна. Існує кут падіння (у кожній парі прозорих середовищ він свій), при якому відбите світло стає повністю плоскополяризованим (ступінь поляризації дорівнює одиниці), а заломлений промінь залишається частково поляризованим. Ступінь його поляризації при цьому куті максимальна. Цей кут називається кутом Брюстера i_0 .

Кут Брюстера визначається з умови (закон Брюстера):

$$\operatorname{tgi}_0 = n. \quad (4.1)$$

Можна показати, що при куті Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно-перпендикулярні.

Закон Брюстера може бути використаний при виготовленні поляризатора. У ньому робочим променем служить не відбитий, а заломлений промінь (хоча останній і не повністю поляризований).

Щоб отримати високий ступінь поляризації заломленого променя, його пропускають через стопу скляних пластинок: з проходженням кожної наступної пластинки стопи ступінь поляризації заломленого променя збільшується. При достатній товщині стопи пластинок заломлений промінь стає практично повністю поляризованим.

Пристрій, у якому з різних кінців труби вмонтовані поляризатор і аналізатор, називається поляриметром. Аналізатор пропускає світло повністю (не беручи до уваги поглинання), якщо його площа коливань поєднана з площиною пропускання самого аналізатора. Якщо повертати аналізатор навколо осі поляриметра, то інтенсивність світла, що проходить, буде змінюватися від нуля (у такому випадку говорять, що поляризатор і аналізатор схрещені) до деякого максимального значення. Можна виявити закон зміни інтенсивності світла, яке пройшло крізь аналізатор при повороті останнього.

Нехай кут між площинами пропускання поляризатора і аналізатора дорівнює α . Тоді через аналізатор буде пропущена тільки складова вектора напруженості електричного поля, яка дорівнює $E \cdot \cos \alpha$. Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату напруженості, то інтенсивність світла, що пройшло, буде пропорційна $E^2 \cdot \cos^2 \alpha$.

Якщо позначити інтенсивність світла J_p , що пройшло через поляризатор, то інтенсивність світла, що пройшло через аналізатор, буде підпорядковуватися закону Малюса:

$$J_a = J_p \times \cos^2 \alpha. \quad (4.2)$$

Розміщуючи між поляризатором і аналізатором в трубі поляриметра різні середовища (розчини, кристали та ін.), можна спостерігати різно-

го роду явища поляризації. Наприклад, у поляризованого світла, що пройшов через розчин цукру і глюкози, плоскість поляризації повертається. Кут такого повороту прямо пропорційний концентрації розчину.

Поляриметр дозволяє виміряти кут повороту площині поляризації і тим самим концентрацію розчину цукру. Як це робиться? Спочатку поляризатор і аналізатор схрещуються без кювети з розчином (їх площини пропускання світла розташовуються перпендикулярно один до одного). Світло через поляриметр не проходить. Потім у трубу поляриметра вміщується циліндрична кювета з розчином цукру і глюкози. Тепер світло через поляриметр частково проходить. Повертаючи аналізатор в точності на той же кут повороту, який був викликаний розчином, добиваємося знову повної затримки в проходженні світла. Так вимірюється кут повороту площини поляризації розчином і відповідно його концентрація.

За допомогою кристала, поміщеного в трубу поляриметра, можна отримати світло, поляризоване щодо еліпса.

Розглянемо процес заломлення світла в анізотропних середовищах, в кристалах. Цей процес тісно пов'язаний з поляризацією світла (і використовується для виготовлення поляризаторів).

Ми зупинимося на так званих одноосьових кристалах. У таких кристалах (наприклад, в кристалі ісландського шпату CaCO_3) існує виділений напрям, такий, що якщо заломлений промінь йде в цьому напрямі, то спостерігається звичайне заломлення, підпорядковане закону заломлення. Якщо ж заломлення відбувається у всіх інших напрямках, то спостерігається незвичайне, так зване подвійне променезаломлення. Це подвійне променезаломлення і становить інтерес. Напряму, у якому не спостерігається подвійного променезаломлення, називається оптичною віссю кристала. Кристали, у яких такий виділений напрям є єдиним, називаються одноосними. Кристал ісландського шпату належить до такої категорії. Світло, що падає на кристал, заломлюючись, створює не один заломлений промінь, як в ізотропних середовищах, а два, що йдуть у різних напрямках (рис. 4.2а).

У цьому й полягає саме явище, іменоване подвійним променезаломлення. Якщо через такий кристал подивитися на навколишні предмети, то кожен предмет буде роздвоюватися.

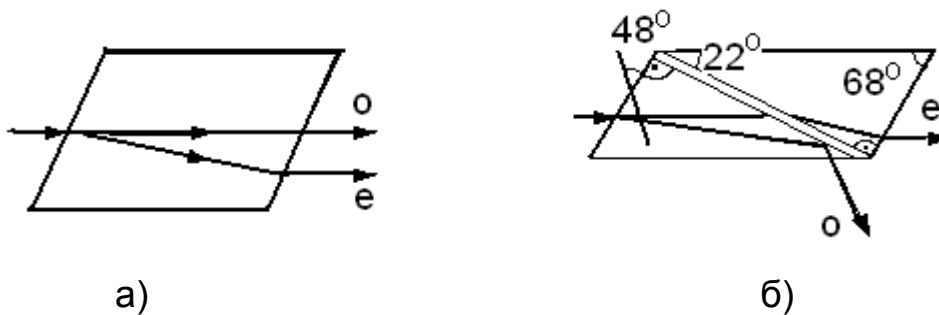


Рис. 4.2. Явище подвійного променезаломлення

Особливістю подвійного променезаломлення є те, що один з заломлених променів підкоряється закону заломлення (його показник заломлення не залежить від кута падіння, і променя, що падає й заломлюється, лежать в одній площині з перпендикуляром, відновленим до площини, що відображає, в точці падіння). Інший промінь цим законом не підпорядковується. Обидва заломлених променя плоскополяризовані, і їх площини коливань взаємно-перпендикулярні. При цьому промінь «о», називають звичайним, а промінь «е» – незвичайним. Обидва промені виходять з кристала плоскополяризованими у взаємно-перпендикулярних площинах.

Подвійне променезаломлення дозволяє побудувати досконалі поляризатори. Розглянемо один з варіантів такого поляризатора під назвою призми Ніколя. Призма Ніколя (скорочено – ніколь) складається з двох прямокутних призм з ісландського шпату. Кути призм дорівнюють 68 і 22. Призми склеєні шаром канадського бальзаму, як показано на рис. 4.2б. Оптична вісь лежить у площині креслення під кутом 48 до грані призми. Промінь, що падає, розбивається на звичайний (о) і незвичайний (е). Перший сильніше заломлюється, ніж другий, і на межі ісландський шпат – канадський бальзам випробовує повне внутрішнє відбиття, тобто цілком відхиляється в бік. Тільки незвичайний промінь проходить призму. На виході призми отримуємо плоскополяризований промінь (друга призма в ніколі має допоміжне значення: вона лише спрямляє утворений плоскополяризований промінь).

Інтерференція поляризованого світла

Явища інтерференції поляризованих променів досліджувалися в класичних дослідах Френеля і Арго (1816 р.), які довели поперечність світлових коливань. Суть їх полягає у залежності результату

інтерференції від кута між площинами світлових коливань: смуги найбільш контрастні при паралельних площинах і зникають, якщо хвилі поляризовані ортогонально. Труднощі отримання інтерференції поляризованих хвиль полягають в тому, що при накладенні двох когерентних променів, поляризованих у взаємно-перпендикулярних напрямках, ніякої інтерференційної картини з максимумами і мінімумами інтенсивності вийти не може. Інтерференція виникає тільки в тому випадку, якщо коливання у взаємодіючих променях відбуваються вздовж одного і того ж напрямку. Коливання у двох променях, що спочатку поляризовані у взаємно-перпендикулярних напрямках, можна звести в одну площину, пропустивши ці промені крізь поляризуючу кристалічну пластинку.

Розглянемо схему отримання інтерференції поляризованих променів (рис. 4.3).

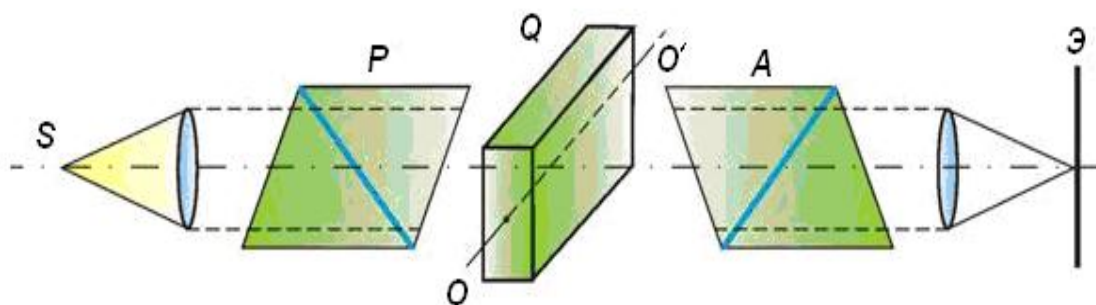


Рис. 4.3. Схема отримання інтерференції поляризованих променів

Випромінювання точкового джерела S, яке пройшло крізь поляризатор P, потрапляє на напівхвильову кристалічну пластинку Q, яка дозволяє змінювати кут між площинами поляризації інтерферуючих променів: її поворот на кут α повертає вектор \vec{E} на 2α . Якщо спостерігати інтерференційні смуги через аналізатор A, то при його повороті на $\pi/2$ картина, яка спостерігається на екрані E, інвертується: через додаткову різницю фаз π темні смуги стають світлими і навпаки. Аналізатор тут необхідний також для того, щоб звести коливання двох різнополяризованих променів у одну площину. При проходженні поляризованого світла через кристалічну пластинку різниця ходу між двома компонентами поляризації залежить від товщини пластинки, середнього кута заломлення і різниці показників n_o і n_e . Очевидно, що виникає при цьому

різниця фаз $\delta = 2\pi\Delta / \lambda$ різна для різних довжин хвиль, і тим самим інтерференційна картина виявляється забарвленою.

Для плоскопаралельних пластинок спостерігаються смуги рівного нахилу, а для тонких клиновидних пластинок – смуги рівної товщини. Для будь-якої фазової пластинки можна розрахувати інтенсивність на виході при схрещених поляризаторі і аналізаторі.

Штучна анізотропія

Ізотропні прозорі середовища не викликають інтерференцію, але якщо пластинка з такого матеріалу (наприклад, з прозорої пластмаси) піддати деформації та напруги, то вона знаходить анізотропні властивості і виявляє подвійне променезаломлення. Цією обставиною можна скористатися для моделювання картини напружень у різних деталях напружених конструкцій (наприклад, будівельних). Смуги в кристалічному клині слідує за рівною товщиною, їх можна назвати смугами рівної товщини, а смуги в напруженій ізотропній пластинці йдуть за рівною напругою – це будуть смуги рівної напруги.

Моделюючи напружену деталь з прозорої пластмаси і висвітлюючи її монохроматичним світлом, між схрещеними ніколями можна якісно оцінити напругу в деталі, а головне, знайти розподіл напружень у деталі (наприклад, у навантаженої балці).

Інше застосування інтерференції поляризованих променів пов'язано з електричним полем. Рідини ізотропні. Якщо їх помістити між схрещеними ніколями, то інтерференція не спостерігається. Рідина, яка поміщена в електричне поле, електрично поляризується і стає анізотропною. У результаті під впливом електричного поля в рідині виникає подвійне променезаломлення. На рис. 4.4. зображена так звана комірка Керра.

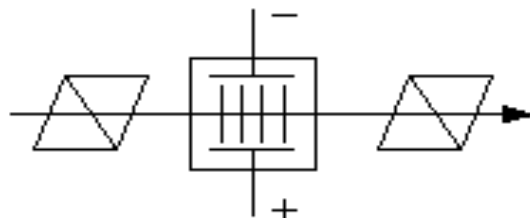


Рис. 4.4. Комірка Керра

Якщо ніколі схрещені, то за відсутності поля світло через комірку Керра не проходить. Під дією однорідного електричного поля між пластинками конденсатора рідина (використовується зазвичай нітробензол) стає анізотропною. Світло, що проходить через кювету, повертає площину поляризації, і система стає прозорою. Тому комірка Керра може служити затвором світла, що управляє потенціалом одного з електродів конденсатора, поміщеного в комірку

На основі комірок Керра побудовані практично безінерційні затвори і модулятори світла з часом спрацьовування до 10^{-12} с.

Величина подвійного променезаломлення прямо пропорційна квадрату напруженості електричного поля: $\Delta n = nkE^2$ (закон Керра). Тут n – показник заломлення речовини за відсутності поля, $\Delta n = n_e - n_o$, де n_e і n_o – показники заломлення для незвичайної і звичайної хвиль, k – постійна Керра.

4.2. Дисперсія світла

4.2.1. Загальні відомості

При поширенні світла в речовині виникають такі явища:

- 1) змінюється швидкість поширення, причому швидкість поширення залежить від довжини світлової хвилі. Це явище називається **дисперсією**;
- 2) частина енергії світлової хвилі втрачається. Це явище називається **поглинанням**, або **абсорбцією**, світла;
- 3) при поширенні світла в оптично неоднорідному середовищі виникає **розсіювання** світла на її просторових неоднорідностях.

Дисперсією світла називається залежність показника заломлення n речовини від частоти ν (довжини хвиль λ) світла або залежність фазової швидкості світлових хвиль v від їх частоти.

Слід розглянути більш детально поняття фазової швидкості.

Фазова швидкість – швидкість переміщення фази гармонійної хвилі. Фазова швидкість v виражається через частоту ν і довжину хвилі (або через кругову частоту $\omega = 2\pi\nu$ і хвилеве число $k = 2\pi / \lambda$) формулою $v = \lambda\nu = \omega/k$. Поняття «фазова швидкість» можна застосовувати, якщо

гармонійна хвиля поширюється без зміни форми. Ця умова завжди виконується в лінійних середовищах.

При залежності фазової швидкості від частоти або, що те ж, від довжини хвилі говорять про дисперсію швидкості.

У відсутності дисперсії будь-які хвилі поширюються, не міняючи форми, зі швидкістю, що дорівнює фазовій швидкості. При наявності дисперсії негармонійні хвилі змінюють свою форму, і звичайне поняття швидкості щодо таких хвиль робиться непридатним. У цих випадках важливим є поняття групової швидкості і швидкості фронту хвилі.

Експериментально фазову швидкість при заданій частоті можна отримати, визначивши довжину хвилі з інтерференційних дослідів. Відношення фазових швидкостей у двох даних середовищах може бути знайдено за заломленням плоскої хвилі на плоскій межі цих середовищ, тому що показник заломлення дорівнює відношенню фазових швидкостей.

Дисперсія світла представляється у вигляді залежності: $n = n(\lambda)$ або $n = n(\nu)$. Ця залежність пов'язана з взаємодією електромагнітного поля світлової хвилі з атомами і молекулами, що призводить до поглинання; показник заломлення при цьому стає комплексною величиною $\tilde{n} = n + i\chi$, де χ характеризує поглинання.

У видимій і ультрафіолетовій областях спектра основне значення мають коливання електронів, а в інфрачервоній – коливання іонів.

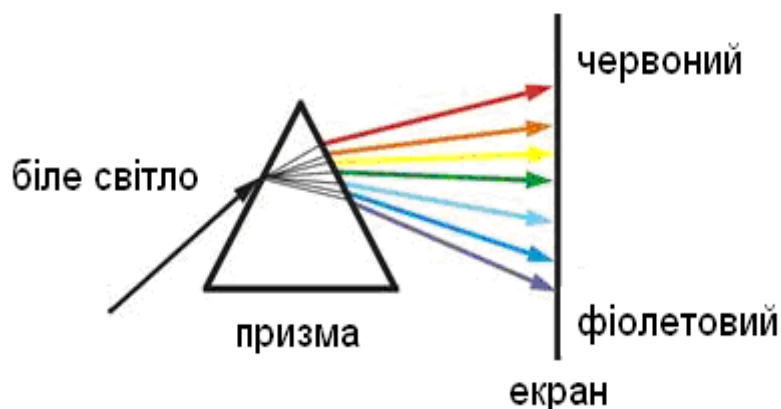


Рис. 4.5. Розкладання в спектр пучка білого світла при проходженні його через призму

Наслідком дисперсії є розкладання в спектр пучка білого світла при проходженні його через призму. Перші експериментальні спостереження

дисперсії світла проводив у 1672 р. І. Ньютон. Він пояснив це явище відмінністю мас корпускул. Кут відхилення променів призмою залежить від показника заломлення n , а n – функція довжини хвилі, тому промені різних довжин хвиль після проходження призми відхиляються на різні кути. Пучок білого світла за призмою розкладається в спектр, який називається дисперсійним або призматичним, що і спостерігав Ньютон (рис. 4.5).

Таким чином, за допомогою призми, так само як за допомогою дифракційної ґрати, розкладаючи світло в спектр, можна визначити його спектральний склад.

Величина $D = \frac{dn}{d\nu}$ (або $D = \frac{dn}{d\lambda}$), звана **дисперсією речовини**,

показує, як швидко змінюється показник заломлення з довжиною хвилі. Ця залежність не лінійна і не монотонна. Області значення ν , у яких

$$\frac{dn}{d\nu} > 0 \quad \text{або} \quad \frac{dn}{d\lambda} < 0, \quad (4.3)$$

відповідають нормальній дисперсії світла (із зростанням частоти ν показник заломлення n збільшується). Нормальна дисперсія спостерігається у речовин, прозорих для світла. Наприклад, звичайне скло прозоро для видимого світла, і в цій області частот спостерігається нормальна дисперсія світла у склі. На основі явища нормальної дисперсії засновано «розкладання» світла скляною призмою монохроматорів.

Дисперсія називається аномальною, якщо

$$\frac{dn}{d\nu} < 0 \quad \text{або} \quad \frac{dn}{d\lambda} > 0, \quad (4.4)$$

тобто із зростанням частоти ν показник заломлення n зменшується. Аномальна дисперсія спостерігається в областях частот, відповідних смугам інтенсивного поглинання світла в даному середовищі. Наприклад, у звичайного скла в інфрачервоній і ультрафіолетовій частинах спектра спостерігається аномальна дисперсія.

Залежності n від ν і λ показані на рис. 4.6.

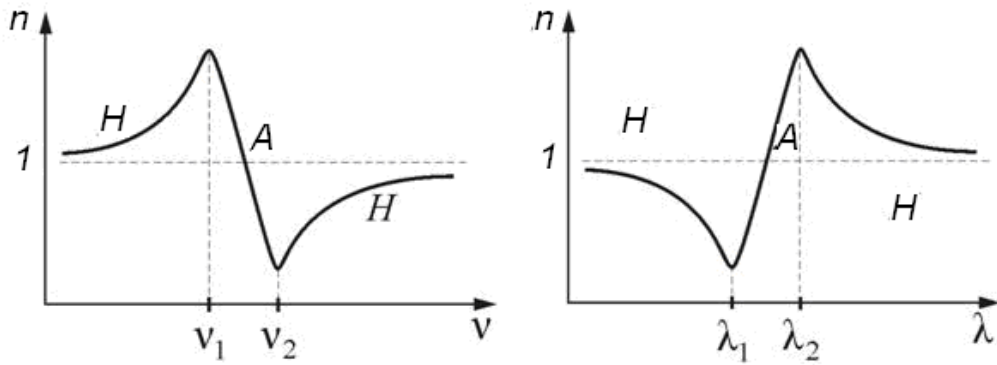


Рис. 4.6. Залежності n від ν і λ

На графіку залежності $n(\lambda)$ є ділянка, де $n < 1$. Це означає, що фазова швидкість світлової хвилі: $v = (c / n) > 1$. На перший погляд, це твердження суперечить теорії відносності, згідно з якою швидкість світла у вакуумі є максимально можливою швидкістю передачі сигналу. Але монохроматична хвиля не може передавати сигнал: вона ніколи не закінчується і ніде не починається. Така хвиля складається з нескінченно повторюваних однакових горбів та западин, які нічим не відрізняються один від одного. Передавати сигнал можна лише обмеженим у просторі і в часі шматочком електромагнітної хвилі – електромагнітним імпульсом. Такий імпульс (група хвиль) можна представити у вигляді накладення нескінченного числа монохроматичних хвиль з різними частотами й амплітудами (інтеграл Фур'є).

Щоб спростити, можна представляти імпульс (групу хвиль) сукупністю двох близьких за частотою монохроматичних хвиль ($\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega$ і, відповідно, для хвильового числа $\Delta k = k_2 - k_1$), і тоді можна вважати, що імпульс (група хвиль) – це монохроматична хвиля $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx)$ з амплітудою, яка повільно змінюється:

$$A = \left| 2a \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \right|.$$

Будемо стежити за поширенням у просторі точки x_m , де амплітуда A максимальна. Назвемо **груповою швидкістю** u швидкість переміщення в просторі точки з координатою x_m :

$$u = \frac{dx_m}{dt}.$$

Максимуму A відповідає звернення до нуля фази косинуса у виразі для A , тобто

$$\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x \right) = 0.$$

Візьмемо похідну за часом від цього виразу, в результаті отримаємо:

$$u = \frac{dx_m}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}.$$

Переходячи до похідної, отримаємо остаточний вираз для **групової швидкості**:

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (4.5)$$

Залежно від характеру дисперсії групова швидкість u в речовині може бути як більше, так і менше фазової швидкості v (у недиспергуючому середовищі $u = v$).

Групова швидкість u пов'язана з циклічною частотою ω і хвильовим числом k співвідношенням (4.5), де $\omega = 2\pi\nu$, $k = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu n/c$. Тоді вираз (4.5) можна записати у вигляді: $u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{v}{1 + \frac{\nu}{n} \frac{dn}{d\nu}}$.

Таким чином, при нормальній дисперсії $u < v$ і $\frac{dn}{d\lambda} > 0$. При аномальній дисперсії $u > v$, і, зокрема, якщо $n + \nu \frac{dn}{d\nu} < 1$, то $u > c$. Цей результат не суперечить спеціальній теорії відносності. Поняття групової швидкості правильно описує поширення тільки такого сигналу (хвильового пакета), форма якого не змінюється при переміщенні сигналу в середовищі. (Строго кажучи, ця умова виконується тільки для вакуума, тобто в недиспергуючому середовищі). В області частот, що відповідають аномальній дисперсії, групова швидкість не збігається зі швидкістю сигналу, оскільки внаслідок значної дисперсії форма сигналу так швидко змінюється, що не має сенсу говорити про групову швидкість.

4.2.2. Класична електронна теорія дисперсії світла

Послідовний опис взаємодії світла з речовиною можливий тільки в рамках квантової теорії. Однак у багатьох випадках можна обмежитися описом у рамках хвильової (електромагнітної) теорії випромінювання і класичної електронної теорії, згідно з якою кожен молекулу середовища можна розглядати як систему зарядів, які мають можливість здійснювати гармонічні коливання – як систему осциляторів з різними власними частотами і коефіцієнтами загасання. Рух цих осциляторів можна розглядати на основі законів Ньютона. Тобто дисперсія світла може бути пояснена на основі електромагнітної теорії та електронної теорії речовини. При падінні світла на речовину світлові хвилі, падають, складаються з вторинними хвилями, що виникають внаслідок коливань електронів і ядер, що входять до складу атомів та молекул речовини і наведених у стан коливального руху змінним полем світлової хвилі, що падає. При цьому прийнято вважати, що заряджені частинки в атомах і молекулах утримуються біля свого положення рівноваги квазіпружними силами. Внаслідок цього електрони, ядра, іони можуть володіти власною частотою коливань ω_0 . Світлова хвиля, що падає, поширюючись через речовину, змушує заряджені частинки здійснювати вимушені коливання з частотою ω . Базуючись на цих уявленнях, можна отримати залежність показника заломлення від довжини світлової хвилі.

Класичну теорію, яка розглядає процеси, що протікають за умови $E_m \ll E_A$, називають лінійною оптикою (де E_m – амплітудне значення напруженості електричного поля хвилі; E_A – амплітуда такої хвилі, енергія якої дорівнює енергії зв'язку частинки в структурі). Закони лінійної оптики справедливі при $E_m = 10 - 10^3$ В/м. Якщо амплітудне значення $10^9 - 10^{11}$ В/м, то $E_m > E_A$ і відповідний розділ теорії відносять до нелінійної оптики.

Дисперсія світла є результатом взаємодії електромагнітної хвилі з зарядженими частинками, що входять до складу речовини. Теорія Максвелла не могла пояснити це явище, тому що тоді ніхто не знав про складну будову атома. Класична теорія була розроблена Лоренцем Х. А. після створення ним електронної теорії будови речовини. Він показав, що $n^2 = \epsilon$, а ϵ – теж залежить від частоти.

Для видимого світла існує тільки поляризація електрично пружного зсуву. Зміщуються в основному валентні електрони. У процесі *вимуше-*

них (під дією світлової хвилі, що падає) коливань електронів з частотою ν (частота змушуючої сили) *періодично змінюються* дипольні електричні моменти атомів, частота яких теж дорівнює ν . Середня відстань між атомами речовини багато менша, ніж довжина одного цугу хвиль.

Отже, вторинні хвилі, які випромінюються великою кількістю сусідніх атомів, когерентні як між собою, так і з первинною хвилею. При додаванні цих хвиль вони інтерферують, у результаті цієї інтерференції і виходять усі спостережувані оптичні явища, пов'язані із взаємодією світла з речовиною. Фаза вторинної хвилі інша (впливає запізнювання зміщення електрона – зсув відбувається тільки при досягненні певної величини електричного поля), але різниця фаз первинної та вторинної хвиль постійна. Швидкість поширення фронту хвилі (фазова швидкість) залежить від результату додавання, тобто від фази результуючої хвилі.

В однорідній ізотропній речовині в результаті інтерференції утворюється хвиля, що проходить, напрям поширення якої збігається з напрямком первинної хвилі.

В оптично неоднорідному середовищі (з різним n) додавання першої та другої хвиль призводить до розсіювання світла.

При падінні світла на межу розділу двох середовищ, у результаті інтерференції виникає не тільки хвиля, що проходить (заломлюється), але і відбита хвиля. Відбиття відбувається не від геометричної поверхні розділу, а від більш-менш значного шару частинок середовища, що прилягають до межі розділу.

Слід розглянути тільки елементарну теорію дисперсії в однорідному ізотропному діелектрику і наведемо залежність $n = n(\omega)$, де ω – циклічна частота коливань, яка цікавить нас.

Відомо, що діелектрична проникність речовини $\varepsilon = 1 + \chi = 1 + (P / \varepsilon_0 E)$, де E – миттєве значення напруженості електричного поля світлової хвилі; χ – діелектрична сприйнятливості середовища; P – вектор поляризації (в даному випадку – його проекція на напрям зовнішнього поля E), його називають часто електричним моментом одиниці об'єму. Вважаючи, що поляризація обумовлена зсувом тільки валентних (оптичних) електронів, можна отримати:

$$n^2 = 1 - (n_0 e r / \varepsilon_0 E), \quad (4.6)$$

де n_0 – концентрація атомів;

e – заряд електрона; r – зміщення електрона.

Оптичний електрон здійснює вимушені коливання під дією таких сил: повертаючої квазіупругої сили $F_x = -m \omega_0^2 r$, де m і ω_0 – маса і частота вільних незгасаючих коливань електрона; сили опору з боку інших атомів $F_{\text{сопр}} = -2 \beta m (dr/dt)$, де β – коефіцієнт загасання; змушуючі сили $F = -eE$.

Рівняння вимушених коливань у випадку лінійно-поляризованого монохроматичного світла, з циклічною частотою ω з урахуванням $E = E_0 \cos \omega t$ буде мати вигляд:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\beta \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = \frac{eE_0 \cos \omega t}{m}. \quad (4.7)$$

Його рішення:

$$r = \frac{eE_0 \cos(\omega t + \varphi_0)}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \quad \text{tg} \varphi_0 = -\frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

У тому випадку, якщо середовище не поглинає світло ($\beta = 0$), то з урахуванням формули (4.6) можна отримати наступний зв'язок:

$$n^2 = 1 + \frac{ne^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)\epsilon_0 m}. \quad (4.8)$$

Якісна залежність $n(\omega)$ показана на рис. 4.7.

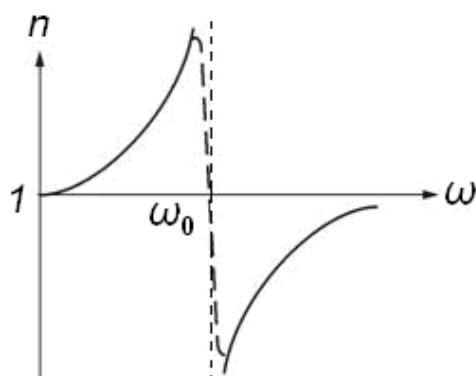


Рис. 4.7. Якісна залежність $n(\omega)$

З виразу (4.8) видно, що є певна залежність показника заломлення від циклічної частоти падаючого світла ω і власної частоти коливань електричних зарядів речовини ω_0 (див. рис. 4.7). Можливі такі варіанти відношення частот ω і ω_0 (поглинання не має):

1) $\omega_0 \gg \omega \Rightarrow n > 1$. Дисперсія вивчається далеко від лінії поглинання. Справедливо для всієї видимої області спектра, іншими словами: частота власних коливань електрона, що осилює, відповідає УФ області спектра;

2) $\omega_0 \ll \omega \Rightarrow n < 1$. Це наближення можна використовувати як що опиується дисперсія рентгенівського випромінювання. Легко показати, що тут можна покласти $\omega_0 = 0$ і тоді оскільки ω дуже велика, то можна вважати $n \sim 1$. Цей результат відповідає експериментальним даним і використовується в оптиці рентгенівських променів, де можна спостерігати повне внутрішнє віддзеркалення при переході рентгенівського випромінювання з повітря у скло, що є неможливим в оптичному діапазоні;

3) $\omega = \omega_0$. Має місце розрив, це означає, що заломлення світла в речовині відсутнє; світло повністю поглинається речовиною.

Слід особливо відзначити, що дисперсія світла є невід'єною властивістю речовини. Для речовин, що складаються з атомів з декількома електронами, можлива наявність декількох смуг аномальної дисперсії, оскільки частота власних коливань електрона ω_0 в атомах залежить від їх віддалення від ядра атома. Кількість електронів залежить від величини заряду ядра. З цього випливає, що кожна речовина обов'язково має не менше двох смуг аномальної дисперсії. Одна смуга відповідає коливанням зовнішніх електронів, а друга – коливанням ядер. Смуги аномальної дисперсії, які відповідні коливанням ядер, лежать у далекій інфрачервоній області спектра, тому що коливання ядер відбуваються з меншою частотою, ніж коливання електронів.

4.3. Поглинання (абсорбція) світла

Поглинанням (абсорбцією) світла називається явище втрати енергії світловою хвилею, що проходить через речовину.

При проходженні електромагнітної хвилі через речовину частина енергії хвилі витрачається на збудження коливань електронів. Частково

ця енергія знову повертається випромінюванню у вигляді вторинних хвиль, що збуджуються електронами; частково ж вона переходить в інші види енергії (наприклад, в енергію руху атомів, тобто у внутрішню енергію речовини). При поглинанні світла коливання загасають і амплітуда електричної складової зменшується у міру поширення хвилі.

Таким чином, інтенсивність світла при проходженні через речовину зменшується – світло поглинається в речовині. Вимушені коливання електронів, а отже, і поглинання світла, стають особливо інтенсивними при резонансній частоті.

Інтенсивність хвилі буде змінюватися **за законом Бугера** (П. Бугер (1698 – 1758) – французький учений):

$$J(x) = J_0 \exp(-\alpha x), \quad (4.9)$$

де J_0 – інтенсивність хвилі на вході в середовище;

α – постійна, що залежить від властивостей поглинаючої речовини і зветься коефіцієнтом поглинання – фізична величина, що кількісно дорівнює зворотному значенню товщини шару речовини, в якому інтенсивність хвилі зменшується в $e = 2,72$ разів.

Залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі визначає спектр поглинання матеріалу. У речовині (наприклад, у газі) можуть бути присутні кілька сортів часток, що беруть участь у коливаннях під дією електромагнітної хвилі, що розповсюджується. Якщо ці частки слабо взаємодіють, то коефіцієнт поглинання малий для широкого спектру частот, і лише у вузьких областях він різко зростає (рис. 4.8а).

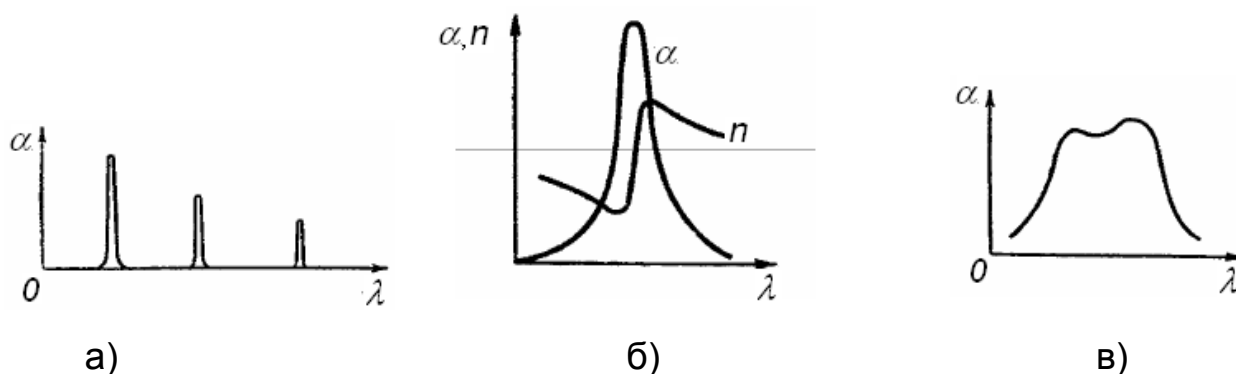


Рис. 4.8. Приклади залежності коефіцієнта поглинання від довжини хвилі

Ці області відповідають частотам власних коливань оптичних електронів в атомах різних видів. Спектр поглинання таких речовин лінійчатий і являє собою темні смуги на райдужній забарвленості спектра, якщо це видима область. Максимуми відповідають резонансним частотам коливань електронів усередині атомів. На рис. 4.8б представлена типова залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі світла λ і залежність показника заломлення n від λ в області смуги поглинання. З рис. 4.8 випливає, що всередині смуги поглинання спостерігається аномальна дисперсія (n убуває із зменшенням λ). Проте поглинання речовини повиненне бути значним, щоб вплинути на хід показника заломлення. У разі багатоатомних молекул виявляються також частоти, відповідні коливанням атомів усередині молекул. Оскільки маси атомів у десятки тисяч разів більше, ніж маси електрона, молекулярні частоти бувають набагато менш атомних – вони потрапляють в інфрачервону область спектра. Зокрема кристали кремнію є прозорими в області інфрачервоного світла.

При збільшенні тиску газу смуги поглинання уширюються. У рідкому стані вони зливаються, і спектр поглинання набуває вигляду, показаного на рис. 4.8в. Причиною уширення є посилення зв'язку атомів (молекул) у середовищі.

Коефіцієнт поглинання, що залежить від довжини хвилі λ (або частоти ω), для різних речовин різний. Наприклад, одноатомні гази і пари металів (тобто речовини, в яких атоми розташовані на значних відстанях один від одного і їх можна вважати ізольованими) мають близький до нуля коефіцієнт поглинання, і лише для дуже вузьких спектральних областей (приблизно $10^{-12} - 10^{-11}$ м) спостерігаються різкі максимуми (так званий лінійчатий спектр поглинання). Ці лінії відповідають частотам власних коливань електронів в атомах. Спектр поглинання молекул, що визначається коливаннями атомів у молекулах, характеризується смугами поглинання (приблизно $10^{-10} - 10^{-7}$ м).

Коефіцієнт поглинання для діелектриків невеликий (приблизно $10^{-3} - 10^{-5}$), однак у них спостерігається селективне поглинання світла в певних інтервалах довжин хвиль, коли α різко зростає і спостерігаються порівняно широкі смуги поглинання (приблизно $10^{-7} - 10^{-6}$ м), тобто діелектрики мають суцільний спектр поглинання. Це пов'язано з тим, що в діелектриках немає вільних електронів і поглинання світла обумовлено

явищем резонансу при вимушених коливаннях електронів в атомах і атомів у молекулах діелектрика.

Коефіцієнт поглинання для металів має великі значення (приблизно $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$), і тому метали практично непрозорі для світла. У металах через наявність вільних електронів, що рухаються під дією електричного поля світлової хвилі, виникають швидкозмінні струми, що супроводжуються виділенням джоулевої теплоти. Тому енергія світлової хвилі швидко зменшується, перетворюючись у внутрішню енергію металу. Чим вище провідність металу, тим більше у ньому поглинання світла.

Залежністю коефіцієнта поглинання від частоти (довжини хвилі) пояснюється забарвленість тіл, що поглинають. Наприклад, скло слабо поглинає червоні й оранжеві промені і сильно поглинає зелені та сині, при освітленні білим світлом здаватиметься червоним. Якщо на таке скло направити зелене і синє світло, то з-за сильного поглинання світла цих довжин хвиль скло буде здаватися чорним. Це явище використовується для виготовлення світлофільтрів, які залежно від хімічного складу (скла з присадками різних солей; плівки з пластмас, що містять барвники; розчини барвників та ін.) пропускають світло лише певних довжин хвиль, поглинаючи інші. Різноманітність меж селективного (виборчого) поглинання у різних речовин пояснює різноманітність і багатство кольорів та фарб, що спостерігається в навколишньому світі.

Спектральний аналіз дозволяє отримати інформацію про склад Сонця, оскільки певний набір спектральних ліній виключно точно характеризує хімічний елемент. Так, за допомогою спостережень спектра Сонця був відкритий гелій.

Видима частина сонячного випромінювання при вивченні за допомогою спектроаналізуючих приладів виявляється неоднорідною – у спектрі спостерігаються **лінії поглинання**, вперше описані в 1814 році І. Фраунгофером.

За допомогою спектрального аналізу дізналися, що зірки складаються з тих же самих елементів, які є і на Землі.

Явище поглинання широко використовується в абсорбційному спектральному аналізі суміші газів, заснованому на вимірах спектрів частот та інтенсивностей ліній (смуг) поглинання. Структура спектрів поглинання визначається складом і будовою молекул, тому вивчення спектрів поглинання є одним з основних методів кількісного і якісного дослідження речовин.

4.4. Випромінювання Вавилова – Черенкова

Черенков П. А., вивчаючи дію електромагнітного випромінювання на речовину, виявив *особливий вид світіння рідини* під дією γ -променів радію. Подібне випромінювання світла було виявлено і під дією інших заряджених частинок, наприклад електронів. Основні характерні особливості цього випромінювання:

1) *світіння мало блакитний колір* і спостерігалось у всіх чистих прозорих рідин, причому яскравість та колір світіння мало залежали від хімічного складу рідини;

2) *на відміну від люмінесценції*, не спостерігалось ні температурного, ні домішкового ослаблення світіння;

3) випромінювання має *поляризацію і спрямованість* уздовж напрямку руху частинки.

Вавілов С. М. припустив, що виявлене явище не є люмінесценцією, світло випромінюють швидкі електрони, що рухаються в рідині. Тамм І. Є. і Франк І. М. пояснили механізм світіння і створили кількісну теорію, засновану на рівняннях класичної електродинаміки. Гінзбург В. Л. створив квантову теорію, яка призвела до тих же результатів.

Випромінювання Вавилова – Черенкова – це випромінювання електрично зарядженої частинки, що рухається в середовищі зі швидкістю $c/n < v < c$, що перевищує швидкість світла в цьому середовищі.

Згідно з електромагнітною теорією, заряд, що рухається рівномірно, не випромінює електромагнітної хвилі. Однак Тамм і Франк показали, що це справедливо лише для швидкостей частинок, що не перевищують фазову швидкість хвилі в даному середовищі. У процесі випромінювання Вавилова – Черенкова енергія та швидкість випромінюючої вільної частинки зменшується, тобто частка гальмується.

Заряджена частка викликає короткочасну поляризацію речовини в околиці тих точок, через які вона проходить при своєму русі. Тому молекули середовища, що лежать на шляху частинки, стають короткочасно діючими когерентними джерелами елементарних електромагнітних хвиль, які інтерферують один з одним.

При русі зарядженої частинки в ізотропному середовищі зі швидкістю $v = c/n$ елементарні хвилі будуть являти собою сфери, що поширюються зі швидкістю c/n^0 . Згідно з принципом Гюйгенса – Френеля,

в результаті інтерференції елементарні хвилі гасять одна одну всюди, за винятком їх загальної огиноючої.

При русі частинки зі швидкістю $v = c/n^0$ загальної огиноючої хвиль немає: всі кола лежать одна в іншій. Тому заряд, що рухається рівномірно прямолінійно зі швидкістю $v = c/n^0$, світло не випромінює.

При русі частинки зі швидкістю швидше, ніж поширюються хвилі в середовищі ($v = c/n$), відповідні до елементарних хвиль сфери перетинаються і їх загальна огиноюча (хвильова поверхня) являє собою конус з вершиною в точці, яка збігається з миттєвим положенням частки, що рухається). У цьому випадку в результаті інтерференції елементарні хвилі підсилюють одна одну. Нормалі до створюючих конуса визначають хвильові вектори, тобто напрямки поширення світла. Кут φ , який складає хвильовий вектор з напрямком руху частки, задовольняє співвідношенню: $\cos \varphi = (c/n \cdot v)$. У цих напрямках вторинні хвилі будуть посилюватися і формувати випромінювання Вавилова – Черенкова. Світло, що виникає на кожній малій ділянці траєкторії частинки, поширюється уздовж утворюючої конуса, вісь якого збігається з напрямком руху вільного електрона, а кут при вершині дорівнює 2φ .

У рідинах і твердих тілах умова $v < c/n^0$ починає виконуватися для електронів при енергіях $W > 10^5$ еВ, а для протонів – при $W > 10^8$ еВ.

Ефект Вавилова – Черенкова використовують у лічильниках Черенкова, призначених для реєстрації заряджених мікрочастинок (електронів, протонів, мезонів і т. п.). У них світловий спалах, що виникає при русі частинки, перетворюється в електричний сигнал за допомогою фотопомножувача, який і реєструється. У деяких черенковських лічильниках можна визначити кут φ , за умовою $\cos \varphi = (c/n \cdot v_e)$, оцінити швидкість частинки і, знаючи масу, визначити її енергію (було використано Е. Сегре при відкритті антипротона в 1955 р.).

4.5. Розсіяння світла

З класичної точки зору процес розсіяння світла полягає в тому, що світло, яке проходить через речовину, збуджує коливання електронів в атомах. Коливні електрони стають джерелами вторинних хвиль, що поширюються в усіх напрямках. Це явище, здавалося б, має за всіх умов приводити до розсіювання світла. Однак вторинні хвилі є когерентними,

так що необхідно врахувати їх взаємну інтерференцію. Виявляється, що у випадку однорідного середовища вторинні хвилі повністю гасять одна одну у всіх напрямках, крім напрямку поширення первинної хвилі. Тому перерозподіл світла за напрямками, тобто розсіювання світла, відсутнє. У напрямку первинного променя вторинні хвилі, інтерферуючи з первинною хвилею, що проходить, утворюють результуючу хвилю з фазовою швидкістю, відмінною від c . Цим пояснюються заломлення і дисперсія світла. Таким чином, розсіювання світла виникає тільки в неоднорідному середовищі. Світлові хвилі, дифрагуючи на неоднорідностях середовища, дають дифракційну картину, що характеризується досить рівномірним розподілом інтенсивності в усіх напрямках. Таку дифракцію на дрібних неоднорідностях називають розсіюванням світла.

Середовища з явно вираженою оптичною неоднорідністю зветься каламутними середовищами. До їх числа належать:

- 1) дими, тобто суспензії дрібних часток у газах;
- 2) тумани – суспензії в газах найдрібніших крапельок рідини;
- 3) суспензії або суспензії, що утворюються плаваючими в рідині твердими частинками;
- 4) емульсії, тобто суспензії дрібних крапельок однієї рідини в іншій, яка не розчинює першу (прикладом може служити емульсії молоко, яке являє собою суспензію крапельок жиру у воді);
- 5) тверді тіла на зразок перламутру, молочних стекел і т. д.

У результаті розсіювання світла в бічних напрямках інтенсивність у напрямку розповсюдження убиває швидше, ніж у випадку одного лише поглинання.

Характер розсіювання в цьому випадку залежить від співвідношення між розміром неоднорідностей r і довжиною хвилі світла λ .

Для великих частинок ($r \gg \lambda$, r – розмір часток) спостерігається геометричне розсіювання. У цьому випадку все світло, що падає на поверхню великої частинки, розсіюється у боки.

Якщо розмір розсіюючих частинок $r \ll \lambda$, то вимушені коливання всіх електронів однієї такої частинки, що збуджуються пучком, відбуваються в одній фазі. Таку частинку можна розглядати як один коливний диполь. Інтенсивність випромінювання диполя, що коливається за гармонійним законом пропорційна четвертому ступеню частоти, тобто:

$$I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4. \quad (4.10)$$

Така залежність інтенсивності розсіяного світла від довжини хвилі для розсіювання на частинках має назву **закона Релея**.

Розсіяння світла спостерігається також у чистих середовищах, які не містять будь-яких частинок домішок (наприклад, у чистих газах і рідинах, дійсних розчинах). Воно називається **молекулярним розсіюванням світла** і обумовлено, як уперше припустив. М. Смолуховський, флуктуаціями щільності, що виникають в процесі хаотичного теплового руху молекул середовища. Додатковими причинами виникнення оптичної неоднорідності в чистих середовищах з анізотропними (полярними) молекулами є флуктуації орієнтації молекул (флуктуації анізотропії), а в дійсних розчинах, крім того, – флуктуації концентрації. А. Ейнштейн, ґрунтуючись на ідеї М. Смолуховського, створивши в 1910 р. теорію молекулярного розсіювання світла. Як показують розрахунки, розміри ділянок середовища, відповідних більш-менш значним флуктуаціям, при звичайних умовах значно менше довжин хвиль видимого світла. Тому теорія Ейнштейна привела до тих же результатів щодо залежності інтенсивності розсіяного світла від λ , а також характеру поляризації розсіяного світла, що і теорія Релея.

Молекулярним розсіюванням в атмосфері короткохвильової частини видимого сонячного світла пояснюється блакитний колір неба. З тих же причин при сході й заході пряме сонячне світло, що пройшло крізь значну товщу атмосфери, повинно бути червоно-помаранчевим. Флуктуації щільності й інтенсивність розсіювання світла зростають зі збільшенням температури. Цим пояснюється більш насичений колір неба в ясний літній день порівнянно з таким же зимовим днем.

4.6. Приклади рішення задач

1. Під яким кутом повинен падати пучок світла з повітря на поверхню рідини, щоб при віддзеркаленні від дна скляної посудини ($n_1 = 1,5$), наповненої водою ($n_2 = 1,33$), світло було повністю поляризоване?

Дано: $n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,33$.

Визначити: β .

Рішення. На кордон повітря – вода падає природне світло (1) під кутом β (рис .4.9). Тут промінь частково відбивається (2), частково заломлюється (3). Пучки променів 2 і 3 світла частково поляризовані: в пучку 2 світловий вектор переважно лежить у площині, перпендикулярній

площині падіння, в пучку 3 – в площині падіння. Згідно закону заломлення:

$$\sin\beta = n_1 \sin\alpha$$

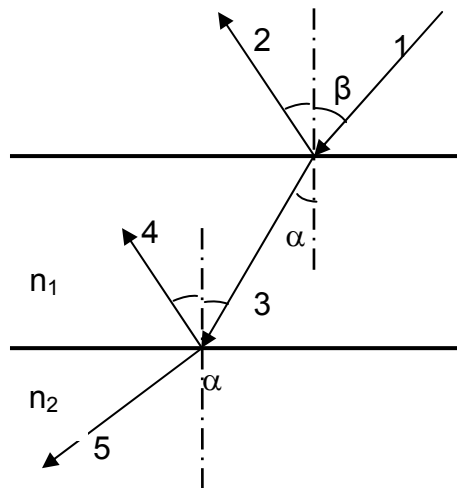


Рис. 4.9. Хід променів світла з повітря на поверхню рідини

На межу вода – скло світло падає частково поляризованим під кутом α . Тут воно частково відбивається (4), частково заломлюється (5).

Щоб відбитий пучок був повністю поляризованим, необхідно, щоб була виконана умова $\operatorname{tg} a = n_1 / n_2$ відповідно до закону Брюстера.

Звідки $a = \operatorname{arctg} (n_1 / n_2)$.

Тоді $\beta = \operatorname{arcsin} [n_1 \sin (\operatorname{arctg} (n_1 / n_2))] = 84^\circ$.

Відповідь: $\beta = 84^\circ$.

2. Пластина кварцу товщиною 2 мм (питоме обертання кварцу 15 град/мм), вирізана перпендикулярно оптичній осі, поміщена між двома схрещеними Ніколями (рис. 4.10). Нехтуючи втратами світла в Ніколях, визначити, у скільки разів зменшиться інтенсивність світла, що пройшло цю систему.

Дано: $d = 2 \text{ мм} = 2 \times 10^{-3} \text{ м}$; $\alpha = 15 \text{ град/мм}$.

Визначити: I_0 / I .

Рішення. Природне світло, проходячи через перший ніколь, внаслідок подвійного променезаломлення розщеплюється на два пучки: звичайний (o) і незвичайний (e). Обидва пучки однакові за інтенсивністю і поляризовані повністю, але у взаємно-перпендикулярних площинах. З

першого ніколя виходить незвичайний (e) промінь світла з інтенсивністю $I_0 / 2$ (звичайний (o) промінь зазнає повне внутрішнє віддзеркалення).

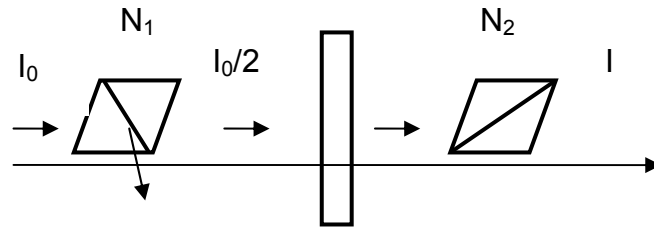


Рис. 4.10. Пластина кварцу між двома ніколи

У кварцевій пластинці спостерігається обертання площини поляризації незвичайного променя на кут $\varphi = \alpha d = 30^\circ$.

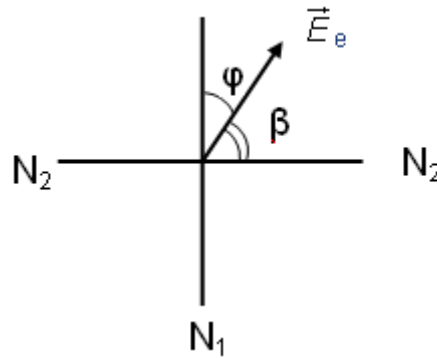


Рис.4.11. Вектор \vec{E}_e променя, який падає на ніколь N_2

Електричний вектор \vec{E}_e променя, що падає на ніколь N_2 , після проходження пластинки складає з його напрямком пропускання кут $\beta = 90^\circ - \varphi = 60^\circ$ (рис. 4.11).

Згідно з законом Малюса, інтенсивність світла, що пройшло через ніколь N_2 :

$$I = I_0 \cos^2 \beta / 2.$$

Отже, $I_0 / I = 2 / \cos^2 \beta$.

Обчислюючи, отримуємо: $I_0 / I = 8$.

Відповідь: $I_0 / I = 8$.

3. Пучок частково поляризованого світла розглядається через ніколь. Спочатку ніколь встановлено так, що його площина пропускання паралельна площині коливань лінійно-поляризованого світла. При повороті ніколя на кут $\psi = 60^\circ$ інтенсивність світла, що пропускається ним, зменшилася в $\kappa = 2$ рази. Визначити відношення I_e / I_n інтенсивності природного і лінійно-поляризованого світла, що становлять дане частково поляризоване світло, а також ступінь поляризації P пучка світла.

Дано: $\psi = 60^\circ$; $\kappa = 2$.

Визначити: I_e / I_n ; P .

Рішення. Відношення інтенсивності I_e природного світла до інтенсивності I_n поляризованого світла знайдемо з наступних міркувань. При первісному положенні ніколя він повністю пропустить лінійно-поляризоване світло і половину інтенсивності природного світла. Загальна інтенсивність пропущеного при цьому світла $I_1 = I_n + 1/2 I_e$.

При цьому при іншій позиції ніколя інтенсивність пропущеного поляризованого світла визначиться за законом Малюса, а інтенсивність пропущеного природного світла, як і в першому випадку, буде дорівнювати половині інтенсивності природного світла, що падає на ніколь. Загальна інтенсивність в другому випадку

$$I_2 = I_n \cos^2 \psi + 1/2 I_e.$$

У відповідність з умовою завдання $I_1 = \kappa I_2$, або

$$I_n + 1/2 I_e = \kappa(I_n \cos^2 \psi + 1/2 I_e).$$

Підставивши сюди значення кута ψ і κ й провівши обчислення, маємо: $I_e / I_n = 1$, або $I_e = I_n$, тобто інтенсивності природного і поляризованого світла в заданому пучку рівні між собою.

Ступінь поляризації частково поляризованого світла визначається співвідношенням:

$$P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (4.11)$$

де I_{\max} і I_{\min} – відповідно максимальна і мінімальна інтенсивності світла, пропущеного через ніколь.

Максимальна інтенсивність $I_{\max} = I_1 = I_n + 1/2 I_e$, або, враховуючи, що $I_e = I_n$, $I_{\max} = 3/2 I_n$.

Мінімальна інтенсивність відповідає положенню ніколя, при якому площина пропускання його перпендикулярна площині коливань лінійно-поляризованого світла. При такому положенні ніколя поляризоване світло буде повністю погашеним і через ніколь пройде тільки половина природного світла. Загальна інтенсивність виразиться рівністю:

$$I_{\min} = 1/2 I_e = 1/2 I_n.$$

Підставивши знайдені вирази I_{\max} і I_{\min} у вираз (4.11), отримаємо:

$$P = (3/2 I_n - 1/2 I_n) / (3/2 I_n + 1/2 I_n) = 1/2.$$

Отже, ступінь поляризації пучка світла $P = 1/2$.

Відповідь: $P = 1/2$.

4. Кут α між площинами пропускання поляризатора і аналізатора дорівнює 45° . У скільки разів зменшиться інтенсивність світла, що виходить з аналізатора, якщо кут збільшити до 60° ?

Дано: $\alpha = 45^\circ$; $\alpha' = 60^\circ$.

Визначити: I_2 / I_2' .

Рішення. Пучок природного світла, падаючи на грань поляризатора, розщеплюється внаслідок подвійного променезаломлення на два пучки: звичайний і незвичайний (рис. 4.12). Обидва пучка однакові за інтенсивністю та повністю поляризовані. Площина коливань для незвичайного пучка лежить у площині креслення (площина головного перетину). Площина коливань для звичайного пучка перпендикулярна площині креслення. Звичайний пучок (о) внаслідок повного віддзеркалення від межі АВ відкидається на зачернену поверхню призми і поглинається нею. Незвичайний пучок (е) проходить через ніколь. При цьому інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор:

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0, \quad (4.12)$$

де I_0 – інтенсивність природного світла, що падає на поляризатор.

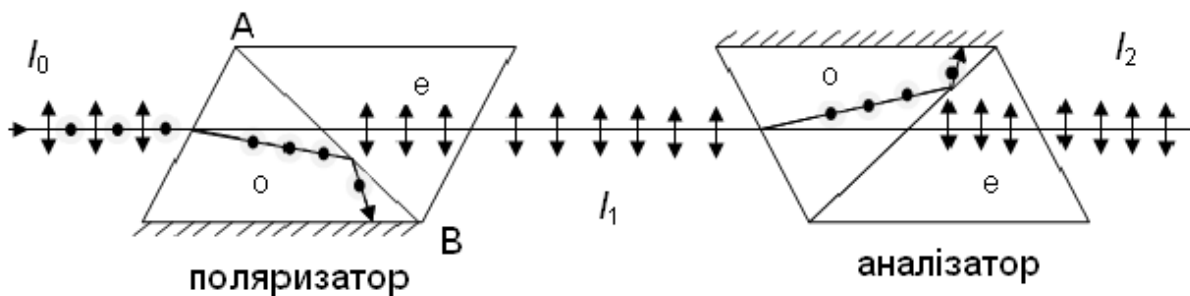


Рис. 4.12. Проходження природного пучка світла через поляризатор і аналізатор

Далі пучок плоскополяризованого світла інтенсивності I_1 падає на другий поляризатор (аналізатор) і також розщеплюється на звичайний і незвичайний пучки. Звичайний пучок повністю поглинається в ніколі. А інтенсивність незвичайного пучка світла, що вийшов з аналізатора, визначається законом Малюса:

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha, \quad (4.13)$$

де α – кут між площинами пропускання поляризатора і аналізатора.

Підставляючи вираз (4.12) у формулу (4.13), отримаємо:

$$I_2 = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha. \quad (4.14)$$

Якщо збільшити кут між площинами поляризатора і аналізатора до α' , то інтенсивність світла, що вийшло з аналізатора, складе:

$$I_2' = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha'. \quad (4.15)$$

Поділивши почленно вирази (4.14) і (4.15), визначимо зменшення інтенсивності:

$$\frac{I_2}{I_2'} = \frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \alpha'}.$$

Підставляючи числове значення кутів α і α' та провівши обчислення, отримаємо:

$$\frac{I_2}{I'_2} = \frac{\cos^2 45^\circ}{\cos^2 60^\circ} = 2.$$

Відповідь: зменшиться в 2 рази.

5. Паралельний пучок природного світла падає на сферичну краплю води. Знайти кут α між відбитим і падаючим пучками в точці А (рис. 4.13).

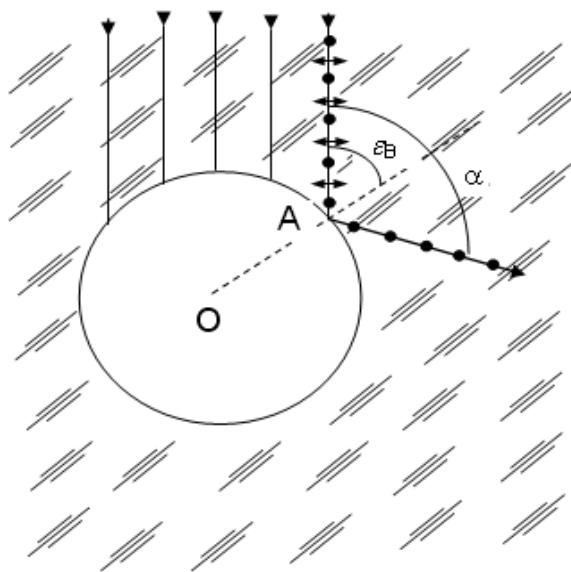


Рис. 4.13. Пучок світла, що падає на сферичну краплю води

Дано: $n_2 = 1,33$.

Визначити: α .

Рішення. Відбитий від поверхні краплі пучок світла є повністю поляризованим. Отже, відповідно до закону Брюстера:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_B = n_{21},$$

де ε_B – кут падіння пучка світла на краплю;

n_{21} – відносний показник заломлення другого середовища (води) щодо першого (повітря).

Відносний показник заломлення дорівнює відношенню абсолютних показників заломлення цих середовищ: $n_{21} = n_2 / n_1$.

Отже,

$$\operatorname{tg} \varepsilon_B = \frac{n_2}{n_1}.$$

Звідки

$$\varepsilon_B = \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.16)$$

Відповідно до закону відбиття світла кут відбиття дорівнює куту падіння. Отже, кут між відбитим і падаючим пучками дорівнює: $\alpha = 2\varepsilon_B$. Підставляючи сюди вираз (4.16) отримаємо:

$$\alpha = 2 \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1}.$$

Абсолютний показник заломлення повітря $n_1 = 1$.

Провівши обчислення, отримаємо:

$$\alpha = 2 \operatorname{arctg} \frac{1,33}{1} = 106^\circ.$$

Відповідь: $\alpha = 106^\circ$.

6. При проходженні світла через шар 5 % цукрового розчину товщиною 15 см площина поляризації світла повернулася на кут $6,5^\circ$. Яким чином поверне площину поляризації 13 % розчин з товщиною 12 см?

Дано: $C_1 = 5 \%$; $l_1 = 15 \text{ см} = 0,15 \text{ м}$; $\psi_1 = 6,5^\circ$; $l_2 = 12 \text{ см} = 0,12 \text{ м}$; $C_2 = 13 \%$.

Визначити: ψ_2 .

Рішення. Слід згадати, що деякі речовини, які називаються оптично активними, мають властивість повертати площину поляризації при проходженні через них плоскополяризованого променя світла. У розчинах оптично активних речовин обертання площини поляризації пропорційно довжині l шляху променя і концентрації розчину C :

$$\psi = \beta C l, \quad (4.17)$$

де β – постійна обертання, що залежить від речовини.

Знаючи ψ_1 , C_1 і I_1 , можна знайти β :

$$\beta = \frac{\psi_1}{C_1 I_1}. \quad (4.18)$$

Тоді:

$$\psi_2 = \beta C_2 I_2 = \frac{\psi_1}{C_1 I_1} C_2 I_2.$$

(4.19)

Підставляючи числові значення у вираз (4.19), отримаємо $\psi_2 = 13,5^\circ$.

Відповідь: $\psi_2 = 13,5^\circ$.

7. Показник заломлення повітря в нормальних умовах для жовтої лінії натрію ($\lambda = 5893 \cdot 10^{-10}$ м) $n_1 = 1,0002918$.

Визначити показник заломлення повітря при тиску 3×10^6 Па і температурі 30° С.

Дано: $P_1 = 10^5$ Па; $T_1 = 273$ К; $P_2 = 3 \times 10^6$ Па; $T_2 = 303$ К; $n_1 = 1,0002918$; $\lambda = 5893 \times 10^{-10}$ м.

Визначити: n_2 .

Рішення. Електронна теорія дисперсії дає таку залежність показника заломлення від частоти ω коливань вектора \vec{E} :

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (4.20)$$

де ε_0 – електрична стала;

N – концентрація електронів;

e і m – відповідно заряд і маса електрона;

ω_0 – власна частота коливань електронів середовища.

Аналіз величин, що входять до співвідношення (4.20) для n , показує, що зміна температури і тиску може вплинути тільки на концентрацію електронів, тому що інші величини від температури не залежать.

Вважаючи, що концентрація електронів прямо пропорційна концентрації молекул або масі одиниці об'єму речовини (густини), можна

записати:
$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

Відношення $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ визначимо із системи рівнянь Клапейрона –

Менделєєва для двох станів газу:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\left(\frac{P_1 M}{RT_1}\right)}{\left(\frac{P_2 M}{RT_2}\right)} = \frac{P_1 T_2}{P_2 T_1}. \quad (4.21)$$

Шукану величину n_2 знайдемо з виразу (4.20), записавши його для двох станів газу:

$$n_1^2 = 1 + \frac{N_1 e^2}{\varepsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad ; \quad n_2^2 = 1 + \frac{N_2 e^2}{\varepsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Перетворимо ці співвідношення до вигляду:

$$(n_1^2 - 1) / (n_2^2 - 1) = P_1 T_2 / P_2 T_1.$$

Вирішуючи отриманий вираз щодо n_2 , знаходимо:

$$n_2 = \sqrt{(n_1^2 - 1) P_2 T_1 / P_1 T_2 + 1}.$$

Обчислення дають: $n_2 = 1,00793$.

Відповідь: $n_2 = 1,00793$.

8. На скляну призму з заломлюючим кутом $\theta = 50^\circ$ падає під кутом $i_1 = 30^\circ$ промінь світла. Визначити кут відхилення променя призмою, якщо показник заломлення скла дорівнює 1,56.

Дано: $\theta = 50^\circ$; $i_1 = 30^\circ$; $n = 1,56$.

Визначити: β .

Рішення. З рис. 4.14 видно, що кут відхилення

$$\beta = \gamma + \gamma'. \quad (4.22)$$

Кути γ і γ' просто виражаються через кути i_1, i_2, i_1', i_2' , які будемо послідовно обчислювати:

1) із закону заломлення $\sin i_1 / \sin i_2 = n$ маємо:

$$i_2 = \arcsin(\sin i_1 / n) = 18,7^\circ;$$

2) з рис. 4.14 випливає, що кут падіння i_2' на другу грань призми дорівнює:

$$i_2' = \theta - i_2 = 31,3^\circ.$$

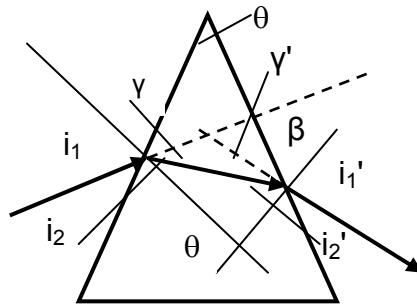


Рис. 4.14. Хід променя в призмі

Кут i_2' менше, ніж граничний ($i_{2' \text{ гран}} = \arcsin 1/n = 39,9^\circ$), тому на другій грані промінь заломиться і вийде з призми;

3) оскільки $\sin i_2' / \sin i_1' = 1/n$, то $i_1' = \arcsin(n \sin i_2') = 54,1^\circ$.

Тепер знайдемо кути γ і γ' :

$$\gamma = i_1 - i_2 = 11,3^\circ; \quad \gamma' = i_1' - i_2' = 22,8^\circ.$$

Тоді $\beta = \gamma + \gamma' = 11,3^\circ + 22,8^\circ = 34,1^\circ$.

Відповідь: $\beta = 34,1^\circ$.

9. Показник заломлення прозорої речовини для малого інтервалу довжин хвиль (хвильового пакета) далеко від ліній поглинання, пов'язаний з довжиною хвилі співвідношенням $n = A + B / \lambda^2$. Визначити: а) дисперсію речовини; б) фазову швидкість; в) групову швидкість.

Дано: $n = A + B / \lambda^2$.

Визначити: D, v, u .

Рішення. Дисперсія D показує залежність зміни показника заломлення n від зміни довжини хвилі λ : $D = \frac{dn}{d\lambda}$.

Диференціюючи дану в умови залежність $n(\lambda)$, отримаємо:

$$D = -2B / \lambda^3.$$

Оскільки $D < 0$, дисперсія нормальна.

Фазова швидкість світла в речовині: $v = c / n = c / A + B / \lambda^2$.

Групова швидкість: $u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$; $\frac{dv}{d\lambda} = \frac{2\lambda c B}{(A\lambda^2 + B)^2}$.

Тоді
$$u = \frac{c\lambda^2(A\lambda^2 - B)}{(A\lambda^2 + B)^2}.$$

Відповідь: $D = -2B / \lambda^3$; $v = c / A + B / \lambda^2$; $u = \frac{c\lambda^2(A\lambda^2 - B)}{(A\lambda^2 + B)^2}$.

10. Визначити показник заломлення середовища, у якому спостерігається ефект Вавилова – Черенкова, якщо мінімальний імпульс електрона складає $2,44 \times 10^{-22}$ кг м/с.

Дано: $m_0 = 9,11 \times 10^{-31}$ кг, $p_{\min} = 2,44 \times 10^{-22}$ кг м/с.

Визначити: n .

Рішення. Ефект Вавилова – Черенкова спостерігається при русі релятивістських заряджених частинок в середовищі з постійною швидкістю v , що перевищує фазову швидкість світла в цьому середовищі, тобто за умови (1) $v > \frac{c}{n}$.

Умова (1), враховуючи, що $\beta = v / c$, запишеться у вигляді:

$$\beta n > 1. \tag{2}$$

Імпульс релятивістської частинки

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

(Врахували, що $v = \beta c$). Мінімальному імпульсу відповідає мінімальне значення $\beta_{min} = 1/n$ (див. Вираз (2)). Тоді

$$p_{min} = \frac{m_0 c}{\sqrt{n^2 - 1}},$$

звідки шуканий показник заломлення середовища:

$$n = \sqrt{\frac{m_0^2 c^2}{p_{min}^2} + 1}.$$

Обчислюючи, отримуємо $n = 1,5$.

Відповідь: $n = 1,5$.

11. На скляну пластинку товщиною 10 см падає нормально до неї плоска світлова хвиля інтенсивністю 100 лм/м^2 . Показник заломлення пластинки для даної довжини хвилі $n = 1,5$; коефіцієнт поглинання $1,00 \text{ м}^{-1}$. Знайти інтенсивність світла, що пройшло через пластинку.

Дано: $d = 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}$; $I_0 = 100 \text{ лм/м}^2$; $n = 1,5$; $\alpha = 1,00 \text{ м}^{-1}$.

Визначити: I .

Рішення. На межі розділу двох прозорих середовищ світло частково відбивається. Відношення інтенсивності відбитого світла до інтенсивності падаючого світла називається коефіцієнтом відбиття ρ . Відповідний розрахунок дає, що

$$\rho = \left(\frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1} \right)^2, \quad (1)$$

де $n_{12} = n_2 / n_1$ – показник заломлення другого середовища щодо першої.

Заміна у формулі (1) n_{12} на зворотню йому величину $n_{21} = n_1 / n_2$ не змінює значення ρ . Отже, коефіцієнт відбиття поверхні розділу двох да-

них середовищ для обох напрямків поширення світла має однакове значення.

Показник заломлення скла близький до 1,5. Підстановка у формулу (1) значення $n_{12} = 1,5$ дає $\rho = 0,04$. Таким чином, якщо пластинка знаходиться в повітрі, то при вході в неї і при виході з неї відображається близько 4 % світлового потоку.

На першій межі пластинки відображається хвиля інтенсивності ρI_0 . Отже, інтенсивність хвилі, що проникла в пластинку, дорівнює:

$$I' = (1 - \rho) I_0.$$

Через поглинання в пластинці інтенсивність хвилі, яка впала на другу межу, дорівнюватиме:

$$I'' = I' e^{-\alpha d} = (1 - \rho) I_0 e^{-\alpha d}.$$

Частина ρ цієї інтенсивності відображається у зворотному напрямку. Тому інтенсивність хвилі, що вийшла з пластинки, буде дорівнювати:

$$(1 - \rho) I'' = (1 - \rho)^2 I_0 e^{-\alpha d}.$$

Підставивши значення формули (1) для ρ і зробивши перетворення, одержимо відповідь:

$$I = I_0 \left[\frac{4n}{(n+1)^2} \right]^2 e^{-\alpha d} = 100 \left[\frac{4 \times 1,5}{(1,5+1)^2} \right]^2 e^{-1,00 \times 0,100} = 83 \text{ лм/м}^2.$$

Відповідь: $I = 83 \text{ лм/м}^2$.

4.7. Завдання для самостійного рішення

4.7.1. Пучок світла, що йде в повітрі, падає на поверхню рідини під кутом $i = 54^\circ$. Визначити кут заломлення пучка, якщо відбитий пучок повністю поляризований. $[36^\circ]$

4.7.2. Чому дорівнює показник заломлення скла, якщо при відбитті від нього світла відбитий промінь буде повністю поляризований при куті заломлення 30° ? $[1,73]$

4.7.3. Пучок природного світла падає на систему з $N = 6$ ніколів, площина пропускання кожного з яких повернута на кут $\varphi = 30^\circ$ відносно площини пропускання попереднього ніколя. Яка частина світлового потоку проходить через цю систему? $[0,12 I_0]$

4.7.4. На який кутовий висоті φ над горизонтом повинно перебувати Сонце, щоб сонячне світло, відбите від поверхні води, було повністю поляризованим? $[37^\circ]$

4.7.5. Кут Брюстера I_B при падінні світла з повітря на кристал кам'яної солі дорівнює 57° . Визначити швидкість світла в цьому кристалі. $[194 \text{ Мм/с}]$

4.7.6. Знайти кут I_B повної поляризації при віддзеркаленні світла від скла, показник заломлення якого $n = 1,57$. $[I_B = 57^\circ 30']$

4.7.7. Граничний кут повного внутрішнього відбиття для деякої речовини $i = 45^\circ$. Знайти для цієї речовини кут I_B повної поляризації. $[I_B = 54^\circ 44']$

4.7.8. Під яким кутом до горизонту I_B повинно перебувати Сонце, щоб його промені, відбиті від поверхні озера, були найбільш повно поляризовані? $[I_B = 37^\circ]$

4.7.9. Пучок природного світла, що йде у воді, відбивається від межі алмаза, зануреного у воду. При якому куті падіння I_B відбите світло повністю поляризоване? $[61^\circ 12']$

4.7.10. Граничний кут повного внутрішнього відбиття для пучка світла на межі кристала кам'яної солі з повітрям дорівнює $40,5^\circ$. Визначити кут Брюстера при падінні світла з повітря на поверхню цього кристала. $[57^\circ]$

4.7.11. Знайти показник заломлення n скла, якщо при відбитті від нього світла відбитий промінь буде повністю поляризований при куті заломлення $\beta = 30^\circ$. $[n = 1,73]$

4.7.12. Природне світло падає на діелектрик з показником заломлення $1,54$. Знайти кут повної поляризації і ступінь поляризації відбитого і заломленого світла для цього кута падіння.

4.7.13. Граничний кут i_1' повного відбиття пучка світла на межі рідини з повітрям дорівнює 43° . Визначити кут Брюстера I_B для падіння променя з повітря на поверхню цієї рідини. [$55^\circ 45'$]

4.7.14. Пучок природного світла падає на скляну кулю ($n = 1,54$). Знайти кут γ між заломленим і падаючим пучками в точці А (рис. 4.15а). [156°]

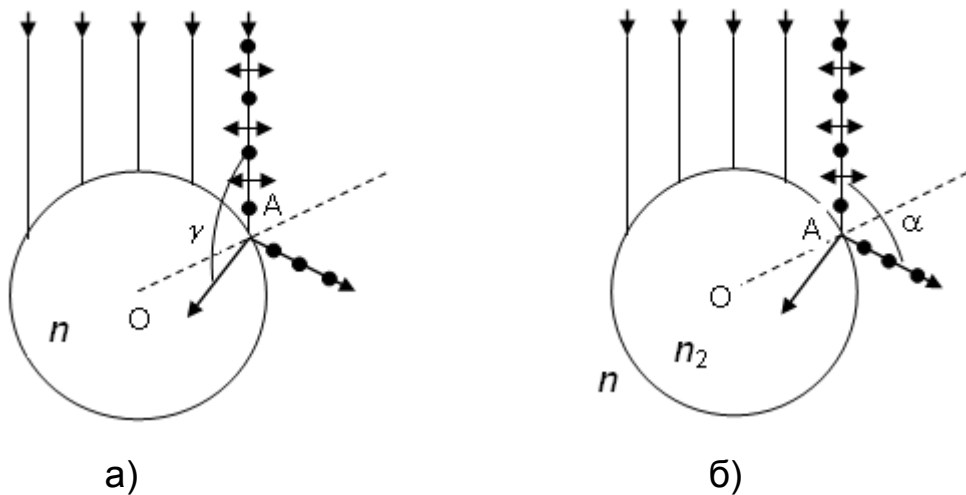


Рис. 4.15. До завдань 4.7.14 (а) і 4.7.15 (б)

4.7.15. Пучок природного світла падає на скляну кулю, що знаходиться у воді. Знайти кут φ між відбитим і падаючим пучками в точці А (рис. 4.15б). Показник заломлення n скла взяти рівним 1,58. [100°]

4.7.16. На поверхню води під кутом Брюстера падає пучок плоскополяризованого світла. Площина коливань світлового пучка становить кут $\varphi = 45^\circ$ з площиною падіння. Знайти коефіцієнт відбиття. [$1,5$]

4.7.17. Аналізатор в $k = 2$ рази зменшує інтенсивність світла, що приходить до нього від поляризатора. Визначити кут α між площинами пропускання поляризатора і аналізатора. Втратами інтенсивності світла в аналізаторі знехтувати. [45°]

4.7.18. У скільки разів послаблюється інтенсивність світла, що проходить через два ніколя, площини пропускання яких утворюють кут $\alpha = 30^\circ$, якщо в кожному з ніколей окремо втрачається 10 % інтенсивності падаючого на нього світла? [У 3,3 рази]

4.7.19. Ступінь поляризації частково поляризованого світла $P = 0,25$. Знайти відношення інтенсивності поляризованої складової цього світла до інтенсивності природної складової. [$0,333$]

4.7.20. Ступінь поляризації частково поляризованого світла складає 0,75. Визначити відношення максимальної інтенсивності світла, що пропускається аналізатором, до мінімальної. [7]

4.7.21. У частково поляризованому світлі амплітуда світлового вектора, що відповідає максимальній інтенсивності світла, в $n = 2$ рази більше, ніж амплітуда, що відповідає мінімальній інтенсивності. Визначити ступінь поляризації P світла. [0,33]

4.7.22. Ступінь поляризації P частково поляризованого світла дорівнює 0,5. У скільки разів відрізняється максимальна інтенсивність світла, що пропускається через аналізатор, від мінімальної? [У 3 рази]

4.7.23. Промені природного світла проходять крізь плоскопаралельну скляну пластинку ($n = 1,54$), падаючи на неї під кутом I_B повної поляризації. Знайти ступінь поляризації P променів, що пройшли крізь пластинку. [$P = 18,9\%$]

4.7.24. На шляху частково поляризованого світла, ступінь поляризації P якого дорівнює 0,6, поставили аналізатор так, що інтенсивність світла, що пройшло через нього, стала максимальною. У скільки разів зменшиться інтенсивність світла, якщо площину пропускання аналізатора повернути на кут $\alpha = 30^\circ$? [У 1,23 рази]

4.7.25. На ніколь падає пучок частково поляризованого світла. При деякому положенні ніколя інтенсивність світла, що пройшло через нього, стала мінімальною. Коли площину пропускання ніколя повернули на кут $\beta = 45^\circ$, інтенсивність світла зросла в $k = 1,5$ рази. Визначити ступінь поляризації P світла. [0,348]

4.7.26. Промінь світла проходить через рідину, налиту в скляну ($n = 1,5$) посудину, і відбивається від дна. Відбитий промінь повністю поляризований при падінні його на дно посудини під кутом $I_B = 42^\circ 37'$. Знайти показник заломлення n рідини. Під яким кутом i повинен падати на дно посудини промінь світла, що йде в цієї рідини, щоб наступило повне внутрішнє відбиття? [$n = 1,63$; $i = 66^\circ 56'$]

4.7.27. Пучок плоско поляризованого світла ($\lambda = 589$ нм) падає на пластинку ісландського шпату перпендикулярно до його оптичної осі. Знайти довжини хвиль λ_0 і λ_e звичайного та незвичайного променів у кристалі, якщо показники заломлення ісландського шпату для звичайного і для незвичайного променів дорівнюють $n_0 = 1,66$ і $n_e = 1,49$. [$\lambda_0 = 355$ нм; $\lambda_e = 395$ нм]

4.7.28. Знайти кут φ між головними площинами поляризатора і аналізатора, якщо інтенсивність природного світла, що проходить через поляризатор і аналізатор, зменшується в 4 рази. [$\varphi = 45^\circ$]

4.7.29. Природне світло проходить через поляризатор і аналізатор, які розташовані так, що кут між їхніми головними площинами дорівнює φ . Як поляризатор, так і аналізатор поглинають і відбивають 8 % падаючого на них світла. Виявилось, що інтенсивність променя, що вийшов з аналізатора, дорівнює 9 % інтенсивності природного світла, що падає на поляризатор. Знайти кут φ . [$\varphi = 62^\circ 32'$]

4.7.30. На шляху частково поляризованого пучка розмістили ніколь. При повороті ніколя на кут $\varphi = 60^\circ$ з положення, яке відповідає максимуму пропускання світла, інтенсивність світла, що пройшло, зменшилася в $\eta = 3,0$ рази. Знайти ступінь поляризації падаючого світла. [0,8]

4.7.31. Знайти коефіцієнт відбиття ρ природного світла, що падає на скло ($n = 1,54$) під кутом I_B повної поляризації. Знайти ступінь поляризації P променів, що пройшли в скло. [$\rho = 0,083$; $P = 9,1\%$]

4.7.32. Знайти коефіцієнт відбиття ρ і ступінь поляризації P_1 відбитих променів при падінні природного світла на скло ($n = 1,5$) під кутом $i = 45^\circ$. Який ступінь поляризації P_2 заломлених променів? [$\rho = 5,06\%$; $P_1 = 83\%$; $P_2 = 4,42\%$]

4.7.33. Два ніколя розташовані так, що кут між їх площинами пропускання дорівнює 60° . Визначити: 1) у скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні через один ніколь; 2) у скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні через обидва ніколя? При проходженні кожного з ніколей втрати на відбиття і поглинання світла становлять 5 %. [У 9,88 рази]

4.7.34. Який кут утворюють площини поляризації двох ніколей, коли світло, що вийшло з другого ніколя, було ослаблене в 10 разів? Як поляризатор, так і аналізатор поглинають 10 % падаючого на них світла.

4.7.35. Інтенсивність природного світла, що пройшло через два ніколя, зменшилася у 8 разів. Нехтуючи поглинанням світла, визначити кут між головними площинами ніколей. [60°]

4.7.36. Пучок природного світла падає на скляну призму з кутом 30° . Визначити показник заломлення скла, якщо відбитий промінь є плоскополяризованим. [1,73]

4.7.37. Паралельний пучок світла падає нормально на пластинку з ісландського шпату, товщиною 50 мкм, яка вирізана паралельно оптичній осі. Приймаючи показники заломлення ісландського шпату для звичайного і незвичайного променів відповідно $n_o = 1,66$ і $n_e = 1,49$, визначити різницю ходу цих променів, що пройшли через пластинку. [8,5 мкм]

4.7.38. Кристалічна пластинка з ісландського шпату товщиною 0,86 мкм служить пластинкою у чверть хвилі для $\lambda = 0,59$ мкм. Визначити різницю показників заломлення звичайного і незвичайного променів. [0,171]

4.7.39. Визначити товщину кварцової пластинки, для якої кут повороту площини поляризації монохроматичного світла певної довжини хвилі 180° . Питоме обертання в кварці для даної довжини хвилі 0,52 рад/мм. [6,04 мм]

4.7.40. Визначити масову концентрацію цукрового розчину, якщо при проходженні світла через трубку довжиною 20 см з цим розчином площина поляризації світла повертається на кут 10° . Питоме обертання цукру дорівнює $1,17 \cdot 10^{-2}$ рад. м²/кг. [74,8 кг/м³]

4.7.41. Розчин глюкози з масовою концентрацією 0,21 г/см³, що знаходиться в скляній трубці, повертає площину поляризації монохроматичного світла, що проходить через розчин, на кут 24° .

Визначити масову концентрацію глюкози в іншому розчині в трубці такої ж довжини, якщо він повертає площину поляризації на кут 18° . [157 кг/м³]

4.7.42. Пластинку кварцу товщиною $d_1 = 2$ мм, вирізану перпендикулярно оптичній осі, помістили між паралельними ніколями, в результаті чого площина поляризації світла повернулася на кут $\varphi = 53^\circ$.

Визначити товщину d_2 пластинки, при якій дане монохроматичне світло не проходить через аналізатор. [3,4 мм]

4.7.43. Розчин глюкози з масовою концентрацією $C_1 = 280$ кг/м³, що міститься в скляній трубці, повертає площину поляризації монохроматичного світла, що проходить через цей розчин, на кут $\varphi_1 = 32^\circ$.

Визначити масову концентрацію C_2 глюкози в іншому розчині, налитому в трубку такої ж довжини, якщо він повертає площину поляризації на кут $\varphi_2 = 24^\circ$. [0,21 г/см³]

4.7.44. Насичені пари бензолу для світла, довжина хвилі якого $\lambda = 5893 \cdot 10^{-10}$ м (жовта лінія натрію), при температурі 40° С і тиску 7,6 мм рт. ст. мають показник заломлення $n_1 = 1,001812$.

Чому дорівнює показник заломлення цього газу при температурі 400° С і тиску 60,6 мм рт. ст.?

4.7.45. Червоний ($n_k = 1,640$) і фіолетовий ($n_\phi = 1,690$) промені світла падають в одну точку перпендикулярно грані трикутної скляної призми. На який кут розійдуться промені при виході з призми? Заломлюючий кут призми 10° .

4.7.46. Дисперсія показника заломлення кварцу наведена в таблиці.

λ , нм	589,3	486,1	410,0
n	1,5442	1,5497	1,5565

Знайти відношення фазової та групової швидкостей світла поблизу $\lambda = 486,1$ нм.

4.7.47. Обчислити групову швидкість: 1) поперечних пружних хвиль у стрижні, фазова швидкість яких $v = a/\lambda$ ($a = \text{const}$); 2) електромагнітних хвиль у розрідженій плазмі, фазова швидкість яких $v = c/\sqrt{1 + A/\omega^2}$ ($A = \text{const}$). [$u = 2a/\lambda$; $u = c\sqrt{1 + A/\omega^2}$]

4.7.48. Знайти залежність між груповою швидкістю і фазовою швидкістю для наступних законів дисперсії: а) $v = a/\sqrt{\lambda}$, б) $v = bk$; в) $v = c/\omega^2$. [$u = 3a/2\sqrt{\lambda} = \frac{3}{2}v$]

4.7.49. Обчислити групову швидкість u для різних законів дисперсії (v – фазова швидкість): 1) $v = a$, 2) $v = a\sqrt{\lambda}$, 3) $v = \sqrt{c^2 + b^2\lambda^2}$. [$u = a = v$; $u = a\sqrt{\lambda}/2 = v/2$; $u = c^2/\sqrt{c^2 + b^2\lambda^2} = c^2/v$]

4.7.50. Показники заломлення сірковуглецю для світла з довжиною хвилі $\lambda_1 = 0,509$ мкм, $\lambda_2 = 0,534$ мкм, $\lambda_3 = 0,574$ мкм відповідно дорівнюють: $n_1 = 1,647$; $n_2 = 1,640$; $n_3 = 1,630$.

Знайти фазову швидкість для λ_2 і групову швидкість поблизу неї. [$1,83 \times 10^8$ м/с; $1,7 \times 10^8$ м/с]

4.7.51. Коефіцієнт заломлення води в інтервалі довжин хвиль від 546 до 589 нм змінюється від 1,33447 до 1,33300.

Визначити середню фазову і середню групову швидкості світла для цього інтервалу довжин хвиль.

4.7.52. Вимірювання показника заломлення оптичного скла дало $n_1 = 1,528$ для $\lambda_1 = 0,434$ мкм і $n_2 = 1,523$ для $\lambda_2 = 0,486$ мкм.

Обчислити відношення групової швидкості до фазової для світла з довжиною хвилі $0,434$ мкм. [0,973]

4.7.53. Знайти концентрацію вільних електронів іоносфери, якщо для радіохвиль з частотою 100 МГц її показник заломлення $0,9$.

4.7.54. Визначити максимальну швидкість вимушених коливань вільного електрона, якщо в точці його знаходження радіопередавач, що працює на частоті 500 кГц, створює поле електромагнітного випромінювання 10 мВ/см.

4.7.55. Визначити швидкість електронів, при якій черенковське випромінювання відбувається в середовищі з показником заломлення $1,54$ під кутом 30° до напрямку їх руху. Швидкість виразити у частках швидкості світла.

4.7.56. У черенковського лічильнику, заповненому водою, пучок релятивістських електронів випромінює у фіолетовій області спектра в конусі з розчином $82^\circ 20'$.

Визначити кінетичну енергію електронів.

4.7.57. При яких значеннях кінетичної енергії протона буде спостерігатися черенковське випромінювання, якщо протон рухається з постійною швидкістю в середовищі з показником заломлення $1,6$.

4.7.58. Визначити коефіцієнт поглинання деякої прозорої речовини, якщо відомо, що інтенсивність світла при проходженні через цю речовину товщиною 4 мм убуває на 12% .

4.7.59. При проходженні в деякій речовині шляху x інтенсивність світла зменшилася в 3 рази.

Визначити, у скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні шляху $2x$.

4.7.60. Коефіцієнт поглинання деякої речовини для монохроматичного світла певної довжини хвилі $0,1$ см⁻¹.

Визначити товщину шару речовини, яка необхідна для ослаблення світла у 2 рази; у 5 разів. Втрати на відбиття світла не враховувати.

4.7.61. Світло падає нормально почерзі на дві пластинки, які виготовлені з однієї і тій ж речовини та мають відповідно товщини 5 мм і 10 мм.

Визначити коефіцієнт поглинання цієї речовини, якщо інтенсивність світла, що пройшло через першу пластинку, становить 82 %, а через другу – 67 %.

Контрольні запитання

1. Що собою являє природне світло?
2. Чим відрізняється природне світло від поляризованого?
3. За якої умови відбитий промінь буде повністю поляризованим?
4. Як змінюється інтенсивність світла за поляризатором при його обертанні навколо пучка природного світла?
5. Поясніть закон Малюса.
6. Опишіть явище поляризації світла при відбитті.
7. Сформулюйте закон Брюстера.
8. Покажіть, що при виконанні закону Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно-перпендикулярні.
9. У чому полягає явище подвійного променезаломлення?
10. Що таке призма Ніколя? Який її пристрій і принцип дії?
11. Поясніть механізм обертання площини поляризації при проходженні плоскополяризованим променем світла через оптично активну речовину.
12. Від чого залежить кут повороту площини поляризації світла в оптично активних кристалах?
13. Яке явище називається дисперсією світла?
14. Чим відрізняється нормальна дисперсія від аномальної?
15. За якими ознаками можна відрізнити спектри, отримані за допомогою призми і дифракційної ґрати?
16. У чому полягають основні положення і висновки електронної теорії дисперсії світла?
17. Що називається фазовою і груповою швидкістю?
18. Яким співвідношенням пов'язані групова і фазова швидкості?
19. Чому метали сильно поглинають світло?
20. Який сенс коефіцієнта поглинання? Від чого він залежить?
21. Коли виникає випромінювання Вавилова – Черенкова?
22. Як пояснюється блакитний колір неба?
23. Який промінь називається звичайним і який незвичайним?

Розділ 2. Елементи квантової фізики. Фізика атома і атомного ядра

5. Квантова природа випромінювання

5.1. Теплове випромінювання

5.1.1. Методи спектрального аналізу

Дисперсія світла – залежність показника заломлення речовини від довжини хвилі світла, відкрита Ньютоном у 1666 році призвела до створення цілої науки, яка називається спектральний аналіз.

Розкладання електромагнітного випромінювання по довжинах хвиль з метою їх вивчення називається *спектроскопією*.

Під назвою *спектральний аналіз* розуміємо фізичний метод аналізу хімічного складу речовини, заснований на дослідженні спектрів випускання і поглинання атомів або молекул. Ці спектри визначаються властивостями електронних оболонок атомів і молекул, коливаннями атомних ядер в молекулах та обертанням молекул, а також впливом маси і структури атомних ядер на положення енергетичних рівнів; крім того, вони залежать від взаємодії атомів і молекул з навколишнім середовищем. Відповідно до цього спектральний аналіз використовує широкий інтервал довжин хвиль – від рентгенових до мікрорадіохвиль.

Завдання обмежується межами оптичних спектрів. Однак і ця область досить широка, вона охоплює вакуумну область ультрафіолетових випромінювань, ультрафіолетову, видиму і інфрачервону області спектра.

Різні типи спектрального аналізу слід розглядати з трьох точок зору.

1. За вирішуваними завданнями:

- 1) *елементний*, коли встановлюється склад проби за елементами;
- 2) *ізотопний*, коли встановлюється склад проби за ізотопами;
- 3) *молекулярний*, коли встановлюється молекулярний склад проби;
- 4) *структурний*, коли встановлюються всі або основні структурні складові молекулярного з'єднання.

2. За вживаними методами:

- 1) *емісійний* – використовує спектри випромінювання, головним чином атомів. Проте можливий емісійний аналіз і молекулярного складу,

наприклад, у разі визначення складу радикалів у полум'ї і газовому розряді. Особливим випадком емісійного аналізу є люмінесцентний аналіз;

2) *абсорбційний* – використовує спектри поглинання, головним чином молекул та їх структурних частин; можливий аналіз за спектрами поглинання атомів;

3) *комбінаційний* – використовує спектри комбінаційного розсіяння твердих, рідких та газоподібних проб, які збуджуються монохроматичним випромінюванням, зазвичай – світлом окремих ліній ртутної лампи;

4) *люмінесцентний* – використовує спектри люмінесценції речовини, які збуджуються головним чином ультрафіолетовим випромінюванням або катодними променями;

5) *рентгенівський* – використовує а) рентгенівські спектри атомів, що виходять при переходах внутрішніх електронів в атомах; б) дифракцію рентгенівських променів при проходженні їх через досліджуваний об'єкт для вивчення структури речовини;

6) *радіоспектроскопічний* – використовує спектри поглинання молекул у мікрохвильовому діапазоні спектра з довжинами хвиль більше 1 мм.

3. За характером отриманих результатів:

1) *якісний*, коли в результаті аналізу визначається склад без вказівки на кількісне співвідношення компонентів або дається оцінка – багато, мало, дуже мало, сліди;

2) *напівкількісний*, або грубо кількісний, або наближений. У цьому випадку результат видається у вигляді оцінки вмісту компонентів у деяких більш-менш вузьких інтервалах концентрацій залежно від застосованого методу наближеної кількісної оцінки. Цей метод завдяки його швидкості знайшов широке застосування при вирішенні задач, які не потребують точного кількісного визначення, наприклад при сортуванні металу, при оцінці змісту геологічних проб при пошуках корисних копалин;

3) *кількісний*, при якому видається точний кількісний вміст визначуваних елементів або сполук у пробі.

Усі ці типи аналізу, за винятком якісних, використовують спрощені або точні методи фотометрування спектрів.

За способом реєстрації спектрів розрізняють такі методи:

1. *Візуальні* при спостереженні спектрів у видимій області за допомогою простих або спеціалізованих спектроскопів (стилоскоп, стилومتر). В ультрафіолетовій області можливе спостереження порівняно яскравих спектрів за допомогою флуоресцюючих екранів, які розміщуються

замість фотографічної пластинки в кварцових спектрографах. Застосування електронно-оптичних перетворювачів дозволяє візуально спостерігати спектри в ультрафіолетовій і ближній інфрачервоній областях (до 1200 нм).

2. *Фотографічні*, що використовують фотографічну пластинку або плівку для реєстрації спектрів з наступною обробкою.

3. *Фотоелектричні* для ультрафіолетової, видимої і ближньої інфрачервоної областей, які використовують фотоелементи різних типів: фотопомножувачі і фотоопори (інфрачервона область). Фотоелектричні методи іноді називаються методами прямого аналізу, тобто аналізу без посередництва фотографічної пластинки.

4. *Термоелектричні* для інфрачервоної області, у тому числі далекої, з використанням термоелементів, болометрів та інших типів термоелектричних приймачів.

Розглянуті вище типи спектрального аналізу мають ряд спільних рис, оскільки всі вони використовують спектри атомів або молекул як засіб для проведення аналізу. Дійсно, у всіх випадках необхідно в першу чергу отримати спектр проби, потім розшифрувати цей спектр за таблицями або атласом спектрів, тобто знайти в цьому спектрі лінії або смуги, характерні для визначених атомів, молекул або структурних елементів молекул. Цим обмежується якісний аналіз. Для отримання кількісної величини концентрації треба, крім того, визначити інтенсивність цих характерних ліній або смуг (фотометрувати спектр), потім визначити величину концентрації, використовуючи залежність між концентрацією та інтенсивністю ліній або смуг. Залежність ця повинна бути отримана або на підставі теоретичних міркувань, або емпіричним шляхом у вигляді аналітичної кривої, побудованої на основі набору проб із заданими концентраціями.

5.1.2. Види спектрів

Аналіз спектрів – основний метод вивчення, наприклад, астрономічних об'єктів, що застосовується в астрофізиці. Спостережувані спектри діляться на три класи:

– лінійчатий спектр випромінювання. Нагрітий розріджений газ випускає яскраві емісійні лінії;

– безперервний спектр. Такий спектр дають тверді тіла, рідини або щільний непрозорий газ в нагрітому стані. Довжина хвилі, на яку припадає максимум випромінювання, залежить від температури;

– лінійчатий спектр поглинання. На фоні безперервного спектра помітні темні лінії поглинання. Лінії поглинання утворюються, коли випромінювання від більш гарячого тіла, з безперервним спектром, проходить через холодне розріджене середовище.

У спектрах більшості астрономічних об'єктів спостерігаються лінії водню, що виникають при переході збудженого атома в більш стабільний стан. Збуджуються атоми водню за рахунок поглинання зовнішнього випромінювання.

Як правило, атом знаходиться у збудженому стані мікросекунди, після чого він мимоволі переходить у стан з меншою енергією, випромінюючи надлишок енергії у вигляді кванта електромагнітного випромінювання. Оскільки енергетичні рівні в атомах дискретні і мають цілком певне значення, то при переході енергія може поглинатися і випромінюватися тільки певними порціями, властивими лише даному атому, тобто поглинаються і випромінюються кванти певної частоти або довжини хвилі. Це ніби індивідуальний штрихкод, за яким можна однозначно визначити хімічний елемент. Фотон, поглинений атомом, що зустрівся на його шляху, буде випромінюватися ним знову вже не в тому напрямі, у якому фотон рухався спочатку, а з рівною імовірністю на всі боки. У результаті спостерігач помітить у спектрі недолік фотонів. Це виразиться в появі темних ліній (недолік квантів) на тих частотах, які були спочатку поглинені, а потім випущені назад атомами водню.

Вивчення спектрів дає інформацію про температуру, швидкість, тиск, хімічний склад, магнітних полях і про інші найважливіші властивості об'єктів.

5.1.3. Теплове випромінювання та його особливості і закони

Теплове випромінювання – електромагнітне випромінювання, що випускається речовиною за рахунок його внутрішньої енергії. У нагрітих тілах частина внутрішньої енергії речовини може перетворюватися в енергію випромінювання. Тому нагріті тіла є джерелами електромагнітного випромінювання в широкому діапазоні частот. Усі інші види світіння (випромінювання світла), що збуджуються за рахунок будь-якого іншого виду енергії, крім теплового, називаються **люмінесценцією**.

За визначенням Вавілова С. І., люмінесценція – випромінювання надлишкове над тепловим, і має тривалість, що значно перевищує період світлових коливань. Три види люмінесценції:

1) окислення – **хемілюмінесценція**;

2) світіння при протіканні струму в газі, рідині або у твердих тілах – **електролюмінесценція**;

3) світіння під дією світла – **фотолюмінесценція** і т. д. Речовину, що світиться, називається люмінофором.

Дослід показує, що єдиним видом випромінювання, яке може знаходитися в рівновазі з випромінюючими тілами, є теплове випромінювання. Усі види люмінесценції виявляються нерівновагими. Наприклад, електролюмінесценція буде тривати до тих пір, поки є рекомбінуючі частинки, тобто відбувається процес іонізації. Звичайні температури практично не впливають на цей процес, тобто неважливо, скільки енергії поглинає тіло від навколишнього середовища.

Експерименти показують, що теплове випромінювання має безперервний спектр. Це означає, що нагріте тіло випускає деяку кількість енергії випромінювання в будь-якому діапазоні частот або довжин хвиль. Розподіл енергії випромінювання тіла за спектром залежить від температури тіла. При цьому для всіх тіл зі збільшенням температури максимум енергії випромінювання зміщується в короткохвильовий діапазон спектра, а загальна енергія випромінювання зростає. Так, якщо випромінювання батареї центрального опалення ($T \approx 350 \text{ K}$) має пік енергії в діапазоні невидимого інфрачервоного випромінювання, то розпечена поверхню Сонця ($T \approx 6 \cdot 10^3 \text{ K}$) випромінює значну частину енергії в діапазоні видимого світла, а при ядерному вибуху ($T \approx 10^6 \text{ K}$) велика частка енергії вибуху несеться короткохвильовим рентгенівським і гамма-випромінюваннями.

Якщо кілька нагрітих випромінюючих тіл оточити непроникною для випромінювання оболонкою, що ідеально відбиває (рис. 5.1), то після закінчення деякого проміжку часу в системі "випромінюючі тіла + випромінювання в порожнині" встановиться термодинамічна рівновага. Це означає, що температури всіх тіл вирівнюються, а розподіл енергії між тілами і випромінюванням не буде змінюватися з часом. Такий рівноважний стан системи стійкий, тобто після всякого порушення його, стан рівноваги знову відновлюється. Термодинамічна рівновага встановиться і в порожнині, стінки якої виконані з будь-якого реального матеріалу і підтримуються при деякій незмінній температурі.

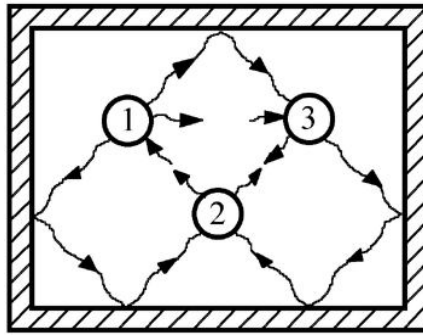


Рис. 5.1. До визначення теплової рівноваги

Здатність теплового випромінювання знаходитися в рівновазі з тілом, що випромінює, відрізняє теплове випромінювання від інших видів випромінювання. Тому таке випромінювання, що знаходиться в рівновазі з випромінюючим тілом, будемо називати рівноважним.

Рівноважному випромінюванню можна приписати температуру тіла, з яким вона перебуває в рівновазі, поширивши при цьому закони рівноважної термодинаміки на теплове випромінювання. Це означає, що для рівноважного теплового випромінювання можна визначити і розрахувати внутрішню енергію, тиск, ентропію й ін. термодинамічні характеристики, які не будуть змінюватися з часом.

Рівноважне теплове випромінювання однорідне, тобто його щільність енергії однакова в усіх точках всередині порожнини, де воно є. Таке випромінювання ізотропне і неполяризоване – воно містить всі можливі напрями поширення та напрямки коливань векторів \vec{E} і \vec{H} .

Характеристики теплового випромінювання

Для опису спектрального складу теплового випромінювання розглянемо енергію, що випромінюється одиницею поверхні нагрітого тіла в одиницю часу у вузькому діапазоні частот від ω до $\omega + d\omega$. Цей потік променистої енергії dR , що випускається з одиниці поверхні тіла в усіх напрямках, пропорційний ширині спектрального діапазону, тобто $dR = r d\omega$. Енергію r , що припадає на одиничний діапазон частот, називають *спектральною емісійною здатністю* тіла або *спектральною щільністю енергетичної світності*. Дослід показує, що для кожного тіла випромінювальна здатність є певною функцією частоти, вид якої змінюється при зміні температури тіла T . Надалі для такої функціональної залежності $r = r(\omega, T)$, що розглядається при заданому значенні температури тіла

як деяка функція частоти, будемо використовувати прийняте в теорії теплового випромінювання позначення: $r(\omega, T) = r_{\omega, T}$.

Сумарний потік енергії випромінювання з одиниці поверхні тіла по всьому діапазону частот

$$R = \int_0^{\infty} r_{\omega, T} d\omega \quad (5.1)$$

називається інтегральною емісійною здатністю тіла або його енергетичною світністю. В системі СІ енергетична світність вимірюється у Вт/м², а спектральна емісійна здатність має розмірність Дж/м².

Емісійну здатність тіла можна представити і як функцію довжини хвилі випромінювання λ , яка пов'язана з частотою ω через швидкість світла у вакуумі c за формулою $\lambda = 2\pi c/\omega$. Дійсно, виділяючи потоки випромінювання, що припадають на інтервал частот $d\omega$ і на відповідний йому інтервал довжин хвиль $d\lambda$, і прирівнюючи їх один до одного, знаходимо, що

$$r_{\omega, T} d\omega = r_{\lambda, T} d\lambda. \quad (5.2)$$

Звідси отримуємо формулу зв'язку між емісійними здатностями за шкалою частот і шкалою довжин хвиль:

$$r_{\lambda, T} = r_{\omega, T} \frac{d\omega}{d\lambda} = r_{\omega, T} \frac{2\pi c}{\lambda^2}. \quad (5.3)$$

Знак "мінус" у похідної $d\omega/d\lambda$ у формулі (5.3) формально пропущено, оскільки він лише показує, що зі зростанням довжини хвилі λ частота ω убиває.

Для опису процесу поглинання тілами випромінювання введемо *спектральну поглинальну здатність* тіла $\alpha_{\omega, T}$. Для цього виділимо вузький інтервал частот від ω до $\omega + d\omega$ та розглянемо потік випромінювання $d\Phi_{\omega}$, який падає на поверхню тіла. Якщо при цьому частина цього потоку $d\Phi'_{\omega}$ поглинається тілом, то поглинальна здатність тіла на частоті ω визначимо як безрозмірну величину:

$$\alpha_{\omega, T} = \frac{d\Phi'_{\omega}}{d\Phi_{\omega}}, \quad (5.4)$$

яка характеризує частку падаючого на тіло випромінювання частоти ω , що поглинається тілом.

Дослід показує, що будь-яке реальне тіло поглинає випромінювання різних частот по-різному залежно від його температури. Тому спектральна поглинальна здатність тіла $\alpha_{\omega, T}$ є функцією частоти ω , від якої змінюється при зміні температури тіла T .

За своїм визначенням поглинальна здатність тіла не може бути більше одиниці. При цьому тіло, у якого поглинальна здатність менше одиниці і однакова по всьому діапазону частот, називають *сірим тілом*.

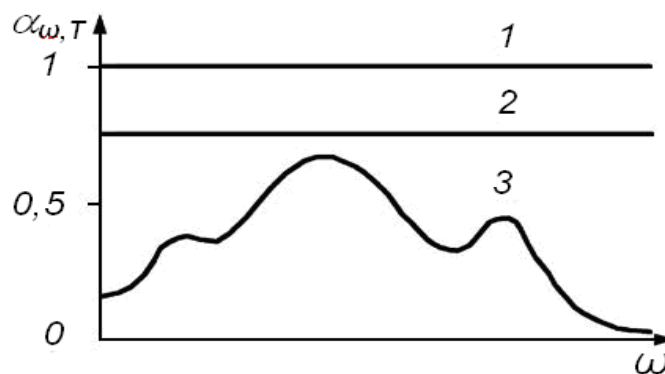


Рис. 5.2. Залежності спектральної поглинальної здатності тіл:
1 – абсолютно чорне тіло; 2 – сіре тіло; 3 – реальне тіло

Особливе місце в теорії теплового випромінювання займає *абсолютно чорне тіло*. Так, Г. Кирхгоф назвав тіло, у якого на всіх частотах і при будь-яких температурах поглинальна здатність дорівнює одиниці. Реальне тіло завжди відбиває частину енергії падаючого на нього випромінювання (див. рис. 5.2).

Навіть сажа наближається за властивостями до абсолютно чорного тіла лише в оптичному діапазоні. Абсолютно чорне тіло є еталонним тілом у теорії теплового випромінювання. І хоча в природі немає абсолютно чорного тіла, досить просто реалізувати модель, для якої поглинальна здатність на всіх частотах буде дуже малий відрізнятись від одиниці. Таку модель абсолютно чорного тіла можна виготовити у вигляді замкнутої порожнини (рис. 5.3), забезпеченою малим отвором, діаметр якого значно менше поперечних розмірів порожнини. При цьому порожнина може мати практично будь-яку форму і бути виготовленою з будь-якого матеріалу.

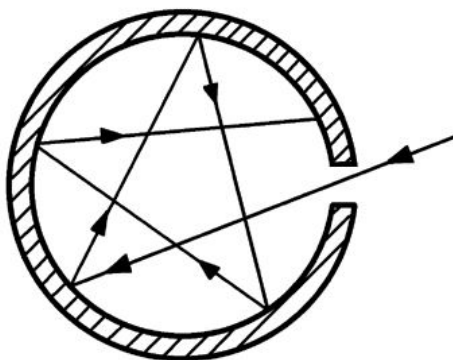


Рис. 5.3. Модель абсолютно чорного тіла у вигляді замкнутої порожнини

Малий отвір має властивість майже повністю поглинати падаюче на нього випромінювання, причому зі зменшенням розміру отвору його поглинальна здатність прагне до одиниці. Дійсно, випромінювання через отвір потрапляє на стінки порожнини, частково поглинаючись ними. При малих розмірах отвору промінь має зазнати безліч відбитків, перш ніж він зможе вийти з отвору, тобто, формально, відбитися від нього. При багаторазових повторних відбиттях на стінках порожнини випромінювання, що потрапило в порожнину, практично повністю поглинається.

У розглянутій моделі можна вважати, що випромінювання, яке падає на отвір, не відбивається, а повністю поглинається. Тому саме малому отвору і приписується властивість абсолютно чорного тіла.

Відзначимо, що якщо стінки порожнини підтримувати при деякій температурі T , то отвір буде випромінювати, і це випромінювання з більшою мірою точності можна вважати випромінюванням абсолютно чорного тіла, яке має температуру T . Досліджуючи розподіл енергії цього випромінювання за спектром, можна експериментально визначити емісійну здатність абсолютно чорного тіла $r_{\omega, T}^*$ і $r_{\lambda, T}^*$.. Результати таких експериментів при різних значеннях температури наведені на рис. 5.4.

Площа, яка охоплена кривою, дає енергетичну світність абсолютно чорного тіла при відповідній температурі.

Ці криві однакові для всіх тіл.

Криві схожі на функцію розподілу молекул за швидкостями. Але там площі, що охоплюються кривими, постійні, а тут із збільшенням температури площа істотно збільшується. Це говорить про те, що енергетична сумісність сильно залежить від температури. Максимум випромінювання

(емісійна здатність) зі збільшенням температури зміщується в бік більших частот.

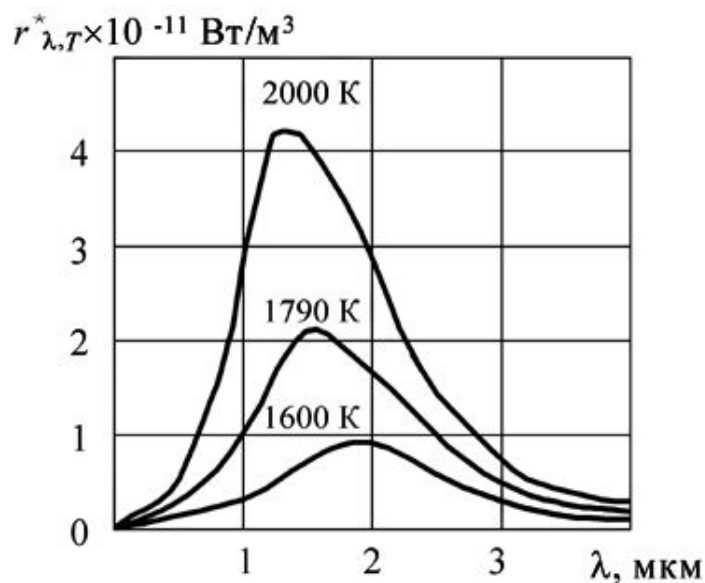


Рис. 5.4. Експериментальні залежності $r_{\lambda,T}^*(\lambda)$ при різних значеннях температури

Закон Кірхгофа

Між емісійними і поглинальними властивостями будь-якого тіла повинен існувати зв'язок. Адже в досліді з рівноважним тепловим випромінюванням (рис. 5.1) рівновага в системі може встановитися тільки в тому випадку, якщо кожне тіло буде випромінювати в одиницю часу стільки ж енергії, скільки воно поглинає. Це означає, що тіла, інтенсивніше поглинають випромінювання будь-якої частоти, будуть це випромінювання інтенсивніше й емітувати.

Тому відповідно за таким принципом детальної рівноваги, співвідношення емісійної і поглинальної здатностей однаково для всіх тіл у природі, включаючи абсолютно чорне тіло, і при даній температурі є однією й тією ж універсальною функцією частоти (довжини хвилі).

Цей закон теплового випромінювання, встановлений у 1859 р. Г. Кірхгофом при розгляді термодинамічних закономірностей рівноважних систем з випромінюванням, можна записати у вигляді співвідношення

$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}}\right)_3 = \dots = \frac{r'_{\omega,T}}{1} = f(\omega, T) \quad (5.5)$$

або

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}}\right)_3 = \dots = \frac{r'_{\lambda,T}}{1} = \varphi(\lambda, T), \quad (5.6)$$

де індекси 1, 2, 3 ... відповідають різним реальним тілам.

Із закону Кірхгофа випливає, що універсальні функції $f(\omega, T)$ і $\varphi(\omega, T)$ є спектральні емісійні здатності $r_{\omega,T}^*$ і $r_{\lambda,T}^*$ абсолютно чорного тіла за шкалою частот або довжин хвиль, відповідно. Тому зв'язок між ними визначається формулою (5.3).

Випромінювання абсолютно чорного тіла має універсальний характер в теорії теплового випромінювання. Реальне тіло випромінює при будь-якій температурі завжди менше енергії, ніж абсолютно чорне тіло. Знаючи емісійну здатність абсолютно чорного тіла (універсальну функцію Кірхгофа) і поглинальну здатність реального тіла, із закону Кірхгофа можна визначити енергію, що випромінюється цим тілом в будь-якому діапазоні частот або довжин хвиль.

Закон Стефана – Больцмана

Теоретичне пояснення випромінювання абсолютно чорного тіла мало величезне значення в історії фізики – воно призвело до поняття квантування енергії. Австрійський фізик І. Стефан в 1879 році, аналізуючи експериментальні дані, прийшов до висновку, що *енергетична світність будь-якого тіла пропорційна T^4* . Пізніше (1884 р.) Л. Больцман, застосувавши термодинамічний метод до дослідження чорного випромінювання, показав, що це справедливо лише для абсолютно чорного тіла. Ці дослідження дозволили довести важливий закон теплового випромінювання абсолютно чорного тіла.

Цей закон стверджує, що *енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому ступеню його абсолютної температури (площа під кривою $r_{\lambda,T}^* = f(T)$ (рис. 5.4) дорівнює енергетичній світності абсолютно чорного тіла), тобто*

$$R^* = \sigma T^4. \quad (5.7)$$

За сучасними вимірами постійна Стефана – Больцмана $\sigma = 5,6686 \times 10^{-8} \text{ Вт} \times \text{м}^{-2} \times \text{К}^{-4}$.

Для реальних тіл закон Стефана – Больцмана виконується лише якісно, тобто зі зростанням температури енергетичні світності всіх тіл збільшуються. Однак для реальних тіл залежність енергетичної світності від температури вже не описується простим співвідношенням (5.7), а має вигляд:

$$R = A_T R^* = A_T \sigma T^4 . \quad (5.8)$$

Коефіцієнт A_T в (5.8), який завжди менший одиниці, можна назвати *інтегральною поглинальною здатністю* тіла. Значення A_T в загальному випадку залежать від температури й відомі для багатьох технічно важливих матеріалів. Так, у досить широкому діапазоні температур для металів $A_T = 0,1 - 0,4$, а для вугілля і оксидів металів $A_T = 0,5 - 0,9$.

Для реальних нечорним тіл можна ввести поняття *ефективної радіаційної температури* T_p , яка визначається як температура абсолютно чорного тіла, яке має таку саму енергетичну світність, що й реальне тіло.

Радіаційна температура тіла T_p завжди менш ніж реальна температура тіла T . Дійсно, для реального тіла $R = \sigma T_p^4 = A_T \sigma T^4$. Звідси знаходимо, що $T_p^4 = A_T \sigma T^4$, тобто $T_p < T$, так як у реальних тіл $A_T < 1$.

Радіаційну температуру дуже нагрітих розпечених тіл можна визначити за допомогою радіаційного пірометра (рис. 5.5), у якому зображення досить віддаленого нагрітого джерела I проектується за допомогою об'єктива L на приймач Π так, щоб зображення випромінювача повністю перекривало приймач.

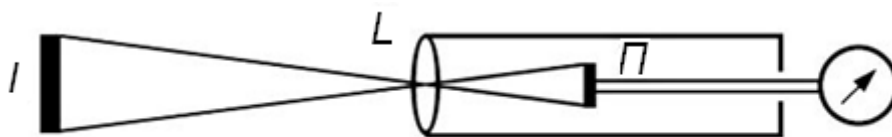


Рис. 5.5. Вимірювання радіаційної температури за допомогою радіаційного пірометра

Для оцінки енергії випромінювання, що потрапило на приймач, зазвичай використовуються металеві або напівпровідникові болометри або

термоелементи. Дія болометрів заснована на зміні електричного опору металу або напівпровідника при зміні температури, що викликається поглинанням падаючого потоку випромінювання. Зміна температури поглинаючої поверхні термоелементів приводить до появи в них термо-ЕРС.

Показання приладу, приєднаного до болометра або термоелемента, є пропорційним енергії випромінювання, що потрапило на приймач пірометра. Проградував попередньо пірометр за випромінюванням еталона абсолютно чорного тіла при різних температурах, можна за шкалою приладу вимірювати радіаційні температури різних нагрітих тіл.

Знаючи інтегральну поглинальну здатність матеріалу випромінювача, можна перевести виміряну радіаційну температуру випромінювача T_p у його справжню температуру T за формулою:

$$T = T_p / (A_T)^{1/4}. \quad (5.9)$$

Зокрема, якщо радіаційний пірометр покаже температуру $T_p = 933$ К при спостереженні розжареної поверхні вольфрамового випромінювача ($A_T = 0,15$), то її справжня температура $T = 1500$ К.

Закон зміщення Віна

У 1893 р. німецький фізик В. Він теоретично розглянув термодинамічний процес стиснення випромінювання, укладеного в порожнині з ідеально дзеркальними стінками. З урахуванням зміни частоти випромінювання за рахунок ефекту Допплера при відбитті від рухомого дзеркала Він прийшов до висновку, що емісійна здатність абсолютно чорного тіла повинна мати вигляд:

$$r_{\omega, T}^* = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right). \quad (5.10)$$

де f – деяка функція, конкретний вид якої термодинамічними методами встановити не можна.

Переходячи в цій формулі Віна від частоти до довжини хвилі, відповідно до правила переходу, отримуємо:

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{(2\pi c)^5}{\lambda^5} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right). \quad (5.11)$$

Як видно, у вираз для емісійної здібності $r_{\lambda,T}^*$ температура входить лише у вигляді добутка λT . Уже це ґрунтовно дозволяє передбачити деякі особливості функції. Зокрема, ця функція досягає максимуму на певній довжині хвилі λ_m , яка при зміні температури тіла змінюється так, щоб виконувалася умова: $\lambda_m T = \text{const}$.

Таким чином, В. Він сформулював закон теплового випромінювання, згідно з яким *довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум емісійної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна його абсолютній температурі.*

Цей закон можна записати у вигляді:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}. \quad (5.12)$$

Значення константи в цьому законі було отримане з експериментів й дорівнює $2,9 \times 10^{-3} \text{ м} \times \text{К}$.

Закон Віна називають законом зміщення, підкреслюючи тим самим, що при підвищенні температури абсолютно чорного тіла положення максимуму його емісійної здатності зміщується в область коротких довжин хвиль. Результати експериментів, які наведені на рис. 5.4, підтверджують цей висновок не тільки якісно, але й кількісно, строго відповідно за формулою (5.12).

Для реальних тіл закон Віна виконується лише якісно. Зі зростанням температури будь-якого тіла довжина хвилі, поблизу якої тіло випромінює найбільше енергії, також зміщується в бік коротких довжин хвиль. Цей зсув, проте, вже не описується простою формулою (5.13), яку для випромінювання реальних тіл можна використовувати тільки як оцінювальну.

Нічне бачення

Вночі за відсутності сонячного світла, тобто в темряві, людина перестає бачити оточуючі її предмети. Однак усі вони, маючи ненульову

температуру, випромінюють електромагнітне теплове випромінювання і вночі.

За допомогою закону Віна (5.12) можна оцінити довжину хвилі, на яку припадає максимум емісійної здатності тіла, якщо відома його температура. З цієї оцінки випливає, що при середній температурі тіл порядку 300 К основна енергія їх теплового випромінювання припадає на інфрачервоне випромінювання з довжиною хвилі близько 10 мкм. Випромінювання у видимій області спектра ($0,4 \text{ мкм} < \lambda < 0,7 \text{ мкм}$) при таких температурах має занадто малу енергію й не може бути виявлено неозброєним оком.

Оскільки у бік неба система наземних тіл не є замкнутою, то рівноваги між тілами у поверхні Землі та їх випромінюванням не встановлюється. Тому всі тіла, температура яких дещо більше, ніж температура земної поверхні, можуть бути зафіксовані в мікрохвильовому діапазоні як випромінюючі об'єкти.

Побачити такі джерела інфрачервоного випромінювання можна тільки за допомогою спеціальних приладів, у яких мікрохвильове невидиме оком випромінювання реєструється спеціальними датчиками інфрачервоного випромінювання і перетворюється в модульовані електричні сигнали, які управляють електронним пучком, що дає на екрані кінескопа видиме зображення предметів.

Наприкінці ХХ ст. відбулася якісна зміна техніки нічного бачення, що пов'язане зі створенням електронно-оптичних перетворювачів нового типу. За допомогою сучасних біноклів та прицілів нічного бачення спостерігач може отримати в темноті видиме зображення достатньо високої якості людини на відстані кількох сот метрів або рухомого танка на відстані декількох кілометрів. А пілотажні окуляри нічного бачення дозволяють експлуатувати гелікоптери в умовах обмеженої видимості практично цілодобово.

Формула Релея – Джинса

У 1900 році Релей підійшов до вивчення спектральних закономірностей випромінювання чорного тіла з позиції статистичної фізики, використувавши **класичний закон** рівномірного розподілу енергії за ступенями свободи. Він розглянув *рівноважне випромінювання в замкнутій порожнині з дзеркальними стінками як сукупність стоячих електромагнітних хвиль (осциляторів)*.

До стоячих хвиль, що утворюються в проміжку між двома стінками, Релей застосував один з основних законів статистичної фізики – закон про рівномірний розподіл енергії між ступенями свободи системи, що перебуває в рівновазі.

Кожній стоячій хвилі зі своєю власною частотою відповідає свій коливальний ступінь свободи (на одну коливальну ступінь свободи доводиться енергія $E = kT$, тобто сума потенційної $1/2kT$ і кінетичної $1/2kT$ енергії (в середньому)).

Тобто *кожен осцилятор в середньому має енергію, що дорівнює kT : $\langle \varepsilon \rangle = kT$.*

У 1905 році Джинс уточнив розрахунки Релея і остаточно отримав:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT . \quad (5.13)$$

Це і є **формула Релея – Джинса**. З формули (5.13) видно, що: $r_{\nu,T}$ монотонно зростає із зростанням ν^2 на відміну від експериментальної кривої, що має максимум (рис. 5.6).

Формула (5.14) справедлива лише в області малих частот і не узгоджується з законом Вина.

Спроба отримати з формули Релея – Джинса закон Стефана – Больцмана ($R \sim T^4$) призводить до абсурду.

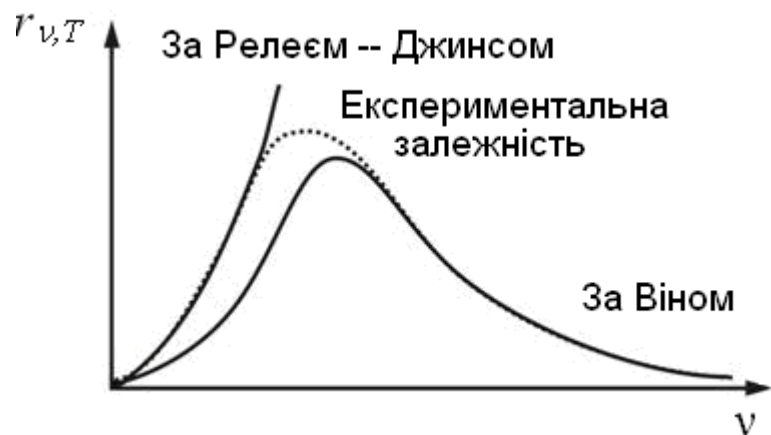


Рис. 5.6. Порівняння експериментальних і теоретичних кривих $r_{\nu,T}(\nu)$

Класична теорія теплового випромінювання приходить до висновку про те, що при кінцевих значеннях енергії випромінювання рівновага між речовиною і випромінюванням неможлива. Цей висновок суперечить досліді.

Цей результат отримав назву «*ультрафіолетової катастрофи*», оскільки з точки зору класичної фізики висновок Релея – Джинса був зроблений бездоганно.

Отже, було одержано дві формули, що описують випромінювання абсолютно чорного тіла: одна для короткохвильової частини спектру (формула Віна), інша – для довгохвильової (формула Релея – Джинса). Завдання полягало в тому, щоб отримати вираз, який описує теплове випромінювання у всьому діапазоні частот.

5.2. Квантова теорія випромінювання. Гіпотеза про кванти. Формула Планка

"Ультрафіолетова катастрофа" показала, що класична фізика містить ряд принципових внутрішніх протиріч, які проявилися в теорії теплового випромінювання і вирішити які можна тільки за допомогою принципово нових фізичних ідей.

Така фізична ідея була сформульована в 1900 р. М. Планком у вигляді гіпотези про кванти. Відповідно до цієї гіпотези *випромінювання емітується і поглинається речовиною не безперервно, а кінцевими порціями енергії*, які Планк назвав *квантами енергії*. Величина кванта енергії залежить від частоти випромінювання і визначається формулою:

$$E = h\nu \quad \text{або} \quad E = \hbar\omega, \quad (5.14)$$

де $h = 2\pi\hbar$ – нова фундаментальна фізична константа, яку називають постійною Планка. За сучасними даними з великою точністю значення цієї константи було визначено з дослідів: $h = (6.62618 \pm 0.00004) 10^{-34}$ Дж·с.

Оскільки розмірність цієї постійної "енергія x час" збігається з розмірністю величини, яку в механіці називають дією, то постійну Планка називають також квантом дії.

Гіпотеза Планка про кванти порушила "непорушне" правило класичної фізики про те, що будь-яка фізична величина, в тому числі і енергія, змінюється безперервним чином, і за нескінченно малий

проміжок часу її зміна завжди нескінченно мало. Ця гіпотеза зробила величезний вплив на подальший розвиток фізики. Саме розвиток гіпотези Планка про кванти, висловленої на початку ХХ століття, призвело до появи квантової механіки – сучасної фізичної теорії, в якій ідея квантування або дискретності поширюється на різні фізичні величини, що характеризують стан системи. У цьому сенсі 1900 р. можна назвати роком народження квантової фізики, яка за наступні сто років бурхливо розвивалася і дозволила фізикам створити закінчену й несуперечливу картину мікросвіту на рівні атомних явищ.

На першому етапі за допомогою гіпотези про квантування енергії випромінювання Планку вдалося дати вичерпаний теоретичний опис рівноважного теплового випромінювання, знявши всі суперечності класичної теорії.

Основна відмінність квантової теорії випромінювання від класичної виявляється вже при розрахунку середньої енергії випромінювання частоти ω . З урахуванням гіпотези Планка середня енергія випромінювання визначається за формулою:

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \varepsilon_n, \quad (5.15)$$

де $\varepsilon_n = n\hbar\omega$ – можливі значення енергії випромінювання, а P_n – вірогідність того, що в стані термодинамічної рівноваги при температурі T випромінювання матиме енергію ε_n . Цю ймовірність можна оцінити за допомогою розподілу Больцмана, записавши її з точністю до деякої константи у вигляді

$$P_n = A e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}. \quad (5.16)$$

Якщо врахувати, що $\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1$, то для константи A отримуємо значення:

$$A = \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}} \right)^{-1}.$$

Таким чином, у квантовій теорії випромінювання середнє значення енергії випромінювання частоти ω визначається наступним виразом:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n \hbar \omega e^{-\frac{n \hbar \omega}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n \hbar \omega}{kT}}} = \hbar \omega \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n \xi}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n \xi}}, \quad \xi = \frac{\hbar \omega}{kT}. \quad (5.17)$$

Суму, що стоїть у знаменнику формули (5.17), визначимо за формулою геометричної прогресії

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n \xi} = \frac{1}{1 - e^{-\xi}}. \quad (5.18)$$

Формально диференціюючи це співвідношення за ξ , знаходимо суму ряду, що стоїть у чисельнику формули (5.17):

$$\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n \xi} = -\frac{dS}{d\xi} = \frac{e^{-\xi}}{(1 - e^{-\xi})^2}. \quad (5.19)$$

Підставляючи знайдені значення сум у формулу (5.17), отримуємо остаточний вираз для середньої енергії випромінювання частоти ω в квантовій теорії:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}. \quad (5.20)$$

Зауважимо, що на малих частотах, коли $\hbar \omega / kT \ll 1$, з (5.20) приходимо до формули класичної теорії: $\langle \varepsilon \rangle = kT$. Однак в області великих частот відмінність середньої енергії випромінювання, розрахованої за формулами $\langle \varepsilon \rangle = kT$ і (5.20), стає суттєвою. Але саме в цій області частот класична теорія випромінювання призводить до "ультрафіолетової катастрофи". Квантова теорія випромінювання вирішує це протиріччя теорії й експерименту. Дійсно, підставляючи (5.20) у вираз для

спектральної об'ємної щільності енергії рівноважного теплового випромінювання $u_{\omega,T}$

$$u_{\omega,T} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle \varepsilon \rangle \quad (5.21)$$

отримуємо відому *формулу Планка* для спектральної густини енергії рівноважного теплового випромінювання (спектральна емісійна здатність абсолютно чорного тіла $r_{\omega,T}^*$ і $u_{\omega,T}$ пов'язані співвідношенням $r_{\omega,T}^* = c \cdot u_{\omega,T} / 4$):

$$u_{\omega,T} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}. \quad (5.22)$$

Формула зв'язку $r_{\omega,T}^* = c \cdot u_{\omega,T} / 4$ дозволяє також записати *функцію Планка*:

$$r_{\omega,T}^* \equiv f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}, \quad (5.23)$$

яка описує емісійну здатність абсолютно чорного тіла у всьому діапазоні частот.

Функція Планка знаходиться у відповідності з результатами експериментальних досліджень випромінювання абсолютно чорного тіла на всіх частотах і при всіх температурах. При низьких частотах формула (5.23) квантової теорії випромінювання переходить у формулу Релея – Джинса для емісійної здатності абсолютно чорного тіла:

$$r_{\omega,T}^* = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (5.24)$$

При високих частотах, коли $\hbar \omega \gg kT$, формула (5.23) переходить у співвідношення

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}}, \quad (5.25)$$

структуру якого передбачив ще в 1893 р. В. Він.

З формули Планка, знаючи універсальні постійні h , k і c , можна обчислити постійну Стефана – Больцмана σ та Віна b . З іншого боку, знаючи експериментальні значення σ і b , можна обчислити h і k (саме так було вперше знайдено числове значення постійної Планка).

Таким чином, формула Планка не тільки добре узгоджується з експериментальними даними, але і містить у собі приватні закони теплового випромінювання. Отже, формула Планка є повним рішенням основного завдання теплового випромінювання, яке було поставлене Кирхгофом. Її рішення стало можливим лише завдяки революційній квантовій гіпотезі Планка.

5.3. Приклади рішення задач

1. Дослідження спектра випромінювання Сонця показує, що максимум спектральної щільності енергетичної світності (емісійності) відповідає довжині хвилі $\lambda = 500$ нм. Приймаючи Сонце за абсолютно чорне тіло, визначити: 1) емісійність R_e Сонця; 2) потік енергії Φ , що випромінюється Сонцем; 3) масу m електромагнітних хвиль (всіх довжин), що випромінюються Сонцем за 1 с.

Дано: $\lambda = 500$ нм = 5×10^{-7} м.

Визначити: R_e ; Φ ; m .

Рішення. Емісійність R_e абсолютно чорного тіла виражається формулою Стефана – Больцмана:

$$R_e = \sigma T^4. \quad (1)$$

Температура випромінюючої поверхні може бути визначена із закону зміщення Віна: $\lambda_m = b/T$. Виразивши звідси температуру T і підставивши її у формулу (1), отримаємо:

$$R_e = \sigma (b/\lambda_m). \quad (2)$$

Провівши обчислення за формулою (2), знайдемо $R_e = 64$ Вт/м².

Потік енергії Φ , випромінюваний Сонцем, дорівнює добутку емісійності Сонця на площу S його поверхні: $\Phi = R_e S$, або

$$\Phi = 4\pi r^2 R_e, \quad (3)$$

де r – радіус Сонця.

Підставивши в формулу (3) числові значення та провівши обчислювання, отримуємо: $\Phi = 3,9 \times 10^{26}$ Вт.

Масу електромагнітних хвиль (всіх довжин), що випромінюються Сонцем за час $t = 1$ с, визначимо, застосувавши закон пропорційності маси й енергії $E = mc^2$. Енергія електромагнітних хвиль, випромінюваних за час t , дорівнює добутку потоку енергії Φ (потужності випромінювання) на час: $E = \Phi t$. Отже, $\Phi t = mc^2$, звідки $m = \Phi t / c^2$.

Провівши обчислення за цією формулою, знайдемо $m = 4$ Тг.

Відповідь: $R_e = 64$ Вт/м²; $\Phi = 3,9 \times 10^{26}$ Вт; $m = 4$ Тг.

2. Довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла, дорівнює 0,58 мкм. Визначити максимальну спектральну щільність емісійності $(r_{\lambda,T})_{\max}$, розраховану на інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda = 1$ нм, поблизу λ_m .

Дано: $\lambda_m = 0,58$ мкм; $\Delta\lambda = 1$ нм.

Визначити: $(r_{\lambda,T})_{\max}$.

Рішення. Максимальна спектральна щільність емісійності пропорційна п'ятого ступеня температури Кельвіна і виражається формулою:

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = CT^5. \quad (1)$$

Температуру T маємо із закону зміщення Віна $\lambda_m = b / T$, звідки $T = b / \lambda_m$. Підставивши отриманий вираз температури в формулу (1), знайдемо

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = C(b/\lambda_m)^5. \quad (2)$$

У таблиці «Основні фізичні постійні» значення C дано в одиницях СІ, в яких одиничний інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda = 1$ м. За умовою ж завдання потрібно обчислити спектральну щільність емісійності, розраховану на інтервал довжин хвиль 1 нм, тому випишемо значення C в одиницях СІ і перерахуємо його на заданий інтервал довжин хвиль:

$$\begin{aligned} C &= 1,30 \times 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \times \text{К}^5) = 1,30 \times 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \times \text{м} \times \text{К}^5) = \\ &= 1,30 \times 10^{-14} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \times \text{нм} \times \text{К}^5). \end{aligned}$$

Обчислення за формулою (2) дає:

$$(r_{\lambda, T})_{max} = 40,6 \text{ кВт}/(\text{м} \times \text{нм}).$$

Відповідь: $(r_{\lambda, T})_{max} = 40,6 \text{ кВт}/(\text{м} \times \text{нм})$.

3. Визначити кількість теплоти, що втрачається 50 см² поверхні розплавленої платини за 1 хв, якщо поглинальна здатність платини $A_T = 0,8$. Температура t плавлення платини дорівнює 1770° С.

Дано: $S = 50 \text{ см}^2 = 5 \times 10^{-3} \text{ м}^2$; $t = 1 \text{ хв} = 60 \text{ с}$; $T = 2043 \text{ К}$; $A_T = 0,8$.

Визначити: Q .

Рішення. Кількість теплоти, що втрачається платиною, дорівнює енергії, що випромінюється її розпеченою поверхнею:

$$Q = W = A_T R_e S t, \quad (1)$$

де R_e – енергетична світність чорного тіла;

S – поверхня випромінювання;

t – час.

Відповідно до закону Стефана – Больцмана,

$$R_e = \sigma T^4, \quad (2)$$

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

Підставивши формулу (2) у вираз (1), знайдемо шукану кількість теплоти, яку втратила розпечена платина:

$$Q = W = A_T \sigma T^4 S t.$$

Обчислюючи, отримаємо $Q = 237 \text{ кДж}$.

Відповідь: $Q = 237 \text{ кДж}$.

5.4. Завдання для самостійного рішення

5.4.1. Визначити температуру T , при якій енергетична світність R_e абсолютно чорного тіла дорівнює $10 \text{ кВт}/\text{м}^2$. [648 К]

5.4.2. Потік енергії Φ , випромінюваний з оглядового віконця плавильної печі, дорівнює 34 Вт. Визначити температуру T печі, якщо площа отвору $S = 6 \text{ см}^2$. [1 кК]

5.4.3. Визначити енергію W , випромінювану за час $t = 1$ хв. з оглядового віконця площею $S = 8 \text{ см}^2$ плавильної печі, якщо її температура $T = 1,2 \text{ кК}$. [5,65 кДж]

5.4.4. Визначити, у скільки разів необхідно зменшити термодинамічну температуру чорного тіла, щоб його енергетична світність R_e послабилася в 16 разів. [У 2 рази]

5.4.5. Температура внутрішньої поверхні муфельної печі при відкритому отворі площею 30 см^2 дорівнює $1,3 \text{ кК}$. Приймаючи, що отвір печі випромінює як чорне тіло, визначити, яка частина потужності розсіюється стінками, якщо споживана піччю потужність складає $1,5 \text{ кВт}$. [0,676]

5.4.6. Яку енергетичну світність R_e має твердіючий свинець? Відношення енергетичних світностей свинцю і абсолютно чорного тіла для даної температури $k = 0,6$. [4,6 кВт/м²]

5.4.7. Потужність випромінювання абсолютно чорного тіла $P = 34 \text{ кВт}$. Знайти температуру T цього тіла, якщо відомо, що його поверхність $S = 0,6 \text{ м}^2$. [1000 К]

5.4.8. Потужність випромінювання розпеченої металевої поверхні $N' = 0,67 \text{ кВт}$. Температура поверхні $T = 2500 \text{ К}$, її площа $S = 10 \text{ см}^2$. Яку потужність випромінювання P мала б ця поверхня, якщо б вона була абсолютно чорною? Знайти відношення k енергетичних світностей цієї поверхні і абсолютно чорного тіла при даній температурі. [2,22 кВт, 0,3]

5.4.9. Діаметр вольфрамової спіралі в електричній лампочці $d = 0,3 \text{ мм}$, довжина спіралі $l = 5 \text{ см}$. При включенні лампочки в мережу напругою $U = 127 \text{ В}$ через лампочку тече струм $I = 0,31 \text{ А}$. Знайти температуру T спіралі. Вважати, що за встановленням рівноваги все тепло, що виділяється в нитці, втрачається в результаті випромінювання. Відношення енергетичних світностей вольфраму і абсолютно чорного тіла для даної температури $k = 0,31$. [2500 К]

5.4.10. Температура вольфрамової спіралі у 25-ватної електричної лампочки $T = 2450 \text{ К}$. Відношення її енергетичної світності до енергетичної світності абсолютно чорного тіла при даній температурі $k = 0,3$. Знайти площу S випромінюючої поверхні спіралі. [0,4 см²]

5.4.11. Знайти сонячну постійну K , тобто кількість променистої енергії, що посилається Сонцем в одиницю часу через одиничну площадку, перпендикулярну до сонячних променів, яка знаходиться на такій же відстані від нього, як і Земля. Температура поверхні Сонця $T = 5800 \text{ К}$.

Випромінювання Сонця вважати близьким до випромінювання абсолютно чорного тіла. [1,37 кВт/м²]

5.4.12. Температура T верхніх шарів зірки Сіріус дорівнює 10 кК. Визначити потік енергії Φ , що випромінюється поверхнею площею $S = 1 \text{ км}^2$ цієї зірки. [56,7 ГВт]

5.4.13. Визначити відносне збільшення емісійності абсолютно чорного тіла при збільшенні його температури на 1 %. [4 %]

5.4.14. У скільки разів треба збільшити термодинамічну температуру абсолютно чорного тіла, щоб його енергетична світність R_e зросла в два рази? [В 1,19 рази]

5.4.15. Приймаючи, що Сонце випромінює як абсолютно чорне тіло, обчислити його емісійність R_e і температуру T його поверхні. Сонячний диск видно із Землі під кутом $\theta = 32'$. Сонячна постійна¹ $C = 1,4 \text{ кДж}/(\text{м}^2 \times \text{с})$. [64,7 МВт / м²; 5,8 кК]

5.4.16. Визначити сталу температуру T металевої пластинки, яку воронували й розташовали перпендикулярно Сонячним променям поза земної атмосфери на середній відстані від Землі до Сонця. Значення сонячної постійної наведено в попередній задачі. [396 К]

5.4.17. Приймаючи, що коефіцієнт чорноти A_T вугілля при температурі $T = 600 \text{ К}$ дорівнює 0,8, визначити: 1) емісійність R_e вугілля; 2) енергію W , яка випромінюється з поверхні вугілля площею $S = 5 \text{ см}^2$ за час $t = 10 \text{ хв}$. [5,88 кДж / (м² × с); 1,76 кДж]

5.4.18. З поверхні сажі площею $S = 2 \text{ см}^2$ при температурі $T = 400 \text{ К}$ за час $t = 5 \text{ хв}$ випромінюється енергія $W = 83 \text{ Дж}$. Визначити коефіцієнт чорноти A_T сажі. [0,953]

5.4.19. Муфельна піч споживає потужність $P = 1 \text{ кВт}$. Температура T її внутрішньої поверхні при відкритому отворі площею $S = 25 \text{ см}^2$ дорівнює 1,2 кК. Вважаючи, що отвір печі випромінює як абсолютно чорне тіло, визначити, яка частина η потужності розсіюється стінками. [0,71]

5.4.20. Можна умовно прийняти, що Земля випромінює як сіре тіло, що знаходиться при температурі $T = 280 \text{ К}$. Визначити коефіцієнт чорноти A_T Землі, якщо емісійність R_e її поверхні дорівнює $325 \text{ кДж} / (\text{м}^2 \times \text{год})$. [0,26]

¹ Сонячною постійною називається величина, що дорівнює поверхневій щільності потоку енергії випромінювання Сонця поза земної атмосфери на середній відстані від Землі до Сонця.

5.4.21. Потужність P випромінювання кулі радіусом $R = 10$ см при деякій постійній температурі T дорівнює 1 кВт. Знайти цю температуру, вважаючи кулю сірим тілом з коефіцієнтом чорноти $A_t = 0,25$. [866 K]

5.4.22. Енергетична світність чорного тіла $R_e = 10$ кВт/м². Визначити довжину хвилі, що відповідає максимуму спектральної щільності енергетичної світності цього тіла. [4,47 мкм]

5.4.23. Визначити, як і у скільки разів зміниться потужність випромінювання чорного тіла, якщо довжина хвилі, що відповідає максимуму його спектральної щільності енергетичної світності, змістилася з $\lambda_1 = 720$ нм до $\lambda_2 = 400$ нм. [Збільшиться в 10,5 раза]

5.4.24. Яку енергетичну світність R_e має абсолютно чорне тіло, якщо максимум спектральної щільності його енергетичної світності припадає на довжину хвилі $\lambda = 484$ нм? [73,5 МВт/м²]

5.4.25. Потужність випромінювання абсолютно чорного тіла $P = 10$ кВт. Знайти площу S випромінюючої поверхні тіла, якщо максимум спектральної щільності його енергетичної світності припадає на довжину хвилі $\lambda = 700$ нм. [6 см²]

5.4.26. У яких областях спектра лежать довжини хвиль, що відповідають максимуму спектральної щільності енергетичної світності, якщо джерелом світла служить: а) спіраль електричної лампочки ($T = 3000$ K); б) поверхня Сонця ($T = 6000$ K); в) атомна бомба, в якій в момент вибуху розвивається температура $T \approx 10^7$ K?

Випромінювання вважати близьким до випромінювання абсолютно чорного тіла. [а) 1 мкм; б) 500 нм; в) 300 пм]

5.4.27. При нагріванні абсолютно чорного тіла довжина хвилі λ , на яку припадає максимум спектральної щільності енергетичної світності, змінилася від 690 до 500 нм. У скільки разів збільшилася при цьому енергетична світність тіла? [У 3,6 раза]

5.4.28. На яку довжину хвилі λ доводиться максимум спектральної щільності енергетичної світності абсолютно чорного тіла, яке має температуру, що дорівнює температурі $t = 37^\circ$ С людського тіла, тобто $T = 310$ K? [9,3 мкм]

5.4.29. Температура T абсолютно чорного тіла змінилася при нагріванні від 1000 до 3000 K. У скільки разів збільшилася при цьому його енергетична світність R_e ? На скільки змінилася довжина хвилі λ , на яку приходить максимум спектральної щільності енергетичної світності? У

скільки разів збільшилася його максимальна спектральна щільність енергетичної світності r ? [У 81 разів; від 2,9 мкм до 0,97 мкм; у 243 рази]

5.4.30. Абсолютно чорне тіло має температуру $T_1 = 2900$ К. У результаті охолодження тіла довжина хвилі, на яку припадає максимум спектральної щільності енергетичної світності, змінилася на $\Delta\lambda = 9$ мкм. До якої температури T_2 охолодити тіло? [290 К]

5.4.31. Поверхня тіла нагріта до температури $T = 1000$ К. Потім одна половина цієї поверхні нагрівається на $\Delta T = 100$ К, а інша охолоджується на $\Delta T = 100$ К. У скільки разів зміниться енергетична світність R_e поверхні цього тіла. [Збільшиться в 1,06 рази]

5.4.32. На яку довжину хвилі λ_m доводиться максимум спектральної щільності емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ абсолютно чорного тіла при температурі $t = 0^\circ\text{C}$? [10,6 мкм]

5.4.33. Температура T верхніх шарів Сонця дорівнює 5,3 кК. Вважаючи Сонце абсолютно чорним тілом, визначити довжину хвилі λ_m , якій відповідає максимальна спектральна щільність емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ Сонця. [547 нм]

5.4.34. Визначити температуру T абсолютно чорного тіла, при якій максимум спектральної щільності емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ припадає на червону межу видимого спектра ($\lambda_1 = 750$ нм); на фіолетову ($\lambda_2 = 380$ нм). [3,8 кК; 7,6 кК]

5.4.35. Максимум спектральної щільності емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ яскравої зірки Арктур припадає на довжину хвилі $\lambda_m = 580$ нм. Приймаючи, що зірка випромінює як абсолютно чорне тіло, визначити температуру T поверхні зірки. [4,98 кК]

5.4.36. Внаслідок зміни температури абсолютно чорного тіла максимум спектральної щільності емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ зсунувся з $\lambda_1 = 2,4$ мкм на $\lambda_2 = 0,8$ мкм. Як і у скільки разів змінилися емісійність R_e тіла і максимальна спектральна щільність емісійності? [Збільшилися у 81 і у 243 рази]

5.4.37. При збільшенні термодинамічної температури T абсолютно чорного тіла у два рази довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум спектральної щільності емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ зменшилася на $\Delta\lambda = 400$ нм.

Визначити початкову і кінцеву температури T_1 і T_2 . [3,62 кК; 7,24 кК]

5.4.38. Еталон одиниці сили світла – кандела – являє собою повний (випромінюючий хвилі всіх довжин) випромінювач, поверхня якого пло-

щею $S = 0,5305 \text{ мм}^2$ має температуру затвердіння платини $t = 1063^0 \text{ С}$. Визначити потужність P випромінювача. [95,8 мВт]

5.4.39. Максимальна спектральна щільність емісійності $(r_{\lambda,T})_{max}$ абсолютно чорного тіла дорівнює $4,16 \times 10^{11} \text{ (Вт/м}^2) / \text{м}$. На яку довжину хвилі λ_m воно доводиться? [1,45 мкм]

5.4.40. Температура T абсолютно чорного тіла дорівнює 2 кК.

Визначити: 1) спектральну щільність емісійності $r_{\lambda,T}$ для довжини хвилі $\lambda = 600 \text{ нм}$; 2) емісійність R_e в інтервалі довжин хвиль від $\lambda_1 = 590 \text{ нм}$ до $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$. Прийняти, що середня спектральна щільність емісійності тіла в цьому інтервалі дорівнює значенню, знайденому для довжини хвилі $\lambda = 600 \text{ нм}$. [30 МВт / (м² × мм); 600 Вт/м²]

5.4.41. Чорне тіло знаходиться при температурі $T_1 = 3 \text{ кК}$. При охолодженні тіла довжина хвилі, що відповідає максимуму спектральної щільності енергетичної світності, змінилася на $\Delta\lambda = 8 \text{ мкм}$.

Визначити температуру T_2 , до якої тіло охолодили. [323 К]

5.4.42. Чорне тіло нагріли від температури $T_1 = 600 \text{ К}$ до $T_2 = 2400 \text{ К}$. Визначити:

1) у скільки разів збільшилася його енергетична світність;
2) як змінилася довжина хвилі, що відповідає максимуму спектральної щільності енергетичної світності. [1) в 256 раз; 2) зменшилася на 3,62 мкм]

5.4.43. У результаті нагрівання чорного тіла довжина хвилі, що відповідає максимуму спектральної щільності енергетичної світності, змістилася з $\lambda_1 = 2,7 \text{ мкм}$ до $\lambda_2 = 0,9 \text{ мкм}$.

Визначити, у скільки разів збільшилася:

1) енергетична світність тіла;
2) максимальна спектральна щільність енергетичної світності тіла. Максимальна спектральна щільність енергетичної світності чорного тіла зростає відповідно до закону $r_{\lambda,T} = CT^5$, де $C = 1,3 \times 10^{-5} \text{ Вт/(м}^3 \times \text{К}^5)$. [1) у 81 раз, 2) у 243 рази]

5.4.44. Визначити, яка довжина хвилі відповідає максимальній спектральній щільності енергетичної світності $(r_{\lambda,T})_{max}$, що дорівнює $1,3 \times 10^{11} \text{ (Вт/м}^2) / \text{м}$. [1,83 мкм]

5.4.45. Вважаючи нікель чорним тілом, визначити потужність, яка необхідна для підтримки температури розплавленого нікелю 1453^0 С

незмінною, якщо площа його поверхні дорівнює $0,5 \text{ см}^2$. Втратами енергії знехтувати. [25,2 Вт]

5.4.46. Металева поверхня площею $S = 15 \text{ см}^2$, нагріта до температури $T = 3 \text{ кК}$, випромінює в одну хвилину 100 кДж .

Визначити:

- 1) енергію, що випромінюється цією поверхнею, вважаючи її чорною;
- 2) відношення енергетичних світностей цієї поверхні і чорного тіла при даній температурі. [1) 413 кДж , 2) $0,242$]

5.4.47. Вважаючи, що теплові втрати обумовлені тільки випромінюванням, визначити, яку потужність необхідно підводити до свинцевої кульки діаметром $d = 2 \text{ см}$, щоб при температурі навколишнього середовища $t_0 = -13^\circ \text{ С}$ підтримувати його температуру рівною $t = 17^\circ \text{ С}$. Прийняти поглинальну здатність міді $A_T = 0,6$. [0,107 Вт]

5.4.48. Визначити силу струму, що протікає по вольфрамовому дроту діаметром $d = 0,8 \text{ мм}$, температура якого у вакуумі підтримується постійною і дорівнює $t = 2800^\circ \text{ С}$.

Поверхню дроту прийняти як сіру з поглинальною здатністю $A_T = 0,343$. Питомий опір дроту при даній температурі $\rho = 0,92 \times 10^{-4} \text{ Ом} \times \text{см}$. Температура навколишнього середовища $t_0 = 17^\circ \text{ С}$. [48,8 А]

5.4.49. Перетворити формулу Планка для спектральної щільності енергетичної світності чорного тіла від змінної ν до змінної λ .

5.4.50. Використовуючи формулу Планка, визначити спектральну щільність потоку випромінювання одиниці поверхні чорного тіла, що припадає на вузький інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda = 5 \text{ нм}$ близько максимуму спектральної щільності енергетичної світності, якщо температура чорного тіла $T = 2500 \text{ К}$. [$r_{\lambda,T} \Delta\lambda = 6,26 \text{ кВт/м}^2$]

5.4.51. Пояснити:

- 1) походження радіаційної, колірної і яркісної температур;
- 2) чи може радіаційна температура бути більше істинної.

5.4.52. Для вольфрамової нитки при температурі $T = 3500 \text{ К}$ поглинальна здатність $A_T = 0,35$.

Визначити радіаційну температуру нитки. [2,69 кК]

5.4.53. Відношення енергетичної світності R^c_T сірого тіла до енергетичної світності R_e чорного тіла дорівнює A_T .

Вивести зв'язок між істинною та радіаційною температурами.

$$[T = T_p / \sqrt[4]{A_T}]$$

Контрольні запитання

1. Що називається спектроскопією?
2. Назвіть і поясніть різні типи спектрального аналізу.
3. За способом реєстрації спектрів розрізняються методи, назвіть і поясніть їх.
4. Види спектрів. Назвіть і поясніть.
5. Що називається тепловим випромінюванням?
6. Поясніть, що називається люмінесценцією.
7. Назвіть і поясніть три види люмінесценції.
8. Поясніть таке поняття: рівноважне теплове випромінювання.
9. Яка величина називається інтегральною емісійною здатністю тіла або його енергетичною світністю?
10. Наведіть і поясніть формулу зв'язку між емісійними здібностями за шкалою частот й шкалою довжин хвиль.
11. Поясніть, що називають сірим тілом, абсолютно чорним тілом?
12. Сформулюйте закон теплового випромінювання, встановлений у 1859 році Г. Кірхгофом.
13. У чому полягає фізичний зміст універсальної функції Кірхгофа?
14. Сформулюйте і поясніть закон Стефана – Больцмана.
15. Що таке інтегральна поглинальна здатність тіла?
16. Як і у скільки разів зміниться енергетична світність чорного тіла, якщо його термодинамічна температура зменшиться вдвічі?
17. Сформулюйте і поясніть закон зміщення Віна.
18. Як зміститься максимум спектральної щільності енергетичної світності чорного тіла з підвищенням температури?
19. Наведіть і поясніть формулу Релея – Джинса.
20. Сформулюйте поняття «ультрафіолетової катастрофи».
21. Величина кванта енергії залежить від частоти випромінювання та визначається формулою: наведіть і поясніть.
22. Наведіть і поясніть формулу Планка для спектральної густини енергії рівноважного теплового випромінювання.
23. Наведіть і поясніть формулу для функції Планка.
24. Використовуючи формулу Планка, знайдіть постійну Стефана – Больцмана.

6. Основи квантової оптики

6.1. Фотонна теорія випромінювання

Розвиваючи гіпотезу М. Планка про кванти, А. Ейнштейн у 1905 р. припустив, що квантові властивості випромінювання (світла) виявляються не тільки при випусканні і поглинанні його речовиною, а й при розповсюдженню випромінювання в просторі. Відроджуючи корпускулярну теорію світла, запропоновану Ньютоном ще на початку 18 століття, Ейнштейн висунув гіпотез, згідно з якою можна уявити, що випромінювання складається з великого числа частинок, кожна з яких, володіючи квантом енергії, рухається в просторі зі швидкістю світла у вакуумі $c = 3 \times 10^8$ м/с. Розглянемо властивості таких частинок.

Частка випромінювання, яку назвали фотоном, становить ультрарелятивістську незаряджену частинку. Властивості фотона можуть бути описані тільки з використанням основних співвідношень спеціальної теорії відносності. Зокрема, з цієї теорії випливає, що фотон є унікальною елементарною частинкою, що має нульову масу спокою. Це означає, що фотон завжди рухається зі швидкістю c і не може перебувати в стані спокою.

Якщо при неупругому зіткненні з іншого елементарною частинкою фотон "зупиняється", то він зникає, передаючи всю свою енергію цієї частинки.

Енергія фотона

$$\varepsilon_{\phi} = h\nu = hc/\lambda \quad (6.1)$$

лежить у широкому діапазоні від кількох електронвольт для видимого світла ($\lambda \sim 500$ нм), до мільйонів електронвольт для жорсткого гамма-випромінювання ($\lambda \sim 10^{-3}$ нм).

Як і будь-яка матеріальна частинка, фотон має масу m_{ϕ} , яка пов'язана з його енергією релятивістською формулою: $m_{\phi} c^2 = \varepsilon_{\phi}$. З урахуванням (6.1) знаходимо:

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \quad (6.2)$$

Фотон, який рухається зі швидкістю c , має імпульс, величина якого пов'язана з його енергією релятивістським співвідношенням $P_{\phi} c = \epsilon_{\phi}$, яке враховує, що *маса спокою фотона дорівнює нулю*. Звідси, з урахуванням (6.2), випливає, що

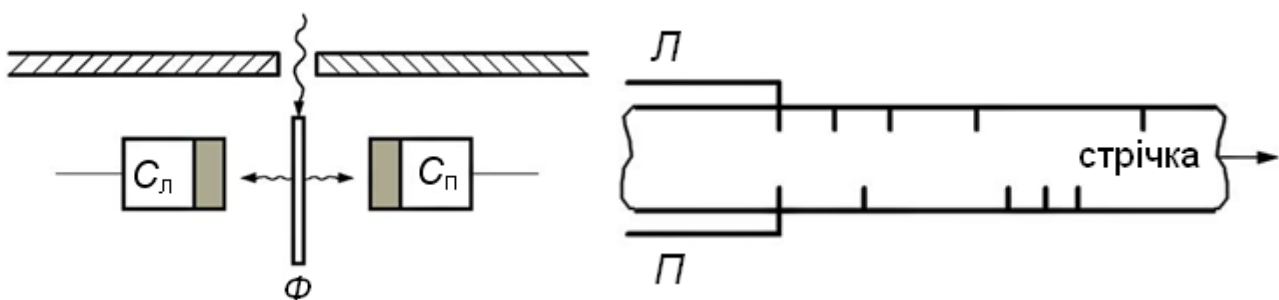
$$p_{\phi} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (6.3)$$

Для фотона випромінювання, напрямком поширення якого задається хвильовим вектором \vec{k} , модуль якого $k = 2\pi/\lambda$, формулу (6.3) можна записати у векторному вигляді

$$\vec{p}_{\phi} = \hbar\vec{k}. \quad (6.4)$$

Дослід Боте

Чи можна експериментально виявити окремий фотон випромінювання? Очевидно, що зробити це буде легше, якщо фотон буде мати досить велику масу і енергію. Як видно з формул (6.2) і (6.3), таким фотоном буде фотон короткохвильового електромагнітного випромінювання, наприклад, рентгенівського випромінювання. Експеримент з виявлення фотонів рентгенівського випромінювання був проведений В. Боте в 1925 р. У цьому досліді тонка металева фольга Φ (рис. 6.1а) опромінювалася рентгенівським випромінюванням.



а)

б)

Рис. 6.1. Схема дослідів В. Боте

При цьому фольга ставала сама джерелом слабкого вторинного випромінювання. Згідно з хвильовим уявленням енергія навіть занадто

слабкого випромінювання повинна розподілятися в просторі рівномірно ліворуч і праворуч. У цьому випадку лівий та правий лічильники повинні були спрацьовувати практично одночасно, а самописці Л і П, пов'язані з лічильниками C_L і C_P , залишати мітки на рухомій стрічці один навпроти одного.

З точки зору корпускулярної фотонної теорії випромінювання, при малій енергії вторинного випромінювання, порівнянної з енергією одного фотона, фотони повинні випромінюватися фольгою або тільки праворуч, або тільки ліворуч. Тому мітки на стрічці від самописців Л і П не повинні збігатися.

Досвід (рис. 6.1б) підтвердив висновок фотонної теорії випромінювання і, тим самим, виявився першим експериментальним доказом існування фотонів.

У дослідах, проведених під керівництвом Вавілова С. І., було встановлено, що людське око може реагувати на світло при попаданні всього лише декількох сотень фотонів у секунду. Тому в слабких світлових потоках флуктуації, пов'язані зі зміною числа випромінюваних фотонів, можуть бути виявлені навіть візуально.

В області інфрачервоного випромінювання з енергією фотона порядку 0,1 еВ створені детектори на основі надпровідного нітриду ніобію, які здатні реєструвати поодинокі фотони випромінювання.

Рівняння стану фотонного газу

З точки зору фотонної теорії, рівноважне теплове випромінювання можна представити у вигляді фотонного газу, що заповнює порожнину, частинки якого рухаються хаотично, тобто рівноімовірно в усіх напрямках.

Очевидно, що газ фотонів не може бути описаний як класичний ідеальний газ. Частинки фотонного газу не мають розподілу за швидкостями, а їх розподіл по енергіях не описується класичним розподілом Максвелла – Больцмана. Цей розподіл фотонів по енергіях виведено у квантовій статистиці. Ми обмежимося обговоренням деяких властивостей фотонного газу, що впливають із загальних термодинамічних законів і співвідношень, що застосовані до рівноважного теплового випромінювання.

Насамперед, розглянемо методику отримання рівняння стану фотонного газу, який зв'язує для такого газу термодинамічні параметри – тиск, об'єм і температуру. Для цього, як і в молекулярно-кінетичній теорії

газів, формулу для тиску фотонного газу отримаємо, розглянувши процес передачі імпульсу стінці судини падаючими на неї фотонами.

З усієї сукупності фотонів виділимо спочатку фотони, відповідні випромінювання частоти ω , вводячи їх об'ємну концентрацію n_ω . Розглядаючи три взаємно перпендикулярних напрямки, через їх рівноправності будемо вважати, що в напрямку, перпендикулярному поверхні стінки судини з фотонним газом, рухається одна третина всіх фотонів. З них лише половина рухається до стінки, а інша половина рухається від стінки. Оскільки фотони рухаються зі швидкістю світла c , то число фотонів, що падають на одиницю поверхні в одиницю часу, запишеться як $N = n_\omega c / 6$.

Якщо поглинальна здатність речовини стінки позначити через $\alpha_{\omega,T}$, то з N падаючих фотонів $N_1 = \alpha_{\omega,T} N$ поглинеться стінкою, а $N_2 = (1 - \alpha_{\omega,T}) N$ – відіб'ється. Очевидно, що $N_1 + N_2 = N$.

Умова термодинамічної рівноваги в системі "речовина – випромінювання" вимагає, щоб число фотонів N_3 , що випускаються з одиниці поверхні в одиницю часу, дорівнювало числу поглинених фотонів N_1 . Тільки при $N_3 = N_1$ внутрішня енергія тіла не буде змінюватися з часом і не буде змінюватися з часом енергія випромінювання.

Будь-який фотон, що поглинається і випромінюється, передає стінці імпульс P_ϕ , величина якого визначається формулою (6.3). Відбитий фотон, змінюючи напрямок свого руху на протилежний, передає стінці подвійний імпульс $2p_\phi$. Отже, за одиницю часу одиниці поверхні стінки повідомляється імпульс, що дорівнює

$$N_1 p_\phi + N_2 2p_\phi + N_3 p_\phi = 2(N_1 + N_2) p_\phi = 2N p_\phi.$$

За другим законом Ньютона цей переданий стінці імпульс визначає тиск P_ω , який чинить на стінку судини випромінювання з частотою ω .

Отже,

$$P_\omega = 2N p_\phi = \frac{1}{3} n_\omega \varepsilon_\phi = \frac{1}{3} u_\omega, \quad (6.5)$$

де u_ω – щільність енергії випромінювання з частотою ω .

Підсумовуючи вплив на стінку фотонів випромінювання різних частот, отримуємо формулу для результуючого тиску фотонного газу, що знаходиться в рівновазі при температурі T , у вигляді:

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} u_{\omega, T} d\omega = \frac{1}{3} u(T), \quad (6.6)$$

де $u(T)$ – інтегральна щільність енергії випромінювання всіх можливих частот.

З урахуванням $R^* = \sigma T^4$ і $u(T) = 4R^* / c$ отримаємо:

$$u(T) = \frac{4R^*}{c} = \frac{4\sigma}{c} T^4, \quad (6.7)$$

і для тиску фотонного газу отримуємо формулу:

$$P = \frac{4\sigma}{3c} T^4. \quad (6.8)$$

де σ – постійна Стефана-Больцмана;
 c – швидкість світла у вакуумі.

Таким чином, тиск, який чинить фотонний газ, є пропорційним четвертому ступеню його абсолютної температури і не залежить від обсягу порожнини, в якій укладено фотонний газ, що моделює в корпускулярній теорії теплове випромінювання, що заповнює порожнину. Зокрема, підставляючи у формулу (6.8) $T = 10^3 \text{K}$, отримуємо $P = 2,5 \times 10^4 \text{ Па}$.

З підвищенням температури тиск фотонного газу різко зростає і при температурі $T = 10^8 \text{K}$ досягає значення $P = 2,5 \times 10^{16} \text{ Па} = 2,5 \times 10^{11} \text{ атм}$.

Термодинамічні характеристики фотонного газу

Визначимо тепер внутрішню енергію фотонного газу, що заповнює порожнину об'ємом V при температурі T . З урахуванням формули (6.7) знаходимо:

$$U = u(T)V = \frac{4\sigma}{c} T^4 V \quad (6.9)$$

Тому для теплоємності фотонного газу при постійному об'ємі V отримуємо вираз

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V=\text{const}} = \frac{16\sigma}{c} T^3 V. \quad (6.10)$$

Відзначимо, що на відміну від класичного ідеального газу, теплоємність якого не залежить від температури, теплоємність фотонного газу пропорційна кубу його абсолютної температури.

Застосовуючи до фотонного газу відоме термодинамічне співвідношення $dQ = TdS = dU + PdV$, з урахуванням формул (6.8) і (6.9) отримуємо:

$$dS = \frac{dU + PdV}{T} = d\left(\frac{16\sigma T^3 V}{3c}\right).$$

Звідси, вважаючи, що $S \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$, знаходимо ентропію фотонного газу:

$$S = \frac{16\sigma}{3c} T^3 V. \quad (6.11)$$

Отримані термодинамічні співвідношення дозволяють розглянути різні процеси, в яких може брати участь фотонний газ.

Зокрема, з формули (6.8) випливає, що для фотонного газу ізотермічний процес ($T = \text{const}$) є одночасно й ізобаричним процесом ($P = \text{const}$).

Якщо при стисненні або розширенні фотонного газу його ентропія не змінюється ($S = \text{const}$), то в такому процесі газ не обмінюється теплою з оточуючими тілами ($dQ = 0$), і такий процес є адіабатичним.

З виразу (6.11) випливає, що рівняння адіабатичного процесу для фотонного газу має вигляд:

$$T^3 V = \text{const}. \quad (6.12)$$

З урахуванням формули (6.8) це співвідношення перетвориться до виду:

$$PV^{4\beta} = const . \quad (6.13)$$

Теплове випромінювання Всесвіту

З наведених вище оцінок випливає, що енергія випромінювання дає суттєвий внесок у внутрішню енергію системи при великих температурах. Однією з таких систем є високотемпературна плазма. У такому стані речовини фотонний газ (випромінювання) поряд з газом часток (електронів, іонів і ін) має бути включений у розгляд як рівноправний елемент системи. Багато властивостей високотемпературної плазми можна пояснити, вивчаючи взаємодію фотонного газу з газом частинок.

Цікавий приклад такої взаємодії можна знайти в сучасній космологічній теорії, що описує ранні стадії еволюції Всесвіту. Ця теорія стверджує, що весь наш Всесвіт виник приблизно 10 – 20 мільярдів років тому в результаті Великого вибуху. Вибух утворив у дуже малому обсязі простору гарячий "котел", в якому при фантастично великих щільностях і температурах знаходилося вся речовина нашого Всесвіту. За оцінками Г. Гамова через 100 секунд після вибуху щільність речовини була в тисячі разів більше щільності води, а температура ($T \sim 10^9$ К) значно перевищувала температуру в центрі термоядерного вибуху.

У гарячому вогняній кулі матерія існувала у вигляді високотемпературної плазми, що складається з протонів, нейтронів, електронів, фотонів, нейтрино і їх античастинок. Речовина в такому стані було непрозоро для випромінювання, і випромінювання знаходилося в "полоні" речовини. Відповідно до теорії Фрідмана А. А., висловленої ще в 1922 році, після вибуху Всесвіт почав розширюватися. В результаті розширення Всесвіту температура речовини і випромінювання зменшувалася, досягнувши через тисячу років після вибуху значення $T = 3000$ К. Щільність речовини у Всесвіті до цього часу прийняла значення порядку $\rho = 10^{-17}$ кг/м³. У цих умовах електрони, протони і нейтрони об'єднуються, утворюючи атоми водню, гелію та інших легких елементів. Середовище, що складається з таких нейтральних атомів, стає прозорою для випромінювання, і воно "відривається" від речовини. Починаючи з цього моменту часу, фотонний газ займає весь об'єм Всесвіту і розширюється разом з нею. Це розширення фотонного газу можна вважати адіабатичним.

Зі співвідношення (6.12) випливає, що через зростання обсягу розширення Всесвіту температура фотонного газу, що заповнює її, буде зменшуватися. Простий розрахунок показує, що в результаті такого процесу весь Всесвіт до цього часу повинен був бути заповнений рівноважним випромінюванням з температурою близько 3 К. Оскільки це теплове космічне випромінювання являє собою первинне випромінювання, що зародилося на ранній стадії еволюції Всесвіту, то відомий астрофізик Шкловський І.С. назвав його реліктовим (від лат. *relictus* – залишений). Оцінки показують, що зараз у кожному кубічному сантиметрі Всесвіту знаходиться близько 700 фотонів реліктового випромінювання. У 1965 р. американські інженери А. Пензіас і Р. Вілсон при налагодженні приймача радіотелескопу виявили слабкий фоновий радіошум, що приходить з космосу у вигляді рівномірно розподіленого по небесній сфері випромінювання з максимумом енергії на довжині хвилі $\lambda = 0,96$ мм. Закон Віна дозволяє визначити, що на такій довжині хвилі знаходиться максимум енергії рівноважного теплового випромінювання при температурі 3К. Так, у якійсь мірі випадково, було виявлено реліктове теплове випромінювання, як слід процесів, що відбувалися у Всесвіті в далекому минулому.

Відкриття реліктового випромінювання, відзначене в 1978 р. Нобелівської премії з фізики, є важливим досягненням науки. Воно підтверджує правильність теорії "гарячого" Всесвіту, що описує еволюцію Всесвіту протягом десятків мільярдів років. З цієї теорії випливає, що на ранній стадії еволюції Всесвіт істотно відрізнялася від сучасної і являла собою згусток надщільної плазми і випромінювання з дуже високою температурою, народжених у момент Великого вибуху. Як видно, фізичні закони, які відкриті в земних умовах, справедливі і для явищ в космічних масштабах. Значимість такого виводу дуже велика.

6.2. Квантова оптика

Відповідно до основних положень квантової теорії Планка і Ейнштейна випромінювання і, зокрема, видиме світло має корпускулярні властивості. Очевидно, що при певних умовах ці властивості повинні виявлятися в оптичних експериментах.

Клас оптичних явищ, для пояснення яких слід залучати подання про кванти енергії випромінювання та їх носіях. – фотонах, отримав на-

зву явищ квантової оптики. Такі явища пов'язані, насамперед, із взаємодією випромінювання з речовиною, яка вдається описати як взаємодія частинок випромінювання (фотонів) з частками речовини. Розглянемо кілька таких явища квантової оптики.

6.2.1. Фотоефект

Гіпотеза Планка, що вирішила завдання теплового випромінювання чорного тіла, отримала підтвердження і подальший розвиток при поясненні фотоефекту - явища, відкриття і дослідження якого зіграло важливу роль у становленні квантової теорії. У 1887 р. Г. Герц виявив, що при освітленні негативного електроду ультрафіолетовими променями розряд між електродами відбувається при меншій напрузі. Це явище, як показали досліди В. Гальвакса (1888 р.) і Столетова А. Г. (1888-1890 рр.), Обумовлено вибиванням під дією світла негативних зарядів з електрода. Електрон ще не був відкритий. Лише в 1898 р. Томпсон Дж. Дж. і Ф. Леонард, вимірявши питомий заряд, що випускається тілом часток, встановили, що це електрони.

Розрізняють фотоефект зовнішній, внутрішній, вентильний і багатофотонний фотоефект.

Зовнішнім фотоефектом називається випускання електронів речовиною під дією електромагнітного випромінювання. Зовнішній фотоефект спостерігається у твердих тілах (металах, напівпровідниках, діелектриках), а також у газах на окремих атомах і молекулах (фотоіонізація).

Внутрішній фотоефект – це викликані електромагнітним випромінюванням переходи електронів всередині напівпровідника або діелектрика з пов'язаних станів у вільні без вильоту назовні. У результаті концентрація носіїв струму всередині тіла збільшується, що приводить до виникнення фотопровідності (підвищення електропровідності напівпровідника або діелектрика при його висвітленні) або до виникнення електрорушійної сили (ЕРС).

Вентильний фотоефект (різновид внутрішнього фотоефекту) – це виникнення ЕРС (фото ЕРС) при освітленні контакту двох різних напівпровідників або напівпровідника і металу (при відсутності зовнішнього електричного поля). Вентильний фотоефект відкриває шляхи для прямого перетворення сонячної енергії в електричну.

Багатофотонний фотоефект можливий, якщо інтенсивність світла дуже велика (наприклад, при використанні лазерних пучків). При цьому електрон, що випускається металом, може одночасно отримати енергію не від одного, а від декількох фотонів.

Зупинимося далі докладніше на розгляді **зовнішнього фотоефекта**.

Хоча емісія електронів під дією випромінювання спостерігається практично для всіх речовин, найбільш часто фотоефект пов'язують з металами, у яких існують відірвані від атомів "вільні" електрони, утримувані всередині металу деяким енергетичним бар'єром поблизу його поверхні. Долаючи цей бар'єр при вильоті з металу, електрон здійснює роботу виходу A електронів з металів складає порядку декількох електрон-вольт.

Детальне експериментальне дослідження закономірностей зовнішнього фотоефекту для металів було виконано в 1888 р. Столетовим А. Г. на установці з фотоелементом, схема якої наведена на рис. 6.2.

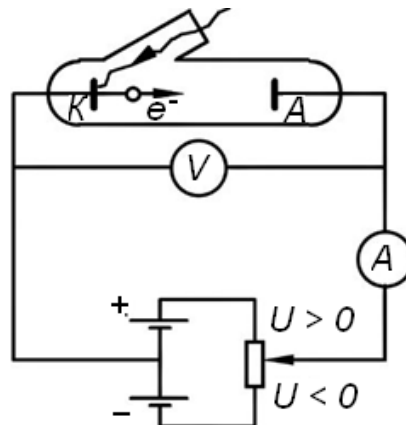


Рис. 6.2. Принципова схема для дослідження фотоефекту

Фотоелемент у вигляді вакуумної двоелектродної лампи має металевий катод K , який при висвітленні його через кварцове віконце видимим світлом або ультрафіолетовим випромінюванням випускає електрони. Фотоелектрони, які вилетіли з катода, досягаючи анода A , забезпечують протікання в ланцюзі електричного струму, який фіксується гальванометром або міліамперметром. Спеціальна схема підключення джерела дозволяє змінювати полярність напруги, що подається на фотоелемент.

Якісний вид вольт-амперної характеристики такого фотоелемента, тобто залежності фотоструму J від напруги U між катодом і анодом для випадку незмінного світлового потоку, падаючого на катод, представлена на рис. 6.3.

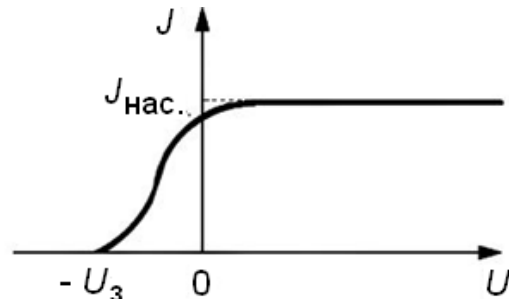


Рис. 6.3. Якісний вид вольт-амперної характеристики фотоелемента

Позитивна напруга відповідає прискорюючому електричному полю, в яке потрапляють електрони, які вилітають з катода. Тому в області позитивних напруг всі електрони, що випускаються катодом, досягають анода, обумовлюючи фотострум насичення $J_{нас.}$.

Невеликий спад фотоструму при малих позитивних напругах, який спостерігається в дослідах, пов'язаний з контактною різницею потенціалів між катодом і анодом. Нижче, при обговоренні законно-мірностей фотоефекту будемо нехтувати впливом контактної різниці потенціалів.

При негативній напрузі $U < 0$ випущений катодом електрон попадає в електричне поле, що гальмується, подолати яке він може, лише маючи певний запас кінетичної енергії. Електрон з малою кінетичною енергією, вилетівши з катода, не може подолати поле, що гальмується, і потрапити на анод. Такий електрон повертається на катод, не даючи вкладу в фотострум. Тому плавний спад фотоструму в області негативних напруг вказує на те, що фотоелектрони, які вилітають з катода, мають різні значення кінетичної енергії. При деякій негативній напрузі, величину якої U_3 називають затримуючою напругою (потенціалом), фотострум стає рівним нулю. Гальмуюче електричне поле при цьому затримує всі електрони, що вилітають з катода, включаючи електрони з максимальною кінетичною енергією E_m .

Вимірявши затримуючу напругу, можна визначити цю максимальну енергію або максимальну швидкість v_m фотоелектронів із співвідношення:

$$E_m = \frac{1}{2} m_0 v_m^2 = eU. \quad (6.14)$$

Експериментально були встановлені такі основні закономірності фотоефекту:

1. Для монохроматичного світла певної довжини хвилі фотострум насичення пропорційний світловому потоку, що падає на катод.

2. Максимальна кінетична енергія фотоелектронів не залежить від величини світлового потоку, а визначається лише частотою випромінювання.

3. Для кожної речовини катода існує своя гранична частота ν_k така, що випромінювання з частотою $\nu < \nu_k$ фотоефекту не викликає. Цю граничну частоту називають частотою червоною кордону фотоефекта. За шкалою довжин хвиль їй відповідає довжина хвилі червоною кордону λ_k , така, що фотоефект з даного металу викликає випромінювання лише з меншою довжиною хвилі $\lambda < \lambda_k$.

Спроби пояснити закономірності фотоефекту з використанням класичної хвильової теорії, в якій випромінювання розглядалося як електромагнітні хвилі, приводили до висновків, протилежних до тих що спостерігаються в експерименті. Наявність червоного кордону у фотоефекті також суперечило висновкам хвильової теорії.

Саме для пояснення експериментів по фотоефекту в 1905 р. А. Ейнштейн запропонував концепцію фотонів як частинок випромінювання, які несуть квант енергії. Розглянувши в такій теорії процес взаємодії випромінювання з металом як процес непружного співудару фотона з вільним електроном металу, Ейнштейн легко пояснив закономірності фотоефекту. Дійсно, у такому процесі електрон набуває всю енергію від фотона, яка пропорційна частоті випромінювання. Число ж вирваних з металу електронів i , тим самим, фотострум насичення, пропорційний числу падаючих на метал фотонів, що визначається величиною потоку енергії випромінювання.

Якщо в такій моделі процесу знехтувати втратами енергії електрона при його русі всередині металу у напрямку до поверхні, то закон збереження енергії призводить до співвідношення:

$$h\nu = A + E_m . \quad (6.15)$$

Це рівняння називають рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту. Тут $E_m = m_0 v_m^2 / 2$ – максимальна енергія фотоелектронів.

Як впливає з рівняння Ейнштейна, тангенс кута нахилу прямої, що виражає залежність замикаючого потенціалу U_z від частоти ν , дорівнює відношенню постійної Планка h до заряду електрона e : $\operatorname{tg} \alpha = h / e$. Це дозволяє експериментально визначити значення постійної Планка. Такі вимірювання були виконані в 1914 р. Р. Міллікеном і дали гарну згоду зі значенням, знайденим Планком. Ці виміри дозволили також визначити роботу виходу A :

$$A = h\nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\text{чр}}},$$

де c – швидкість світла;

$\lambda_{\text{чр}}$ – довжина хвилі, що відповідає червоній межі фотоефекту.

У більшості металів робота виходу A становить кілька електрон-вольт ($1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ Дж}$). У квантовій фізиці електрон-вольт часто використовується як енергетичну одиницю виміру. Значення постійної Планка, виражене в електрон-вольтах у секунду, так само $h = 4,136 \times 10^{-15} \text{ eV} \times \text{с}$.

Серед металів найменшою роботою виходу володіють лужні елементи. Наприклад, у натрію $A = 1,9 \text{ eV}$, що відповідає червоній межі фотоефекту $\lambda_{\text{чр}} \approx 680 \text{ нм}$. Тому сполуки лужних металів використовують для створення катодів у фотоелементах, призначених для реєстрації видимого світла.

Отже, закони фотоефекту свідчать, що світло при випусканні і поглинанні поводить подібно до потоку частинок, які отримали назву фотонів або світлових квантів.

Енергія фотонів дорівнює $E = h \nu$.

Фотон рухається у вакуумі зі швидкістю c .

Фотон не має маси, $m = 0$.

Із загального співвідношення спеціальної теорії відносності, що зв'язує енергію, імпульс і масу будь-якої частинки, $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$, випливає, що фотон має імпульсом $p = E/c = h\nu/c$.

Прямим наслідком цього рівняння є другий і третій закони фотоелектричного ефекту. Дійсно, з формули (6.15) випливає, що максимальна енергія фотоелектронів залежить від частоти падаючого на метал випромінювання. Крім того, якщо $h\nu < A$, то фотоелектричний ефект не повинен спостерігатися. Тоді для частоти і довжини хвилі червоною кордоном фотоелектричного ефекту отримуємо прості формули:

$$\nu_k = \frac{A}{h}; \quad \lambda_k = \frac{hc}{A}, \quad (6.16)$$

з яких випливає, що ці характеристики повністю визначаються значенням роботи виходу електрона з металу.

Таким чином, квантова теорія випромінювання, на відміну від хвильової теорії, досягає успіху в поясненні фотоелектричного ефекту. Єдиним запереченням до квантового пояснення фотоелектричного ефекту міг би виступити відомий висновок теорії про те, що вільний електрон не може поглинути фотон, оскільки такий процес заборонений законами збереження енергії та імпульсу. Це заперечення, однак, знімається, якщо врахувати, що в металі електрон взаємодіє з атомами кристалічної решітки. Тому при поглинанні електроном фотона частина імпульсу фотона може бути передана кристалічній решітці металу.

На користь квантової природи фотоелектричного ефекту вказують також і висновки дослідів Е. Майера і В. Герлаха, які в 1914 р. досліджували фотоелектричний ефект на найдрібніших частинках металевого пилу. У цих дослідах вдалося оцінити час, за який частка набуває енергію від випромінювання, достатню для емісії електрона. Цей час виявився значно менше часу порядку декількох секунд, яке повинно було пройти для накопичення енергії пилинкою, якщо вважати, що енергія накопичується за рахунок поглинання електромагнітної хвилі.

Дуже важливою кількісною характеристикою фотоелектричного ефекту є квантовий вихід γ , що визначає число електронів, що вилетіли, які припадають на один падаючий на метал фотон. Поблизу червоного кордону для більшості металів квантовий вихід складає близько 10^{-4} електрон/фотон.

Мала величина квантового виходу обумовлена тим, що енергію, достатню для виходу з металу зберігають тільки ті електрони, які отримали енергію від фотонів на глибині від поверхні, не перевищує 0,1 мкм. Крім того, поверхня металів сильно відбиває випромінювання. Зі збільшенням енергії фотонів (зі зменшенням довжини хвилі випромінювання) квантовий вихід збільшується, складаючи 0,01 – 0,05 електрон/фотон для енергії фотонів порядку 1 еВ. Для рентгенівського випромінювання з енергією фотонів 10^3 еВ вже практично на кожні десять падаючих на поверхню фотонів припадає один електрон, що вилетів з металу.

Фотоефект знайшов широке застосування в науці і техніці. Так, записавши рівняння Ейнштейна (6.15) у вигляді:

$$eU_3 = h\nu - A, \quad (6.17)$$

можна помітити, що графік залежності затримуючої напруги від частоти випромінювання повинен мати вигляд прямої лінії, нахил якої визначається значенням постійної Планка. Вимірявши цей нахил експериментально для натрію, магнію, міді та алюмінію, Р. Міллікен в 1914 р. з хорошою точністю обчислив значення постійної Планка.

Прилади, в основі пристрою яких лежить фотоефект, називають фотоелементами. Звичайний вакуумний фотоелемент становить вакуумовану колбу, внутрішню поверхню якої, за винятком невеликого віконця для доступу світла, покриває тонка плівка з металу з малою роботою виходу (цезій, калій, натрій). Анод становить д्रोкове кільце в центрі колби. Між катодом і анодом прикладається прискорюча напруга порядку 80 – 100 В. Фотоелементи знаходять широке застосування в техніці (фотореле, люксметри, системи звукозапису на плівку та ін.). Останнім часом конкурентом вакуумних фотоелементів стали фоторезистори, в основі роботи яких лежить внутрішній фотоефект в напівпровідниках. Зовнішній фотоефект використовується також у фотоелектронних помножувачах (ФЕП) – сучасних електронних приладах для реєстрації та перетворення слабких світлових сигналів. Такі прилади широко застосовуються в астрономії, прикладної оптики, ядерної фізики. У ФЕП фотоелектронна емісія поєднується з системою множення кількості електронів, дія якої базується на явищі вторинної електронної емісії.

6.2.2. Ефект Комптона

При великій енергії фотонів, зокрема, для рентгенівського випромінювання ($E_\nu \sim 0,1 \text{ MeV}$) процес поглинання фотонів електронами речовини стає малоімовірним. У цьому випадку при взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною спостерігається його розсіювання зі зміною напрямку розповсюдження.

У 1923 р. А. Комптон, вивчаючи розсіювання рентгенівського випромінювання на парафіні, виявив, що довжина хвилі розсіяного випромінювання більше, ніж довжина хвилі падаючого випромінювання λ . Такий ефект збільшення довжини хвилі випромінювання внаслідок розсіювання його речовиною отримав назву ефекту Комптона.

Відкриття і пояснення цього ефекту квантової оптики в 1927 р. було удостоєно Нобелівської премії з фізики. Схематично експериментальна установка Комптона зображена на рис. 6. 4.

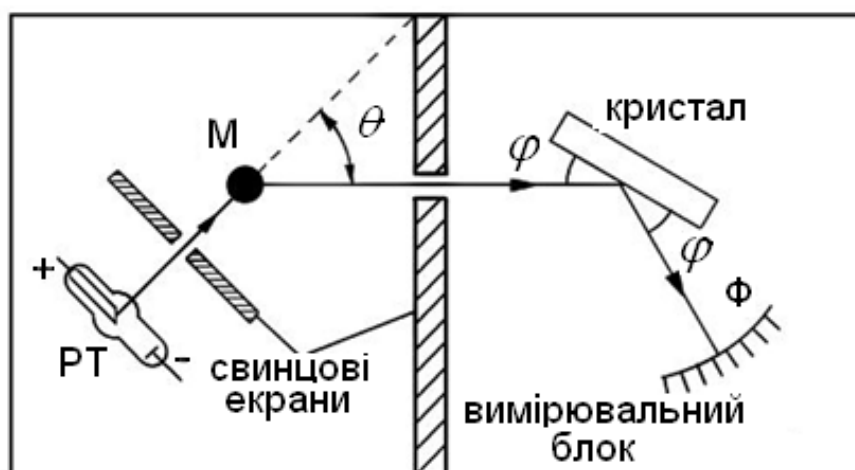


Рис. 6.4. Експериментальна установка Комптона

Рентгенівська трубка РТ була змонтована на поворотній платформі, що дозволяло при її повороті змінювати кут розсіювання θ рентгенівського випромінювання, що потрапляє після мішені-розсіювача М у вимірювальний блок установки.

Довжина хвилі розсіяного випромінювання визначалася за допомогою дифракції його на кристалі. Згідно з дифракційною теорією при виконанні умови Вульфа – Брегга $2d \sin \varphi = k\lambda', k = 1, 2, \dots$, де d – відстань

між атомними площинами кристала, а φ – кут ковзання падаючого випромінювання, спостерігається інтенсивне відбиття від кристала розсіяного рентгенівського випромінювання.

Тому, знаючи параметри кристалічної решітки d і вимірявши кут φ для максимуму відображення k -ого порядку, можна розраховувати довжину хвилі λ рентгенівського випромінювання, розсіяного мішенню M .

Співвідношення кута φ і довжини хвилі, що впливає з умови Вульфа – Брега, дозволяло нанести на фотоплівці Φ шкалу довжин хвиль і по положенню на фотоплівці засвіченої смужки визначати довжину хвилі λ розсіяного рентгенівського випромінювання.

У перших дослідах Комптона замість фотоплівки використовувалася рухома іонізаційна камера, що дозволяла по струму в приладі фіксувати відбите від кристала рентгенівське випромінювання.

Як встановив експериментально Комптон, довжина хвилі розсіяного випромінювання виявилася більше довжини хвилі падаючого випромінювання, причому зміна довжини хвилі не залежало від матеріалу розсіювача, а визначалося тільки величиною кута розсіяння θ . Дослідним шляхом Комптон показав, що:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda_k (1 - \cos\theta). \quad (6.18)$$

Це співвідношення називають формулою Комптона. Значення постійної $\Lambda_k = 2,426 \times 10^{-12}$ м Комптон визначив експериментально.

Збільшення довжини хвилі випромінювання при його розсіюванні нез'ясовно з точки зору хвильової теорії електромагнітного випромінювання.

Як показав Дж. Томсон, у класичній теорії розсіювання можна розглядати як процес, у якому електрон здійснює вимушені коливання під дією електричного поля падаючої хвилі. При цьому електрон сам як антена починає випромінювати вторинні (розсіяні) сферичні електромагнітні хвилі на частоті падаючого випромінювання.

Таким чином, ефект Комптона належить до явищ квантової оптики, і фотонна теорія випромінювання пояснює цей ефект як наслідок пружного розсіяння фотона на вільному електроні речовини (рис. 6.5).

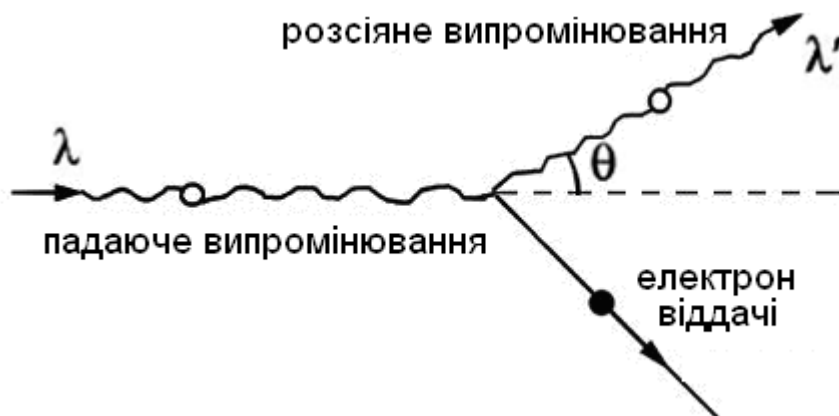


Рис. 6.5. Розсіяння фотона на вільному електроні речовини

Формула Комптона (6.18) при цьому виявляється наслідком законів збереження енергії та імпульсу в пружному зіткненні фотона і електрона.

Можна показати, що в системі відліку, в якій вільний електрон спочатку спочивав, закон збереження енергії з урахуванням можливих релятивістських швидкостей електрона після удару може бути записаний у вигляді:

$$\frac{hc}{\lambda} + m_0 c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + m_0 c^2, \quad (6.19)$$

де m_0 – маса спокою електрона;

$m = \gamma m_0$ – маса рухомого електрона, який називають електроном віддачі;

$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивістський множник;

v – швидкість електрона після зіткнення з фотоном.

Зауважимо, що закон збереження енергії (6.19) вже пояснює ефект Комптона якісно. Дійсно, оскільки $m > m_0$, то з формули (6.19) випливає, що $\lambda' > \lambda$.

У пружному зіткненні фотона з електроном виконується також закон збереження імпульсу, який можна записати у вигляді:

$$\hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}' + m \vec{v}. \quad (6.20)$$

де $k = 2\pi/\lambda$, $k' = 2\pi/\lambda'$, а $\theta = (\vec{k}, \vec{k}')$ – кут розсіювання.

Наслідком законів збереження енергії та імпульсу в даному процесі пружного зіткнення фотона випромінювання з вільним електроном речовини є співвідношення:

$$2m_0ch\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) = \frac{2h^2}{\lambda\lambda'}(1 - \cos\theta). \quad (6.21)$$

З виразу (6.21) отримуємо формулу Комптона:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \Lambda_k(1 - \cos\theta). \quad (6.22)$$

Величину $\Lambda_k = h/m_0c$ називають комптонівською довжиною хвилі частинки, маса спокою який дорівнює m_0 . У нашому випадку $\Lambda_k = 2,426 \times 10^{-12}$ м – комптонівська довжина хвилі електрона.

З порівняння формул (6.19) та (6.22) слідує чудовий збіг експерименту з висновками квантової теорії випромінювання. З цих формул виходить, що максимальна зміна довжини хвилі випромінювання спостерігається для кута розсіювання $\theta = 180^\circ$, і вона дорівнює $\Delta\lambda_m = 2\Lambda_k$. Через малість значення Λ_k практично зміну довжини хвилі при розсіюванні на вільних електронах можна виявити лише в експериментах з короткохвильовими рентгенівським або гамма випромінюваннями.

Зазначимо, що значна частина електронів речовини не є вільними, а пов'язані з атомами. Якщо енергія кванта випромінювання велика в порівнянні з енергією зв'язку електрона, то розсіювання на такому електроні відбувається як на вільному електроні. В іншому випадку, розсіюючись на пов'язаному електроні, фотон обмінюється енергією та імпульсом фактично з усім атомом у цілому.

Для розрахунку зміни довжини хвилі випромінювання при такому розсіянні також можна застосувати формулу (6.22), де, однак, під m_0 слід розуміти вже масу всього атома. Ця зміна виявляється дуже малою і її не можна практично виявити експериментально.

У дослідах з розсіяння випромінювання речовиною деяка частина електронів поводить себе як вільні, а частина – як пов'язані. Тому в розсіяному випромінюванні спостерігається як зміщена (комptonівська) лінія, так і незміщена (комptonівська) лінія.

Зі збільшенням атомного номера розсіювача відносна частка пов'язаних електронів збільшується, що приводить до падіння інтенсивності комптонівської компоненти у спектрі розсіяного випромінювання і до зростання інтенсивності комптонівської компоненти.

Для енергій квантів з діапазону 0,1 – 10 МеВ комптон-ефект є основним фізичним механізмом енергетичних втрат гамма-випромінювання при його поширенні в речовині. Тому комптонівське розсіяння широко використовується в дослідженнях гамма-випромінювання атомних ядер. Воно лежить в основі принципу дії деяких гамма-спектрометрів.

6.3. Дії світла

6.3.1. Електрооптичні ефекти

Електрооптичний ефект – це зміна коефіцієнта заломлення деяких матеріалів під дією електричного поля. Матеріали, що володіють такою властивістю, називають електрооптичними матеріалами.

Електрооптичні ефекти бувають двох видів:

1) коефіцієнт заломлення лінійно залежить від сили поля, прикладеного до кристалу, який не має внутрішньої симетрії (напр., п'єзокристала);

2) коефіцієнт пропорційний квадрату сили поля в речовинах з внутрішньою симетрією.

Перший називають ефектом Поккельса, а другий – ефектом Керра. Ефект Поккельса проявляється на кристалах KDP (KH_2PO_4), DKDP (KD_2PO_4), ODP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), LiNbO_3 і подібних до них, ефект Керра можна спостерігати в нітрогліцерині, сірководій і подібних до них рідинах.

Залежність інтенсивності випромінювання від напруги, прикладеної до кристалу, нелінійна, але можна додати їй лінійність, помістивши між кристалом і аналізатором чвертьхвильову платівку.

Електрооптичний ефект застосовують не тільки для модуляції світла, а й для виготовлення швидкодіючих оптичних затворів (час спрацьовування порядку наносекунд), відомих як затвори Керра; для виготовлення оптичних відхиляють систем; в оптичній пам'яті; в тривимірних модуляторах; в оптичних бістабільних елементах.

6.3.2. Акустооптичні ефекти

Акустооптичний ефект – це явища дифракції, заломлення, відбиття або розсіювання світла на періодичних неоднорідностях середовища (зонах з різним показником заломлення), викликаних пружними деформаціями при проходженні ультразвуку. Періодичне чергування неоднорідностей середовища «працює» як дифракційна решітка, що змінює напрямок світлового променя.

Акустооптичні ефекти бувають двох видів (рис. 6.6). При низькій частоті ультразвуку та малій ширині фронту (довжині взаємодії) ультразвукової хвилі виникає дифракція Рамана – Ната. А якщо частота ультразвуку висока і довжина взаємодії велика, то відбувається дифракція Брегга.

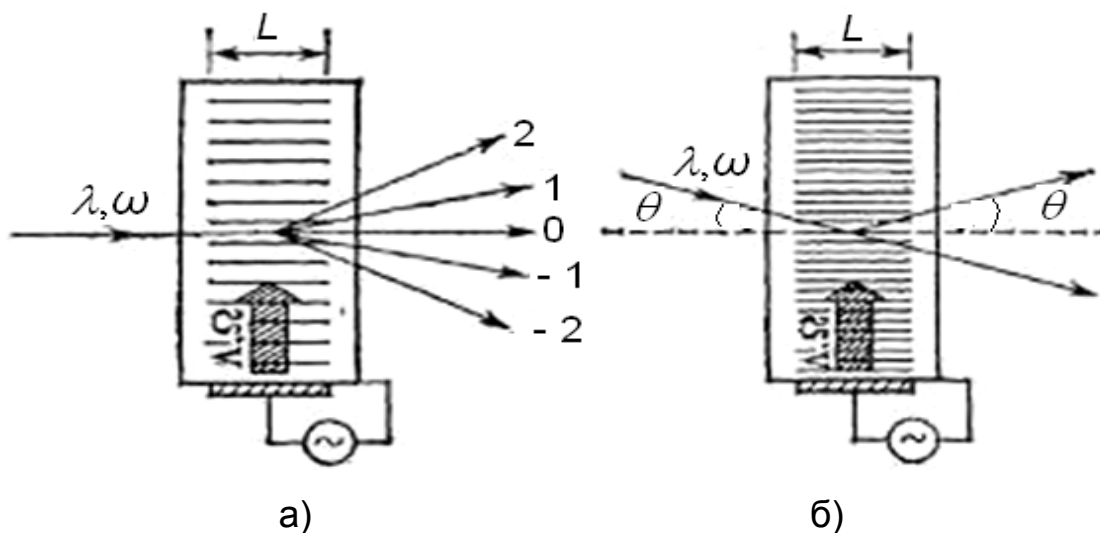


Рис. 6.6. Дифракція Рамана–Ната (а) і Брегга (б) при акустооптичних ефектах (1, 2, 0, -1, -2 – порядок дифракції)

6.3.3. Магнітооптичний ефект

Магнітооптичний ефект – це зміна оптичних властивостей речовини залежно від його намагніченості або від сили прикладеного до нього магнітного поля. Під оптичними властивостями слід розуміти відображення, пропускання, поляризацію світла та інші явища. Серед магнітооптичних ефектів зі зміною відображення або пропускання світла розрізняють ефект Фарадея та ефект Керра.

Речовини, у яких спостерігається магнітооптичний ефект, називають магнітооптичними матеріалами. Серед них ферімагнетики, що мають у структурі магнітні атоми, – $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), $CdFe_3O_{12}$, а також ортоферіти, що утворюють циліндричні магнітні домени, – $MnBi$, EuO , $CdTbFe$.

У магнітооптичних матеріалах, поміщених у магнітне поле, виникає циклотронний лівосторонній (якщо дивитися у напрямку вектора поля) обертання електронів в площині, перпендикулярній вектору поля.

З магнітооптичної речовини може виникнути різниця фаз між складовими, що призводить до повороту площини поляризації. Кут повороту θ пропорційний напруженості магнітного поля H та шляху l , пройденого світлом у речовині. Залежність має вигляд $\theta = VHl$. Коефіцієнт пропорційності V називають постійною Верде. У приладах на основі магнітооптичного ефекту використовують матеріали з високими значеннями постійної Верде. На рис. 6.7 показано проходження світла через прозорий магнітооптичний матеріал.

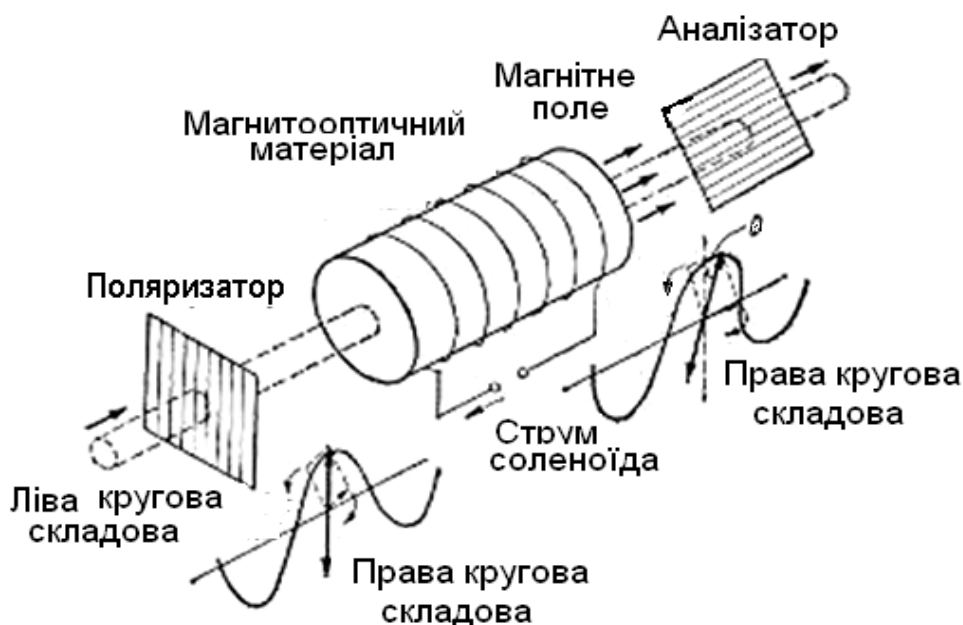


Рис. 6.7. Оптичний модулятор на основі ефекту Фарадея

Якщо поляризатор на вході й аналізатор на виході показаного приладу розташовані взаємно перпендикулярно, то світло, яке проходить, можна модулювати, змінюючи кут Фарадея, що залежить від напруженості магнітного поля. Однак оскільки швидка зміна магнітного

поля утруднена, то для модуляції світла більше підходить електрооптичний і акустооптичний ефект.

Магнітооптичний ефект Керра з успіхом застосовують для зчитування інформації з пам'яті на оптичних дисках, які дозволяють перезапис, і пам'яті на циліндричних магнітних доменах, яка має високу щільність.

6.3.4. Нелінійний оптичний ефект

Коли світло (електромагнітні хвилі) входить у яку–небудь речовину, електрони атомів і молекул речовини зсуваються полем хвиль, утворюючи диполі, що коливаються в такт коливань цього поля. У свою чергу, коливання диполів створюють електромагнітні коливання з такою ж частотою, довжиною хвилі і швидкістю поширення, як і у збудливого випромінювання. Коефіцієнтом пропорційності між поляризованістю речовини й напруженістю електричного поля служить показник заломлення, що залежить від речовини. Але з'явилися лазери – джерела когерентного випромінювання з високою інтенсивністю, тобто з великою амплітудою коливань, а в результаті – нелінійні відгуки на опромінення, спотворюють лінійні залежності в явищах що спостерігаються. Такі випадки назвали нелінійними оптичними ефектами.

Крім поляризації речовини, пропорційної силі прикладеного поля, виникла нелінійна поляризація другого порядку пропорційна квадрата сили поля і викликає такі явища, як подвоєння частоти випромінювання, складання частот двох випромінювань, параметричне випромінювання та ін.

Крім поляризації другого порядку може виникнути нелінійна поляризація третього порядку, що викликає потроєння частоти, спотворення коефіцієнта заломлення, вимушене раманівське розсіяння та інші явища.

Генерація другої гармоніки – отримання випромінювання з подвоєною частотою при опроміненні нелінійного оптичного кристала лазером. Наприклад, для практичних потреб випромінювання неодимового лазера в ближній інфрачервоній області (1,06 мкм) перетворюють у видиме випромінювання (0,53 мкм).

У кристалі, що не має дзеркальної симетрії, поляризація залежить від знака вектора поля. Якщо до кристалу прикласти синусоїдальне поле (світло), то виникне частково нелінійна поляризація. У результаті цього у

випромінюванні диполів, крім основної частоти, спостерігаються коливання з подвоєною частотою. Це і є гармоніки другого порядку. Для отримання хорошого коефіцієнта подвоєння необхідне узгодження фаз і збіг фазових швидкостей у випромінюванні основної частоти та вищих гармонік, чого можна домогтися, використовуючи кристали з подвійним променезаломленням. Аналогічним способом здійснюють генерацію третьої гармоніки.

Якщо нелінійний оптичний кристал помістити в оптичний резонатор і виробляти накачування лазерним випромінюванням з частотою ω , то на виході резонатора буде випромінювання з двома частотами ω_1 , ω_2 , що задовольняють співвідношенню $\omega = \omega_1 + \omega_2$. Це явище параметричного випромінювання. Оптичне змішування – це явище з ефектом, зворотним попередньому. Тут при опроміненні з двома частотами ω_1 , ω_2 на виході з кристала вийде випромінювання з частотою $\omega = \omega_1 + \omega_2$. Це відбувається завдяки багатофотонному поглинанню, коли замість кількох поглинених квантів випускається один з більш високою енергією. Показник заломлення речовини зазвичай не залежить від амплітуди світлових хвиль, але великі амплітуди викликають його зміну. У результаті світловий промінь у речовині починає «сходитися». Це явище нелінійної оптики називають автофокусуванням.

6.3.5. Ефект Рамана

Ефектом Рамана називають розсіювання монохроматичного випромінювання в речовині, при якому в спектрі розсіяного світла з'являються нові, характерні для даної речовини, лінії, що відрізняються від спектральної лінії джерела.

Це явище вперше в 1928 р. виявив індійський фізик Раман.

Якщо направляти на речовину сильне когерентне світло, наприклад світло лазера, то спостерігається сильне раманівське розсіювання з вираженою спрямованістю. Це явище, назване вимушеним раманівське розсіюванням, вперше виявив Вудбьюрі (Woodbury) в 1962 р. Явище, відкрите Раманом, на відміну від вимушеного раманівського розсіювання, стали називати природним рамановським розсіюванням.

Ефект Рамана (рис. 6.8) відображає обмін енергією між світлом і речовиною. Фотон з енергією ω_0 або віддає частину енергії ω_r речовині, або на стільки ж підвищує свою енергію за рахунок речовини.

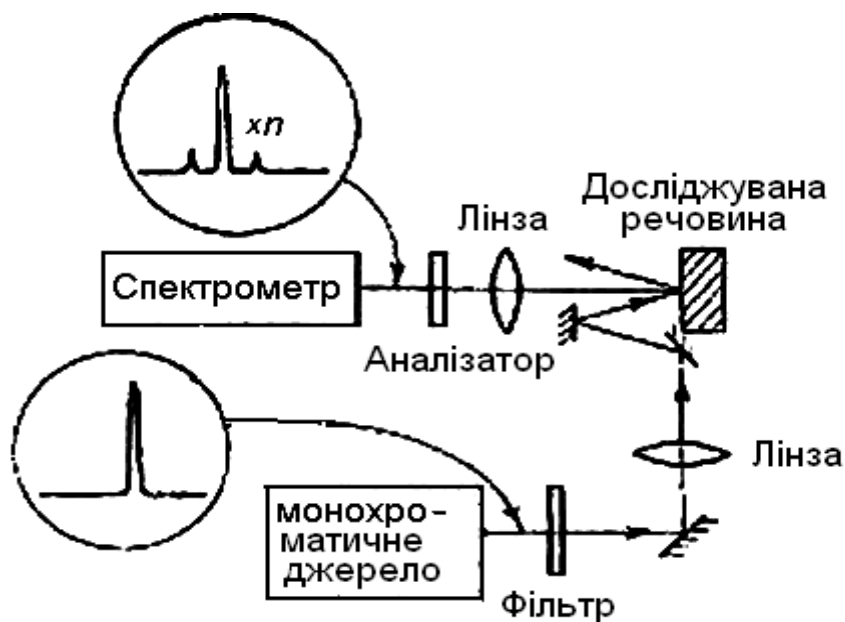


Рис. 6.8. Схема для спостереження ефекту Рамана

Енергія розсіяних фотонів стає рівною $\omega_0 - \omega_r$ або $\omega_0 + \omega_r$. Перший випадок називають стоксовим, а другий – антистоксовим випромінюванням. Зазвичай інтенсивність стоксового випромінювання вище, ніж антистоксового. Енергія світла у твердому тілі змінюється внаслідок взаємодії кванта з фононом або плазмоном (рис. 6.9). При проходженні світла через газ або рідину раманівське розсіяння є результатом взаємодії квантів з молекулами, що коливаються.

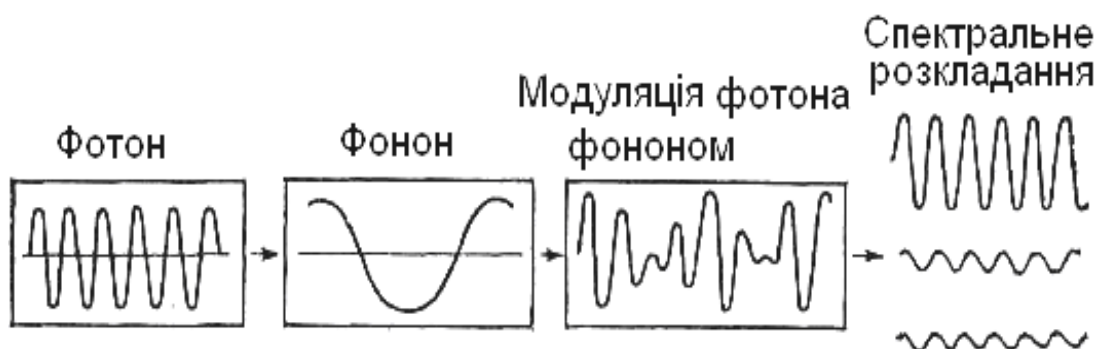


Рис. 6.9. Ефект Рамана (розсіяння фотона на фононі)

Ефект Рамана – складне явище, залежне від різних причин, став ефективним методом отримання різної інформації про речовину. Останнім часом його використовують для оцінки структури

напівпровідників. Наприклад, спостерігаючи раманівське розсіяння в кристалі GaAs, що має структуру цинкової обманки, відповідно до правил відбору бачимо, що спектри розсіяння від площини (100) і від інших площин мають різну поляризацію через взаємодію світла з LO-фононами.

Використовуючи цю властивість, можна визначати орієнтацію кристалеві решітки тонких плівок, вирощених епітаксально. Спостерігаючи раманівського розсіяння у змішаних кристалах, наприклад у кристалах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, можна, розділивши складові розсіювання з фононами, характерними для AlAs і для GaAs, визначити постійну x . Крім цього, ефект Рамана дозволяє оцінити механічні напруги в поверхневому шарі напівпровідників і концентрацію носіїв у них.

Вимушене раманівське розсіювання використовували для створення раманівського лазера. Якщо потужним лазером з енергією квантів ω_0 опромінювати такі речовини, як, наприклад, водень, кремній або бензол, і викликати в них вимушене раманівське розсіювання, то в спектрі розсіювання буде присутня стоксова складова.

6.3.6. Тиск світла

Тиском світла називається механічна дія, вироблена електромагнітними хвилями при падінні на будь-яку поверхню.

Згідно з електромагнітною теорією світла тиск світла пояснюється виникненням механічних сил, що діють на електрони, які знаходяться на поверхні освітлюваного тіла, з боку електричної та магнітної компонент поля світлової хвилі.

Електричне поле світлової хвилі викликає коливання зарядів у поверхневому шарі тіла.

Магнітне поле діє на ці заряди з лоренцевою силою, напрямком якої збігається з напрямком вектора Пойнтінга світлової хвилі.

Величина тиску світла, що чиниться на деяку поверхню нормально падаючим на неї паралельним пучком світла, визначається абсолютною величиною вектора Пойнтінга.

Якщо потужність електромагнітної хвилі, що падає на 1 см^2 поверхні тіла, дорівнює $S \text{ Вт/м}^2$, коефіцієнт відображення електромагнітної енергії від поверхні тіла дорівнює R , то поблизу поверхні щільність енергії $u = S(1 + R) / c$ (c – швидкість світла). Цією величиною і дорівнює тиск світла на поверхню тіла: $p = S(1 + R) / c$ (ерг/см³ або

Дж/м³). Наприклад, потужність сонячного випромінювання, що приходить на Землю, дорівнює $1,4 \times 10^3$ Вт/м², отже, для абсолютної поглинаючої поверхні (коли $R = 0$) $p = 4,3 \times 10^{-6}$ н/м². Загальний тиск сонячного випромінювання на Землю дорівнює 6×10^{13} дин (6×10^8 Н), що в 10^{13} разів менше сили тяжіння Сонця.

Ізотропне рівноважне випромінювання також чинить тиск на систему (тіло), з якої воно знаходиться в термодинамічній рівновазі: $p = u / 3 = 1/3\sigma T^4$, де σ – постійна Стефана – Больцмана, T – температура випромінювання.

Існування тиску світла показує, що потік випромінювання має не тільки енергією, а й імпульсом, а отже, і масою.

З точки зору квантової теорії, тиск світла – результат передачі тіл імпульсу фотонів (квантів енергії електромагнітного поля) в процесах поглинання або відбиття світла. Квантова теорія дає для тиску світла ті ж формули.

6.3.7. Хімічні дії світла

Зазначимо коротко основні поняття:

1) дія світла, що поглинає його речовини може викликати хімічні перетворення речовин, які називаються фотохімічними реакціями;

2) розкладання під дією світла складних молекул на простіші або на окремі складові їх атоми називається фотохімічної дисоціацією молекул (фотодисоціація, фотоліз, фотораспад).

Фотодисоціація стає можливою при частоті світла ν_1 , що задовольняє умові $\nu_1 \geq \nu_0 = D / h$, де ν_0 – гранична частота фотодиссоціації; D – енергія фотодиссоціації, яка зазвичай менше енергії дисоціації основного стану системи;

3) для фотохімічних реакцій має місце закон еквівалентності Ейнштейна: для кожного акту фотохімічного перетворення потрібно один квант поглиненого світла.

Кількість молекул, які прореагували, зв'язується з енергією поглинутих квантів. Число N молекул речовини, що зазнали фотохімічного перетворення при поглинанні одиниці енергії світла: $N \approx 1 / hu = \lambda / hc$. Маса речовини, що прореагувала, $M = Nm$, де m – маса молекули.

6.4. Корпускулярно–хвильовий дуалізм світла

Яка фізична природа світла? Відповідь на це питання є принципово важливим як для розуміння властивостей навколишньої природи, так і для розвитку фізики в цілому.

У кінці XIX століття здавалося, що відповідь на питання про природу світла знайдена і доведена експериментально, – світло є поширюючими в просторі електромагнітними хвилями. Хвильова теорія світла, виходячи з такого уявлення про природу світла, на основі загальних властивостей хвильових процесів пояснила такі оптичні явища, як інтерференція світла, дифракція світла, поляризація світла та ін.

Але, вже на початку XX століття при дослідженні взаємодії світла з речовиною були виявлені такі оптичні явища, як фотоефект, ефект Комптона, фотохімічні реакції та ін.

При поясненні цих явищ уявлення про те, що світло є розповсюджуючимися в просторі електромагнітними хвилями, виявилися неспроможними. Пророцтва хвильової теорії світла прийшли в протиріччя зі спостережуваними в експериментах закономірностями явищ квантової оптики. Пояснюючи ці явища, в 1905 р. Ейнштейн висунув корпускулярну теорію світла, яка, розвиваючи ідеї Ньютона про світлові корпускули, розглядала світло як потік великого числа частинок, названих фотонами. Фотонна теорія світла легко пояснила всі якісні і кількісні закономірності явищ квантової оптики.

Отже, на перший погляд, здавалося, що тепер, об'єднавши електромагнітні хвилі і фотони в одному об'єкті, ми і відповімо на питання про природу світла. Світло є хвилі і частинки. Проте критичне вивчення такої відповіді показало неспроможність простого механічного об'єднання хвиль і частинок. Виявилось, що уявлення про електромагнітну хвилю та подання про потік частинок виключають один одного.

Світлова хвиля становить нелокалізоване електромагнітне поле, розподілене по простору. Густина енергії електромагнітного поля хвилі, пропорційна квадрату її амплітуди, може змінюватись на як завгодно малу величину, тобто безперервно.

На відміну від хвилі, фотон, як світлова частка, в даний момент часу локалізована поблизу деякої точки простору і з часом переміщується в просторі. Світлова енергія в такій моделі змінюється не безперервно, а

тільки дискретно, залишаючись завжди кратною мінімальній порції (кванту) енергії, яку несе одиночний фотон.

Як же несуперечливим чином в одному матеріальному об'єкті об'єднати протилежності, здавалося б, виключаючи одне одного? Відповідь на це питання містився ще в роботах найвидатніших філософів, які дійшли висновку про те, що матеріальні об'єкти природи можуть володіти внутрішніми протиріччями, об'єднуючи в собі протилежні якості.

Саме так, діалектично, сучасна фізика відповідає на питання про природу світла. Світло є матеріальний об'єкт, що володіє як хвильовими, так і корпускулярними властивостями.

У різних фізичних процесах ці властивості можуть виявлятися в різному ступені. При певних умовах, тобто в ряді оптичних явищ, світло проявляє свої хвильові властивості. У цих випадках ми повинні розглядати світло як електромагнітні хвилі. В інших оптичних явищах світло проявляє свої корпускулярні властивості, і тоді його слід пред-ставляти як потік фотонів.

Іноді оптичний експеримент можна організувати так, що світло буде проявляти в ньому як хвильові, так і корпускулярні властивості. Дійсно, в досліді Комптона на першому етапі розсіювання випромінювання на мішені воно поводить себе як потік фотонів, але в вимірювальному блоці це ж випромінювання як електромагнітна хвиля відчуває дифракцію на кристалічній решітці.

Існують оптичні явища, які можуть бути пояснені якісно і кількісно як хвильовими, так і корпускулярними теоріями світла. Так, наприклад, обидві ці теорії приводять до однакових співвідношеннях для тиску, що чиниться світлом при падінні його на речовину. Це пояснюється тим, що будь-яка модель – і хвильова, і корпускулярна – враховує наявність у світла таких матеріальних характеристик, як енергія, маса, імпульс.

Таким чином, у результаті поглиблення уявлень про природу світла з'ясувалося, що світло має подвійну природу і отримало назву корпускулярно-хвильового дуалізму світла. З деякими об'єктами світло взаємодіє як хвиля, з іншими – подібно до потоку частинок. Однак "жодна з цих картин (корпускулярна або хвильова) не може сказати нам всієї правди про природу світу", – писав Д. Джинс. І хоча ці картини навіть протилежні одна одній, але одна картина доповнює іншу. "Протилежності не протиріччя, а доповнення", – свідчить девіз Н. Бора.

Суперечка хвильової та корпускулярної теорій світла не привів ні до остаточної перемоги, ні до поразки будь-якої однієї з них. У цій суперечці народилося якісно нове розуміння природи світла, що об'єднує ці теорії і відповідає на запитання "що таке світло?" діалектично.

Також ще більш тісно хвилі і частинки світла можна зв'язати, якщо припустити, що рух фотона підпорядковується статистичним імовірнісним законам, які визначаються хвильовим електромагнітним полем.

Такий спосіб об'єднання корпускулярних і хвильових властивостей матеріальних об'єктів, коли за допомогою хвиль ми описуємо рух частинок, лежить в основі квантової механіки.

Зазначимо, що корпускулярно-хвильовий дуалізм світла є далеко не тривіальною властивістю цього фізичного об'єкта. При першому знайомстві з проблемою дуалізму властивостей світла виникає природне запитання. Як уявити собі об'єкт, що володіє взаємовиключними властивостями? Як такі властивості можуть об'єднуватися і доповнювати один одного?

6.5. Приклади рішення задач

1. Визначити максимальну швидкість v_{\max} фотоелектронів, вири-
ваємих з поверхні срібла:

1) ультрафіолетовим випромінюванням с довжиною хвилі $\lambda_1 = 0.155$ мкм;

2) γ – випромінюванням в довжиною хвилі $\lambda_2 = 2,47$ пм.

Дано: $\lambda_1 = 0,155$ мкм = $0,155 \times 10^{-6}$ м; $\lambda_2 = 2,47$ пм = $2,47 \times 10^{-12}$ м.

Визначити: v_{\max} .

Рішення. Максимальну швидкість фотоелектронів визначимо з рівняння Ейнштейна для фотоефекту:

$$\varepsilon = A + T_{\max}. \quad (1)$$

Енергія фотона обчислюється за формулою $\varepsilon = hc/\lambda$ робота виходу для срібла $A = 4,7$ еВ. Кінетична енергія фотоелектрона залежно від того, яка швидкість йому повідомляється, може бути виражена або за класичною формулою:

$$T = \frac{1}{2} m_0 v_{\max}^2, \quad (2)$$

або за релятивістською:

$$T = (m - m_0)c^2. \quad (3)$$

Швидкість фотоелектрона залежить від енергії фотона, що викликає фотоэффект якщо енергія фотона ε багато менше енергії спокою електрона E_0 , то може бути застосована формула (2), якщо ж ε порівнянна за розміром E_0 , то обчислення за формулою (2) призводить до грубої помилки, в цьому випадку кінетичну енергію фотоелектрона необхідно виражати за формулою (3).

1. У формулу енергії фотона $\varepsilon = hc/\lambda$ підставимо значення величин h , c і λ і, провівши обчислення, для ультрафіолетового випромінювання отримаємо:

$$\varepsilon_1 = 1,28 \text{ аДж} = 8 \text{ еВ}.$$

Це значення енергії фотона багато менше енергії спокою електрона (0,51 МеВ). Отже, для даного випадку максимальна кінетична енергія фотоелектрона у формулі (1) може бути виражена за класичною формулою (2) $\varepsilon_1 = A + \frac{1}{2}m_0v_{\max}^2$, звідки:

$$v_{\max} = \sqrt{2(\varepsilon_1 - A)/m_0}. \quad (4)$$

Підставивши числові значення у формулу (4), знайдемо максимальну швидкість:

$$v_{\max} = 1,08 \text{ Мм/с}.$$

2. Обчислимо тепер енергію фотона γ -випромінювання:

$$\varepsilon_2 = hc/\lambda_2 = 8,04 \text{ фДж} = 0,502 \text{ МеВ}$$

Робота виходу електрона ($A = 4,7$ еВ) нехтовно мала в порівнянні з енергією γ -фотона, тому можна прийняти, що максимальна кінетична енергія електрона дорівнює енергії фотона:

$$T_{max} = \varepsilon_2 = 0.502 \text{ MeV.}$$

Так як в даному випадку кінетична енергія електрона порівнянна з його енергією спокою, то для обчислення швидкості електрона слід взяти релятивістську формулу кінетичної енергії або форму-

лу $T_{max} = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$, де $E_0 = m_0 c^2$. Виконавши перетворення, знай-

демо:

$$\beta = \sqrt{(2E_0 + T) / T} / (E_0 + T)$$

Зробивши обчислення, отримаємо $\beta = 0,755$.

Отже, максимальна швидкість фотоелектронів, що вириваються γ -випромінюванням:

$$v_{max} = c\beta = 226 \text{ Мм/с.}$$

Відповідь. 1) $v_{max} = 1,08$ Мм/с; 2) $v_{max} = 226$ Мм/с.

2. Натрій висвітлюється монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda = 40$ нм. Визначити найменшу затримуючу напруга, при якому фотострум припиниться. Червона межа фотоефекту для натрію $\lambda_0 = 584$ нм.

Дано: $\lambda = 40$ нм = $0,4 \times 10^{-7}$ м, $\lambda_0 = 584$ нм = $5,84 \times 10^{-7}$ м.

Визначити: U_3 .

Рішення. Затримуючу напругу можна визначити з виразу

$$e U_3 = m v_{max}^2 / 2, \tag{1}$$

де $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд електрона.

Кінетичну енергію електрона – з рівняння Ейнштейна:

$$h\nu = hc / \lambda = A + m v_{max}^2 / 2. \tag{2}$$

Тут врахували, що енергія фотона, яка викликає фотоефект, $\varepsilon = hc / \lambda < 5 \text{ кеВ}$. Робота виходу

$$A = h\nu_0 = hc / \lambda_0. \quad (3)$$

Підставивши вираз (3) у формулу (2), отримаємо:

$$\frac{m_0 v_{\max}^2}{2} = hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) = \frac{hc(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_0 \lambda}. \quad (4)$$

Підставивши вираз (4) у формулу (1), знайдемо шукану затримуючу напругу:

$$U_3 = \frac{hc(\lambda_0 - \lambda)}{e\lambda_0 \lambda}.$$

Обчислюючи, отримаємо $U_3 = 28,9 \text{ В}$.

Відповідь. $U_3 = 28,9 \text{ В}$.

3. Пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 663 \text{ нм}$ падає нормально на дзеркальну плоску поверхню. Потік енергії $\Phi = 0,6 \text{ Вт}$.

Визначити силу F тиску, випробовувану цією поверхнею, а також число N фотонів, що падають на неї за час $t = 5 \text{ с}$.

Дано: $\lambda = 663 \text{ нм} = 663 \times 10^{-9} \text{ м}$; $\Phi = 0,6 \text{ Вт}$; $t = 5 \text{ с}$.

Визначити: F ; N .

Рішення. Сила світлового тиску на поверхню дорівнює добутку світлового тиску p на площу S поверхні:

$$F = pS. \quad (1)$$

Світловий тиск може бути знайдено за формулою:

$$p = E_e(\rho + 1)/c. \quad (2)$$

Підставляючи вираз (2) тиску світла в формулу (1), отримуємо:

$$F = \frac{E_e S}{c} (\rho + 1). \quad (3)$$

Оскільки добуток опромінення E_e на площу S поверхні дорівнює потоку Φ енергії випромінювання, що падає на поверхню, то співвідношення (3) можна записати у вигляді:

$$F = \frac{\Phi}{c}(\rho + 1).$$

Після підстановки числових значень Φ і c з урахуванням, що $\rho = 1$ (поверхня дзеркальна), одержимо $F = 4$ нТ.

Число N фотонів, що падають за час Δt на поверхню, визначається за формулою:

$$N = \Delta W / \varepsilon = \Phi \Delta t / \varepsilon,$$

де ΔW – енергія випромінювання, що отримується поверхнею за час Δt .

Висловивши у цій формулі енергію фотона через довжину хвилі ($\varepsilon = pc / \lambda$), отримаємо:

$$N = \Phi \lambda \Delta t / (hc).$$

Підставивши в цій формулі числові значення величин, знайдемо:

$$N = 10^{19} \text{ фотонів.}$$

Відповідь. $N = 10^{19}$ фотонів.

4. Тиск монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм на поверхню з коефіцієнтом відображення $\rho = 0,3$, розташовану перпендикулярно падаючому світлу, дорівнює $0,2$ мкПа.

Визначити число фотонів, що падають щосекунди на одиницю площі цієї поверхні.

Дано: $\lambda = 500$ нм = 5×10^{-7} м, $\rho = 0,3$, $p = 0,2$ мкПа = 2×10^{-7} Па.

Визначити: N .

Рішення. Тиск, вироблений світлом при нормальному падінні на поверхню,

$$p = \frac{E_e}{c}(1 + \rho),$$

де E_e – опромінення поверхні, тобто енергія всіх фотонів, що падають в одиницю часу на одиницю поверхні; $E_e = Nh \nu$. Оскільки $\nu = c / \lambda$, то:

$$p = \frac{Nh}{\lambda}(1 + \rho),$$

звідки шукане число фотонів, що падають щосекунди на одиницю площі поверхні,

$$N = \frac{p\lambda}{(1 + \rho)h}.$$

Обчислюючи, отримуємо $N = 1,16 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Відповідь. $N = 1,16 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$.

5. Фотон з енергією $\varepsilon = 0,75 \text{ МеВ}$ розсіявся на вільному електроні під кутом $\theta = 60^\circ$. Приймаючи, що кінетична енергія і імпульс електрона до зіткнення з фотоном були мізерно малі, визначити:

- 1) енергію ε' розсіяного фотона;
- 2) кінетичну енергію T електрона віддачі;
- 3) напрямок його руху.

Дано: $\varepsilon = 0,75 \text{ МеВ} = 1,2 \times 10^{-13} \text{ Дж}$; $\theta = 60^\circ$.

Визначити: 1) ε' ; 2) T ; 3) напрямок руху.

Рішення. 1. Енергію розсіяного фотона знайдемо, скориставшись формулою Комптона:

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos\theta).$$

Виразивши довжини хвиль λ' і λ через енергії ε' і ε відповідних фотонів, отримаємо:

$$\frac{2\pi\hbar c}{\varepsilon'} - \frac{2\pi\hbar c}{\varepsilon} = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos\theta).$$

Розділимо обидві частини цієї рівності на $2\pi\hbar c$:

$$\frac{1}{\varepsilon'} - \frac{1}{\varepsilon} = \frac{(1 - \cos\theta)}{mc^2}.$$

Звідси, позначивши для стислості енергію спокою електрона mc^2 через E_0 , знайдемо:

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{(\varepsilon/E_0)(1 - \cos\theta) + 1}. \quad (1)$$

Підставивши числові значення величин, отримаємо $\varepsilon' = 0,43 \text{ MeV}$.

2. Кінетична енергія електрона віддачі, як це впливає із закону збереження енергії, дорівнює різниці між енергією ε падаючого фотона і енергією ε' розсіяного фотона:

$$T = \varepsilon - \varepsilon' = 0,32 \text{ MeV}.$$

3. Напрямок руху електрона віддачі знайдемо, застосувавши закон збереження імпульсу, згідно з яким імпульс падаючого фотона p дорівнює векторній сумі імпульсів розсіяного фотона p' і електрона віддачі:

$$p = p' + mv.$$

Векторна діаграма імпульсів зображена на рис. 6.10.

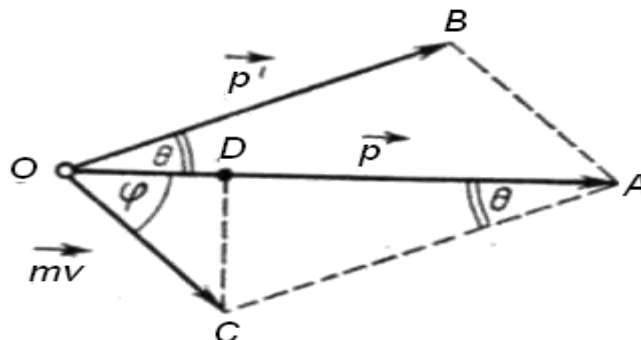


Рис. 6.10. Векторна діаграма імпульсів

Всі вектори проведені з точки O, де перебував електрон в момент зіткнення з фотоном. Кут φ визначає напрямок руху електрона віддачі.

З трикутника OCD знаходимо:

$$tg\varphi = \frac{|CD|}{|OD|} = \frac{|CA|\sin\theta}{|OA| - |CA|\cos\theta},$$

$$tg\varphi = \frac{p'\sin\theta}{p - p'\cos\theta} = \frac{\sin\theta}{p/p' - \cos\theta}.$$

Оскільки $p = \varepsilon / c$ і $p' = \varepsilon' / c$, то

$$tg\varphi = \frac{\sin\theta}{\varepsilon/\varepsilon' - \cos\theta}. \quad (2)$$

Перетворимо формулу (2) так, щоб кут φ висловлювався безпосередньо через величини ε і θ , задані в умові завдання.

З формули (1) випливає:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} = \frac{\varepsilon}{E_0}(1 - \cos\theta) + 1. \quad (3)$$

Замінімо у формулі (2) співвідношення ε/ε' за формулою (3):

$$tg\varphi = \frac{\sin\theta}{(1 + \varepsilon/E_0)(1 - \cos\theta)}.$$

Враховуючи, що $\sin\theta = 2\sin(\theta/2)\cos(\theta/2)$ та $1 - \cos\theta = 2\sin^2(\theta/2)$, після відповідних перетворень отримаємо:

$$tg\varphi = \frac{ctg\theta/2}{1 - \varepsilon/E_0}. \quad (4)$$

Після обчислення за формулою (4) знайдемо $tg\varphi = 0,701$, звідки $\varphi = 35^\circ$.

Відповідь. 1) $\varepsilon' = 0,43$ МэВ; 2) $T = 0,32$ МэВ; 3) $\varphi = 35^\circ$.

6. Визначити енергію електрона віддачі при ефекті Комптона, якщо фотон ($\lambda = 100$ пм) був розсіяний на кут $\theta = 180^\circ$.

Дано: $\lambda = 100$ пм = 10^{-10} м; $\theta = 180^\circ$.

Визначити: W .

Рішення. Енергія електрона віддачі дорівнює різниці енергій падаючого і розсіяного фотонів:

$$W = \varepsilon - \varepsilon' = h\nu - h\nu' = hc/\lambda - hc/\lambda' = \frac{hc\Delta\lambda}{\lambda\lambda'}, \quad (1)$$

де $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ – зміна довжини хвилі фотона в результаті розсіювання на вільному електроні:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

де $m_0 = 9,11 \times 10^{-31}$ кг – маса спокою електрона;
 $h = 6,63 \times 10^{-34}$ Дж \times с – постійна Планка.

Підставивши (2) в (1) і враховуючи, що $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, знайдемо потрібну енергію електрона віддачі:

$$W = \frac{2h^2 \sin^2(\theta/2)}{m_0\lambda \left(\lambda + \frac{2h}{m_0c} \sin^2(\theta/2) \right)}.$$

Обчислюючи, отримуємо $W = 9,2 \times 10^{-17}$ Дж = 575 еВ.

Відповідь. $W = 9,2 \times 10^{-17}$ Дж = 575 еВ.

6.6. Завдання для самостійного рішення

6.6.1. Знайти масу m фотона: а) червоних променів світла ($\lambda = 700$ нм), б) рентгенівських променів ($\varepsilon = 25$ пм), в) гамма променів ($\lambda = 1,24$ пм).
[а) $3,2 \times 10^{-36}$ кг; б) $8,8 \times 10^{-32}$ кг; в) $1,8 \times 10^{-30}$ кг]

6.6.2. Знайти енергію ε , масу m і імпульс p фотона, якщо відповідних йому довжина хвилі $\lambda = 1,6$ пм. [$1,15 \times 10^{-13}$ Дж; $1,38 \times 10^{-30}$ кг; $4,1 \times 10^{-22}$ кг \times м / с]

6.6.3. З якою швидкістю v повинен рухатися електрон, щоб його кінетична енергія дорівнювала енергії фотона з довжиною хвилі $\lambda = 520$ нм? [$9,2 \times 10^5$ м / с]

6.6.4. З якою швидкістю v повинен рухатися електрон, щоб його імпульс дорівнював імпульсу фотона з довжиною хвилі $\lambda = 520$ нм? [$1,4$ км / с]

6.6.5. Яку енергію ε повинен мати фотон, щоб його маса була рівна масі спокою електрона? [$0,51$ MeV]

6.6.6. Імпульс, переносимий монохроматичним пучком фотонів через майданчик $S = 2$ см² за час $t = 0,5$ хв, дорівнює $p = 3 \times 10^{-9}$ кг \times м/с.

Знайти для цього пучка енергію E , падаючу на одиницю площі за одиницю часу. [150 Дж/(с \times м²)]

6.6.7. При якій температурі T кінетична енергія молекули двоатомного газу буде дорівнювати енергії фотона з довжиною хвилі $\lambda = 589$ нм? [9800 К]

6.6.8. Визначити енергію ε , масу m і імпульс p фотона, якому відповідає довжина хвилі $\lambda = 380$ нм (фіолетовий кордон видимого спектру). [$3,27$ eV; $5,8 \times 10^{-36}$ кг; $1,74 \times 10^{-27}$ кг \times м/с]

6.6.9. Визначити довжину хвилі λ , масу m і імпульс p фотона з енергією $\varepsilon = 1$ MeV.

Порівняти масу цього фотона з масою електрона що покоїться. [$1,24$ пм, $1,8 \times 10^{-30}$ кг; $5,3 \times 10^{-22}$ кг \times м / с; $m_{\text{ф}} \approx 2 m_e$]

6.6.10. Визначити довжину хвилі λ фотона, імпульс якого дорівнює імпульсу електрона, що володіє швидкістю $v = 10$ Мм/с. [73 пм]

6.6.11. Визначити довжину хвилі λ фотона, маса якого дорівнює масі спокою: 1) електрона; 2) протона. [$2,42$ пм; $1,32$ фм]

6.6.12. Визначити для фотона з довжиною хвилі $\lambda = 0,5$ мкм: 1) його енергію, 2) імпульс, 3) масу. [1) $2,48$ eV; 2) $1,33 \times 10^{-27}$ кг \times м/с; 3) $4,43 \times 10^{-36}$ кг]

6.6.13. Визначити енергію фотона, при якій його маса дорівнює масі спокою електрона.

Відповідь виразити в електрон–вольтах. [$0,512$ MeV]

6.6.14. Визначити, з якою швидкістю повинен рухатися електрон–трон, щоб його імпульс був рівний імпульсу фотона, довжина хвилі якого $\lambda = 0,5$ мкм. [1,45 км/с]

6.6.15. Визначити довжину хвилі фотона, імпульс якого дорівнює імпульсу електрона, що пройшов різницю потенціалів $U = 9,8$ В. [392 пм]

6.6.16. Визначити температуру, при якій середня енергія молекул трьохатомного газу дорівнює енергії фотонів, відповідного випромінювання $\lambda = 600$ нм. [8кК]

6.6.17. Визначити, з якою швидкістю повинен рухатися електрон–трон, щоб його кінетична енергія дорівнювала енергії фотона, довжина хвилі якого $\lambda = 0,5$ мкм. [934 км/с]

6.6.18. Визначити роботу виходу A електронів з натрію, якщо червона межа фотоефекту $\lambda_0 = 500$ нм. [2,49 еВ]

6.6.19. Чи буде спостерігатися фотоефект, якщо на поверхню срібла направити ультрафіолетове випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 300$ нм? [Не буде, тому що енергія фотона (4,1 еВ) менше роботи виходу (4,7 еВ)]

6.6.20. Яка частка енергії фотона витрачена на роботу вирівнювання фотоелектрона, якщо червона межа фотоефекту $\lambda_0 = 307$ нм і максимальна кінетична енергія T_{\max} фотоелектрона дорівнює 1 еВ? [0,8]

6.6.21. На поверхню літію падає монохроматичне світло ($\lambda = 310$ нм). Щоб припинити емісію електронів, потрібно прикласти затримуючу різницю потенціалів U_3 не менше 1,7 В.

Визначити роботу виходу A . [2,3 еВ]

6.6.22. Для припинення фотоефекту, викликаного опроміненням ультрафіолетовим світлом платинової пластинки, потрібно докласти затримуючу різницю потенціалів $U_{31} = 3,7$ В. Якщо платинову пластинку замінити іншою платівкою, то затримуючу різницю потенціалів доведеться збільшити до 6 В.

Визначити роботу виходу електронів A з поверхні цієї пластинки. [4 еВ]

6.6.23. На цинкову пластинку падає монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 220$ нм. Визначити максимальну швидкість v_{\max} фотоелектронів. [760 км/с]

6.6.24. Визначити довжину хвилі λ ультрафіолетового випромінювання, що падає на поверхню деякого металу, при максимальній швид-

кості фотоелектронів, що дорівнює 10 Мм/с. Роботою виходу електронів з металу знехтувати. [4,36 нм]

6.6.25. Визначити максимальну швидкість v_{\max} фотоелектронів, що вилітають з металу під дією γ -випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,3$ нм. [Електрон релятивістський; $\beta = 0,83$; $v = \beta c = 249$ Мм/с]

6.6.26. Визначити максимальну швидкість v_{\max} фотоелектронів, що вилітають з металу при опроміненні γ -фотонами з енергією $\varepsilon = 1,53$ МеВ. [291 Мм/с]

6.6.27. Максимальна швидкість v_{\max} фотоелектронів, що вилітають з металу, при опроміненні його γ -фотонами, дорівнює 291 мм/с.

Визначити енергію ε γ -фотонів. [1,59 МеВ]

6.6.28. Довжина хвилі світла, відповідна червоному кордону фотоелектру, для деякого металу $\lambda_0 = 275$ нм. Знайти мінімальну енергію ε фотона, що викликає фотоелектр. [4,5 еВ]

6.6.29. Довжина хвилі світла, відповідна червоному кордону фотоелектру для деякого металу $\lambda_0 = 275$ нм.

Знайти роботу виходу A електрона з металу, максимальну швидкість v_{\max} електронів, що вириваються з металу світлом з довжиною хвилі $\lambda = 180$ нм, і максимальну кінетичну енергію W_{\max} електронів. [4,5 еВ; $9,1 \times 10^5$ м/с; $3,8 \times 10^{-19}$ Дж]

6.6.30. Знайти частоту ν світла, що виривається з металу електрони, які повністю затримуються різницею потенціалів $U = 3$ В. Фотоелектр починається при частоті світла $\nu_0 = 6 \times 10^{14}$ Гц.

Знайти роботу виходу A електрона з металу. [$13,2 \times 10^{14}$ Гц; 2,48 еВ]

6.6.31. Знайти затримуючу різницю потенціалів U електронів, що вириваються при висвітленні калію світлом з довжиною хвилі $\lambda = 330$ нм. [1,75 В]

6.6.32. При фотоелектрі з платинової поверхні електрони повністю затримуються різницею потенціалів $U = 0,8$ В.

Знайти довжину хвилі λ вживаного опромінення і граничну довжину хвилі λ_0 , при якій ще можливий фотоелектр. [204 нм; 234 нм]

6.6.33. Фотони з енергією $\varepsilon = 4,9$ еВ виривають електрони з металу з роботою виходу $A = 4,5$ еВ.

Знайти максимальний імпульс p_{\max} , переданий поверхні металу при вильоті кожного електрона. [$3,45 \times 10^{-25}$ кг \times м/с]

6.6.34. Визначити максимальну швидкість фотоелектронів, що вириваються з поверхні металу, якщо фотострум припиняється при додатку затримуючої напруги $U_z = 3,7$ В. [1,14 мм/с]

6.6.35. Червона межа фотоефекту для деякого металу дорівнює 500 нм.

Визначити мінімальне значення енергії фотона, що викликає фотоефект. [2,48 еВ]

6.6.36. Фотоелектрони, вирвані з поверхні металу, повністю затримуються при додатку зворотньої напруги $U_z = 3$ В. Фотоефект для цього металу починається при частоті падаючого монохроматичного світла $\nu_0 = 6 \times 10^{14}$ с⁻¹.

Визначити:

1) роботу виходу електронів з цього металу;

2) частоту застосованого опромінення. [1) 2,48 еВ; 2) $1,32 \times 10^{15}$ с⁻¹]

6.6.37. Визначити роботу виходу A електронів з вольфраму, якщо «червона межа» фотоефекту для нього $\lambda_0 = 275$ нм. [4,52 еВ]

6.6.38. Калій висвітлюється монохроматичним світлом з довжиною хвилі 400 нм. Визначити найменшу затримуючу напругу, при якій фотострум припиниться. Робота виходу електронів з калію дорівнює 2,2 еВ. [0,91 В]

6.6.39. Червона межа фотоефекту для деякого металу дорівнює 500 нм.

Визначити:

1) роботу виходу електронів з цього металу;

2) максимальну швидкість електронів, що вириваються з цього металу світлом з довжиною хвилі 400 нм. [1) 2,48 еВ; 2) 468 км/с]

6.6.40. Вибиті світлом при фотоефекті електрони при опроміненні фотокатода видимим світлом повністю затримуються зворотньою напругою $U_z = 1,2$ В. Спеціальні вимірювання показали, що довжина хвилі падаючого світла $\lambda = 400$ нм.

Визначити червону межу фотоефекту. [652 нм]

6.6.41. Затримуюча напруга для платинової пластинки (робота виходу 6,3 еВ) становить 3,7 В. При тих же умовах для іншої пластинки затримуюча напруга дорівнює 5,3 В.

Визначити роботу виходу електронів з цієї пластинки. [4,7 еВ]

6.6.42. Визначити, до якого потенціалу зарядиться відокремлена срібна кулька при опроміненні її ультрафіолетовим світлом довжиною хвилі $\lambda = 280$ нм. Робота виходу електронів із срібла $A = 4,7$ еВ. [1,27В]

6.6.43. При освітленні вакуумного фотоелемента монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda_1 = 0,4$ мкм він заряджається до різниці потенціалів $\varphi_1 = 2$ В.

Визначити, до якої різниці потенціалів зарядиться фотоелемент при висвітленні його монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda_2 = 0,3$ мкм. [3,04 В]

6.6.44. Плоский срібний електрод висвітлюється монохроматичним випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 83$ нм.

Визначити, на яку максимальну відстань від поверхні електрода може піти фотоелектрон, якщо поза електродом є затримуюче електричне поле напруженістю $E = 10$ В/см. «Червона межа» фото ефекту для срібла $\lambda_c = 264$ нм. [1,03 см]

6.6.45. Фотони з енергією $\varepsilon = 5$ еВ виривають фотоелектрони з металу з роботою виходу $A = 4,7$ еВ.

Визначити максимальний імпульс, переданий поверхні цього металу при вильоті електрону. [$2,96 \times 10^{-25}$ кг \times м/с]

6.6.46. При освітленні катода вакуумного фотоелемента монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda = 310$ нм фотострум припиняється при деякій затримуючій напрузі. При збільшенні довжини хвилі на 25 % затримуюча напруга виявляється менше на 0,8 В.

Визначити за цими експериментальними даними постійну Планка. [$6,61 \times 10^{-34}$ Дж \times с]

6.6.47. Визначити максимальну швидкість v_{\max} фотоелектронів, що вириваються з поверхні цинку (робота виходу $A = 4$ еВ), при опроміненні γ -випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 2,47$ пм. [259 Мм/с]

6.6.48. Тиск монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм на зачорнену поверхню, розташовану перпендикулярно падаючим променям, дорівнює 0,12 мкПа.

Визначити число фотонів, що падають щосекунди на 1 м² поверхні. [$9,05 \times 10^{19}$]

6.6.49. На ідеально відбивну поверхню площею $S = 5$ см² за час $t = 3$ хв нормально падає монохроматичне світло, енергія якого $W = 9$ Дж.

Визначити: 1) опромінення поверхні; 2) світловий тиск, який чиниться на поверхню. [1) 100 Вт/м²; 2) 667 нПа]

6.6.50. Визначити тиск світла на стінки електричної 150-ватної лампочки, приймаючи, що вся споживана потужність йде на випромінювання і стінки лампочки відображають 15 % падаючого на них світла. Вважати лампочку сферичним посудиною радіусу 4 см. [28,6 мкПа]

6.6.51. Тиск монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм на зачорнену поверхню, розташовану перпендикулярно падаючому випромінюванню, дорівнює 0,15 мкПа.

Визначити число фотонів, що падають на поверхню площею 40 см² за одну секунду. [$4,52 \times 10^{17}$]

6.6.52. Тиск p монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 600$ нм на зачорнену поверхню, розташовану перпендикулярно падаючому випромінюванню, становить 0,1 мкПа.

Визначити:

1) концентрацію n фотонів в світловому пучку;
2) число N фотонів, що падають щосекунди на 1 м² поверхні. [1) $3,02 \times 10^{11}$ м⁻³; 2) $9,06 \times 10^{19}$]

6.6.53. На ідеально відображаючу плоску поверхню нормально падає монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 0,55$ мкм. Потік випромінювання Φ_e становить 0,45 Вт

Визначити:

1) число фотонів N , що падають на поверхню, за час $t = 3$ с;
2) силу тиску, випробовувану цією поверхнею. [1) $4,15 \times 10^{18}$, 2) 3 нН]

6.6.54. Плоска світлова хвиля інтенсивністю $I = 0,1$ Вт/см² падає під кутом $\alpha = 30^\circ$ на плоску поверхню, що відбиває з коефіцієнтом відображення $\rho = 0,7$. Використовуючи квантові уявлення, визначити нормальний тиск, який чиниться світлом на цю поверхню. [4,25 мкПа]

6.6.55. Визначити тиск p сонячного випромінювання на зачорнену платівку, розташовану перпендикулярно сонячним променям і розташовану поза земної атмосфери на середній відстані від Землі до Сонця [4,6 мкПа]

6.6.56. Визначити поверхневу щільність потоку енергії випромінювання, що падає на дзеркальну поверхню, якщо світловий тиск p при перпендикулярному падінні променів дорівнює 10 мкПа. [1,5 кВт/м²]

6.6.57. Потік енергії Φ_e , випромінюваний електричною лампою, дорівнює 600 Вт. На відстані $r = 1$ м від лампи перпендикулярно падаючим променям розташоване кругле плоске дзеркальце діаметром $d = 2$ см.

Приймаючи, що випромінювання лампи однаково в усіх напрямках і що дзеркальце повністю відображає падаюче на нього світло, визначити силу F світлового тиску на люстерко. [0,1 нН]

6.6.58. На дзеркальце з ідеально відображаючою поверхнею площею $S = 1,5$ см² падає нормально світло від електричної дуги.

Визначити імпульс p , отриманий дзеркальцем, якщо поверхнева щільність потоку випромінювання, що падає на дзеркальце, дорівнює 0,1 МВт/м². Тривалість опромінення $t = 1$ с. [10^{-7} кг × м/с]

6.6.59. Супутник у формі кулі рухається навколо Землі на такій висоті, що поглинанням сонячного світла в атмосфері можна знехтувати. Діаметр супутника $d = 40$ м.

Знаючи сонячну постійну і приймаючи, що поверхня супутника повністю відбиває світло, визначити силу тиску F сонячного світла на супутник. [11,2 мН]

6.6.60. Тиск p монохроматичного світла ($\lambda = 600$ нм) на чорну поверхню, розташовану перпендикулярно падаючим променям, дорівнює 0,1 мкПа.

Визначити число N фотонів, що падають за час $t = 1$ с на поверхню площею $S = 1$ см². [9×10^{15}]

6.6.61. Монохроматичне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм падає нормально на плоску дзеркальну поверхню і тисне на неї з силою $F = 10$ ПН. Визначити число n_1 фотонів, щосекунди падаючих на цю поверхню. [$3,77 \times 10^{18}$]

6.6.62. Знайти світловий тиск p на стінки електричної 100-ватної лампи. Колба лампи являє собою сферичну посудину радіусом $r = 5$ см. Стінки лампи відображають 4 % і пропускають 6 % падаючого на них світла. Вважати, що вся споживана потужність йде на випромінювання. [10,4 мкПа]

6.6.63. На поверхню площею $S = 0,01$ м² в одиницю часу падає світлова енергія $E = 1,05$ Дж/с.

Знайти світловий тиск p у випадках, коли поверхня повністю відображає і повністю поглинає падаючі на неї промені. [0,7 мкПа; 0,35 мкПа]

6.6.64. Монохроматичний пучок світла ($\lambda = 490$ нм), падаючи по нормалі до поверхні, виробляє світловий тиск $p = 4,9$ мкПа.

Яке число фотонів / падає в одиницю часу на одиницю площі цієї поверхні? Коефіцієнт відбиття світла $r = 0,25$. [$2,9 \times 10^{21} \text{ с}^{-1} \times \text{м}^{-2}$]

6.6.65. Паралельний пучок монохроматичного світла ($\lambda = 662 \text{ нм}$) падає на зачорнену поверхню і справляє на неї тиск $p = 0,3 \text{ мкПа}$.

Визначити концентрацію n фотонів у світловому пучку. [10^{12} м^{-3}]

6.6.66. Визначити довжину хвилі рентгенівського випромінювання, якщо при комптонівському розсіянні цього випромінювання під кутом $\theta = 60^\circ$ довжина хвилі розсіяного випромінювання виявилася рівній 57 пм . [$56,9 \text{ пм}$]

6.6.67. Рентгенівське випромінювання довжиною хвилі $\lambda = 55,8 \text{ пм}$ розсіюється плиткою графіту (Комптон-ефект).

Визначити довжину хвилі λ' світла, розсіяного під кутом $\theta = 60^\circ$ до напрямку падаючого пучка світла. [57 пм]

6.6.68. Визначити максимальну зміну довжини хвилі при комптонівському розсіянні:

1) на вільних електронах,

2) на вільних протонах. [$4,84 \text{ пм}$; $2,64 \text{ фм}$]

6.6.69. Визначити кут θ розсіяння фотона, який зазнав зіткнення з вільним електроном, якщо зміна довжини хвилі $\Delta\lambda$ при розсіянні дорівнює $3,62 \text{ пм}$. [120° або 240°]

6.6.70. Фотон з енергією $\varepsilon = 0,4 \text{ МеВ}$ розсіявся під кутом $\theta = 90^\circ$ на вільному електроні. Визначити енергію ε' розсіяного фотона і кінетичну енергію T електрона віддачі. [$0,224 \text{ МеВ}$; $0,176 \text{ МеВ}$]

6.6.71. Визначити імпульс p електрона віддачі при ефекті Комптона, якщо фотон з енергією, рівною енергії спокою електрона, був розсіяний на кут $\theta = 180^\circ$. [$3,6 \times 10^{-22} \text{ кг} \times \text{м/с}$]

6.6.72. Яка частка енергії фотона при ефекті Комптона приходиться на електрон віддачі, якщо фотон зазнав розсіяння на кут $\theta = 180^\circ$? Енергія ε фотона до розсіювання дорівнює $0,255 \text{ МеВ}$. [$0,5$]

6.6.73. Фотон з енергією $\varepsilon = 0,25 \text{ МеВ}$ розсіявся на вільному електроні. Енергія ε' розсіяного фотона дорівнює $0,2 \text{ МеВ}$.

Визначити кут розсіяння θ . [$60^\circ 40'$ або $229^\circ 20'$]

6.6.74. Кут розсіювання θ фотона дорівнює 90° . Кут віддачі ϕ електрона дорівнює 30° . Визначити енергію ε падаючого фотона. [$0,37 \text{ МеВ}$]

6.6.75. Фотон ($\lambda = 1 \text{ пм}$) розсіявся на вільному електроні під кутом $\theta = 90^\circ$. Яку частку своєї енергії фотон передав електрону? [70%]

6.6.76. Довжина хвилі λ фотона дорівнює комптонівській довжині λ_C електрона.

Визначити енергію ε і імпульс p фотона. [0,511 MeV; $2,7 \times 10^{-22}$ кг \times м/с]

6.6.77. Енергія ε падаючого фотона дорівнює енергії спокою електрона.

Визначити частку w_1 енергії падаючого фотона, яку збереже розсіяний фотон, і частку w_2 цієї енергії, отриману електроном віддачі, якщо кут розсіяння θ дорівнює:

1) 60°;

2) 90°;

3) 180°.

1) $w_1 = 0,67$, $w_2 = 0,33$;

2) $w_1 = w_2 = 0,5$,

3) $w_1 = 0,33$, $w_2 = 0,67$]

6.6.78. Рентгенівські промені з довжиною хвилі $\lambda_0 = 70,8$ пм випробують комптонівське розсіяння на парафіні.

Знайти довжину хвилі λ рентгенівських променів, розсіяних у напрямках: а) $\varphi = \pi/2$; б) $\varphi = \pi$. [а) 2,42 пм; 73,22 пм; б) 4,8 пм; 75,6 пм]

6.6.79. Яка була довжина хвилі λ_0 рентгенівського випромінювання, якщо при комптонівському розсіянні цього випромінювання графітом під кутом $\varphi = 60^\circ$ довжина хвилі розсіяного випромінювання виявилася рівною $\lambda = 25,4$ нм? [24,2 пм]

6.6.80. Рентгенівські промені з довжиною хвилі $\lambda_0 = 20$ пм відчують комптонівське розсіювання під кутом $\varphi = 90^\circ$.

Знайти зміну $\Delta\lambda$ довжини хвилі рентгенівських променів при розсіянні, а також енергію W_e і імпульс електрона віддачі.

[2,42 пм; 6,6 кеВ; $4,4 \times 10^{-23}$ кг \times м/с]

6.6.81. При комптонівському розсіянні енергія падаючого фотона розподіляється порівну між розсіяним фотоном і електроном віддачі.

Кут розсіювання $\varphi = \pi/2$.

Знайти енергію W і імпульс p розсіяного фотона.

[0,26 MeV; $9,3 \times 10^{-12}$ кг \times м/с]

6.6.82. Енергія рентгенівських променів $\varepsilon = 0,6$ MeV.

Знайти енергію W_e електрона віддачі, якщо довжина хвилі рентгенівських променів після комптонівського розсіяння змінилася на 20 %. [0,1 MeV]

Контрольні запитання

1. Поясніть поняття «фотона» і його історію.
2. Поясніть, якою формулою визначається енергія фотона?
3. Поясніть, якою формулою визначається маса фотона? Що таке маса спокою фотона?
4. Поясніть, якою формулою визначається імпульс фотона?
5. Запишіть і поясніть формулу для результуючого тиску фотонного газу, що знаходиться в рівновазі при температурі T .
6. Визначте ентропію фотонного газу.
7. Запишіть і поясніть рівняння адіабатичного процесу для фотонного газу.
8. Теплове випромінювання Всесвіту. Охарактеризуйте поняття.
9. Що таке фотоэффект?
10. Назвіть і коротко поясніть основні види фотоэффекту.
11. Наведіть і поясніть якісний вид вольтамперної характеристики фотоелемента.
12. Назвіть і поясніть експериментально встановлені основні закономірності фотоэффекту.
13. Запишіть рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоэффекта.
14. Яким співвідношенням визначається робота виходу A ?
15. Важливою кількісною характеристикою фотоэффекту є квантовий вихід γ . Поясніть це поняття.
16. Чому фотоелектричні виміри вельми чутливі до природи і стану поверхні фотокатода?
17. Коротко поясніть, як з дослідів визначає постійну Планка?
18. Які пристрої називають фотоелементами і чому?
19. Коротко поясніть, в чому полягає суть ефекту Комптона?
20. Яке співвідношення називають формулою Комптона?
21. У чому відмінність характеру взаємодії фотона і електрона при фотоэффекті і ефекті Комптона?
22. Поясніть коротко основні дії світла.
23. Поясніть суть ефекту Рамана.
24. Поясніть поняття – тиск світла.
25. Чому дорівнює відношення тиску світла на дзеркальну і зачорнену поверхні?
26. Поясніть поняття: корпускулярно-хвильовий дуалізм світла.

7. Лабораторні роботи

Лабораторна робота № 1

Визначення довжини хвилі світла в експерименті Юнга

Мета роботи – вивчення явища інтерференції світла за допомогою щілин Юнга і визначення довжини світлової хвилі.

Загальні положення

Світло, з точки зору класичної електродинаміки, являє собою поперечні електромагнітні хвилі, що поширюються у вакуумі зі швидкістю $c \approx 3 \times 10^8$ м/с.

Джерела, що випромінюють хвилі однакової частоти з постійною різницею фаз, і співпадаючими площинами коливань вектора \vec{E} , називаються когерентними. Хвилі, що випромінюються такими джерелами, також є когерентним.

Інтерференція хвиль – це явище посилення світлової інтенсивності в одних точках простору та їх ослаблення в інших точках, яке відбувається в результаті складання двох або декількох когерентних хвиль.

Необхідною умовою інтерференції хвиль є їх когерентність. Цій умові задовольняють лише монохроматичні світлові хвилі. У разі дотримання даних умов можна спостерігати інтерференцію не лише світлових хвиль, але і звукових, радіохвиль тощо.

З повсякденного досвіду відомо, що при накладанні світла від двох незалежних джерел (наприклад двох електричних ламп розжарювання) ніколи не вдається спостерігати явище інтерференції. Причина полягає в тому, що джерелом світлових коливань є окремі атоми тіла, та в певний момент в даній точці сходяться коливання, створювані всіма атомами, що випромінюють світло. Кожній атом випромінює світло незалежно від інших атомів з різноманітними фазами та частотами. Ці процеси відбуваються хаотично. Сукупність атомів випромінює некогерентні хвилі.

Для отримання когерентних хвиль необхідно хвилю, випромінювану окремим атомом, розділити на дві частини. Це може бути реалізовано за допомогою щілин Юнга, дзеркал та біпризми Френеля та іншими способами.

У досліді Юнга пучок світла падав на пластину А з малим отвором (рис. 7.1). У наслідок дифракції пучок світла починає розходитися та падає на другу пластинку В з двома щілинами S_1 і S_2 . Світлові промені, які виходили із щілин, були когерентними. На екрані, розташованого навпроти щілин, спостерігалась інтерференційна картина.

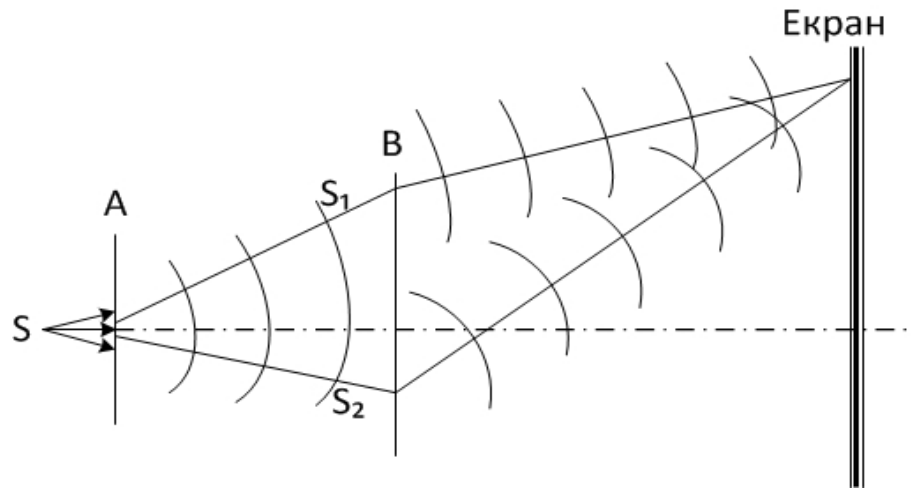


Рис. 7.1. Схеми дослідів Юнга

Проведемо розрахунки інтерференційної карти. У даній точці Р екрана (рис. 7.2) буде спостерігатися мінімум, якщо різниця хода променів S_1P і S_2P дорівнює непарному числу півхвиль:

$$\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.1)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

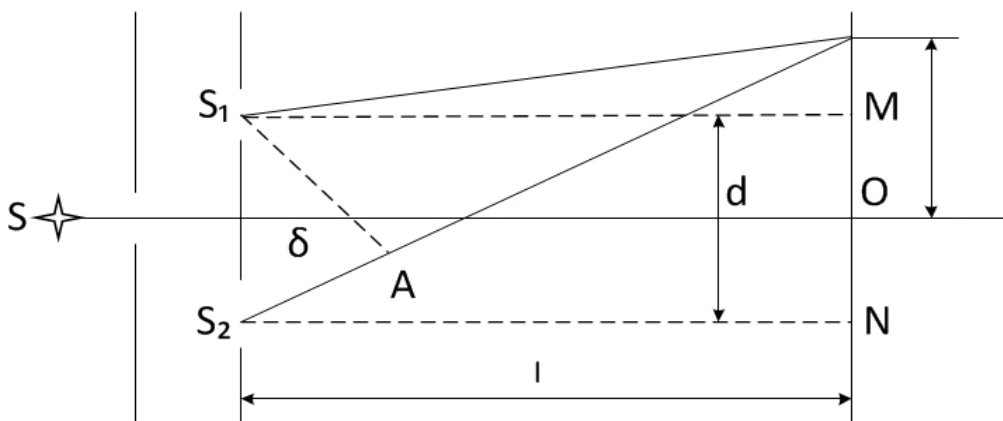


Рис. 7.2. Схеми дослідів Юнга з позначеннями для розрахунку

Відстань l від щілин до екрана значно більша відстані між щілинами d ($l \gg d$).

На рис. 7.2 $S_2A = \delta$ – різниця ходу променів від точок S_2 і S_1 до точки P на екрані. З трикутників S_1PM і S_2PM (вони прямокутні) маємо:

$$(S_1P)^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad (7.2)$$

$$(S_2P)^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \quad (7.3)$$

де x – відстань від центра екрана до точки P .

З формул (7.2) і (7.3)

$$(S_2P)^2 - (S_1P)^2 = (S_2P + S_1P)(S_2P - S_1P) = 2xd, \quad (7.4)$$

Оскільки $S_2P + S_1P \approx 2l$, а $(S_2P - S_1P) = \delta$, то

$$2l\delta = 2xd, \quad (7.5)$$

звідки

$$\delta = \frac{xd}{l}. \quad (7.6)$$

З (7.6) умова мінімуму освітлюваності екрана в точці P має вигляд

$$\delta = \frac{xd}{l} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (7.7)$$

Макимум освітлюваності в точці P буде при рівності різниці ходу променів S_1P і S_2P парному числу півхвиль, тобто

$$\delta = \frac{2k\lambda}{2} = k\lambda, \quad (7.8)$$

або

$$\frac{xd}{l} = k\lambda, \quad (7.9)$$

тобто

$$x = k\left(\frac{\lambda l}{d}\right). \quad (7.10)$$

Визначимо відстань Δx між двома сусідніми світлими полосами (максимумами) на екрані:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = (k+1) \frac{\lambda l}{d} - k \left(\frac{\lambda l}{d} \right) = \frac{\lambda l}{d}. \quad (7.11)$$

Якщо відомі величини l і d , то, вимірявши відстань між двома сусідніми світлими полосами Δx на екрані, можна з (7.11) визначити λ :

$$\lambda = \Delta x \frac{d}{l}. \quad (7.12)$$

Опис лабораторної установки

Схема установки приведена на рис. 7.3. На шляху лазерного променя розташовані пластинки 2 – 9 з отвором й 2 – 1 з двома щілинами, а також екран, що відображає.

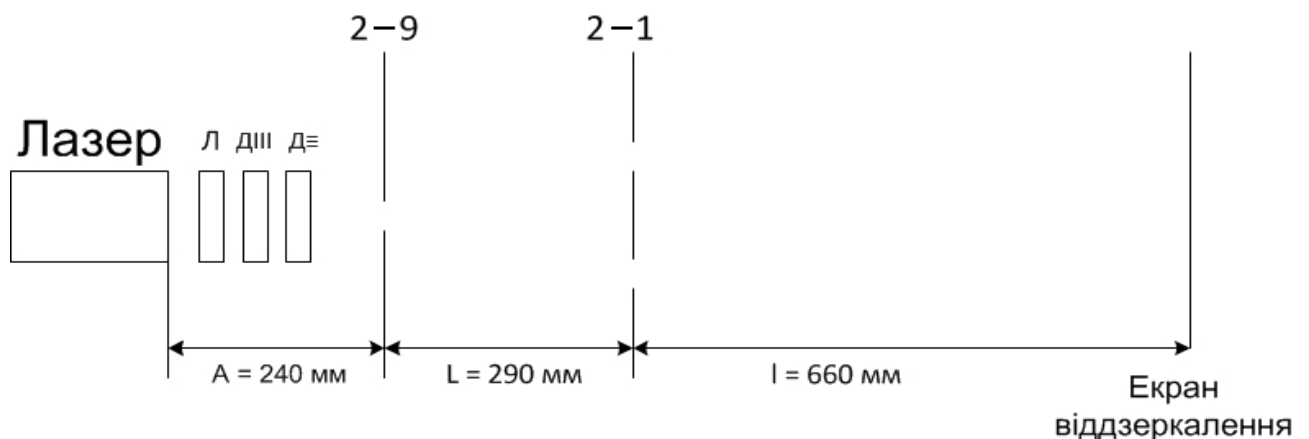


Рис. 7.3. Схема установки

Екран і пластинки 2 – 9, 2 – 1 розміщені перпендикулярно до осі лазерного променя.

Порядок виконання лабораторної роботи

1. Вивчити призначення приладів і деталей лабораторної установки.
2. Встановити прилади і деталі, як вказано на рис. 7.3.
3. Включити в мережу 220 вольт вилку мережного шнура лазера і натиснути кнопку ввімкнення мережі.

4. Лінійкою виміряти відстань x_1 між декількома інтерференційними максимумами в центрі інтерференційної картини та знайти середню відстань $\overline{\Delta x}$ між двома сусідніми максимумами $\overline{\Delta x} = \frac{x_1}{n}$.

5. За формулою (7.12) визначити значення довжини хвилі лазерного випромінювання.

6. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Які хвилі називаються когерентними?
2. У чому полягає явище інтерференції?
3. Що таке інтенсивність світла, якій величині вона пропорційна?
4. Що таке оптичний хід променя, оптична різниця ходу?
5. Запишіть умови інтерференційного максимуму й мінімуму для двох когерентних хвиль.
6. Що являє собою інтерференційна картина для двох щілин?
7. Наведіть формулу для визначення довжини світлової хвилі з досліду Юнга.
8. Виведіть формули для максимуму і мінімуму освітленості екрана в досліді Юнга.
9. Чому щілини Юнга можна розглядати як когерентні джерела?
10. Які ще є способи одержання когерентних джерел?

Лабораторная работа № 2

Визначення періоду дифракційної решітки

Мета роботи – вивчення дифракції світла та визначення періоду дифракційної решітки.

Загальні положення

Дифракція світла – це сукупність явищ, які зумовлені хвильовою природою світла та спостерігаються у разі його розповсюдження в середовищі з різко вираженою оптичною неоднорідністю (наприклад, під час проходження через отвори в екранах, близько межі непрозорих тіл тощо). В більш вужчому значенні під дифракцією світла розуміють огинан-

ня світлом зустрічних перешкод, тобто відхилення від законів геометричної оптики. Наприклад, за деяких умов в центрі тіні від малого круглого екрана утворюється біла крапка. Дифракція світла обумовлена взаємодією світлових хвиль з краями перешкод. Рішення завдання дифракції полягає в знаходженні розподілу освітленості на екрані залежно від розмірів і форми перешкод. Дифракція завжди супроводжується інтерференцією променів, відхилених від прямолінійного розповсюдження.

У теорії дифракції розрізняють: дифракцію Френеля – дифракцію в розбіжних променях; дифракцію Фраунгофера – коли дифракційна картина утворена системами паралельних променів.

Строге математичне рішення задачі дифракції на підставі електромагнітної теорії Максвелла є складним. Однак природа та основні якісні закономірності дифракції світла можуть бути встановлені за допомогою принципу Гюйгенса – Френеля. Згідно з принципом Гюйгенса кожен фронт хвилі можна розглядати як самостійне джерело вторинних коливань, а поверхня, що опинає вторинні хвилі, визначає положення фронту хвилі.

Френель запропонував розділяти фронт хвилі на кільцеві зони, а потім розглядати інтерференцію хвиль, що йдуть у кожен дану точку простору від усіх зон.

Розглянемо дифракцію світла, зумовлену дією дифракційної решітки. Цей випадок дифракції найбільш важливий, оскільки широко використовується в багатьох експериментальних методах спектрального аналізу світла.

Найпростіша дифракційна решітка являє собою систему з великої кількості однакових по ширині « a » та паралельних одне одному щілин, що лежать в одній площині та розділених непрозорими проміжками b .

Величину $d = a + b$ називають періодом дифракційної решітки.

Якщо на дифракційну решітку P (рис. 7.4) нормально до її площини направити пучок паралельних променів, які за дифракційною решіткою зібрати за допомогою лінзи, то у головній фокальній площині отримаємо дифракційну картину, яка складається з яскравих тонких ліній, розділених темними проміжками. Ця картина є результатом інтерференції (накладання) променів, що дифрагують на щілинах решітки і зібраних у фокальній площині лінзи. Як видно на рис. 7.4, різниця ходу δ між відповідними променями двох сусідніх щілин дорівнює

$$\delta = (a + b) \cdot \sin \varphi = d \sin \varphi, \quad (7.13)$$

де φ – кут дифракції.

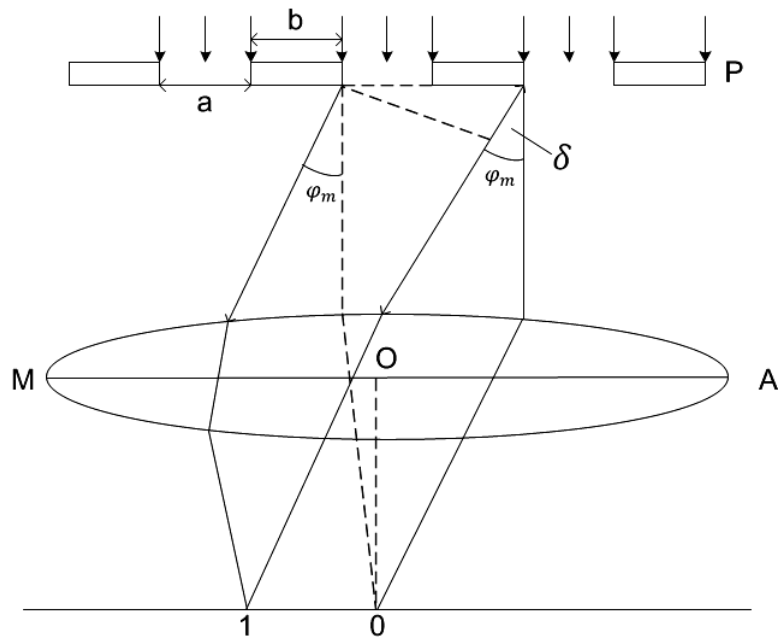


Рис. 7.4. Хід променів після проходження дифракційної решітки

Дифракційні максимуми (яскраві лінії) отримують у тих напрямках, для яких виконується умова

$$\delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda,$$

тобто

$$d \sin \varphi_m = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \quad (7.14)$$

де $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ і називається порядком максимуму.

Відлік ведеться від центральної лінії, для якої $m = 0$ і кут дифракції $\varphi_0 = 0$.

Різниця ходу променів у цьому випадку дорівнює парному числу півхвиль.

Умова мінімумів має вигляд

$$d \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.15)$$

тобто різниця ходу променів дорівнює непарному числу півхвиль.

Якщо дифракційна решітка освітлюється білим світлом, то для різних значень λ положення максимумів у межах даного m (окрім центрального) не співпадають один з одним. Тому центральний максимум має вигляд білої смужки, а всі інші – райдужних смужок – дифракційних спектрів першого, другого і т. д. порядків. У межах кожної смужки окрас змінюється від фіолетового до червоного.

Опис лабораторної установки

Джерелом світла служить оптичний квантовий генератор (лазер).

Для визначення періоду дифракційної решітки прилади розміщують так, як вказано на рис. 7.5.

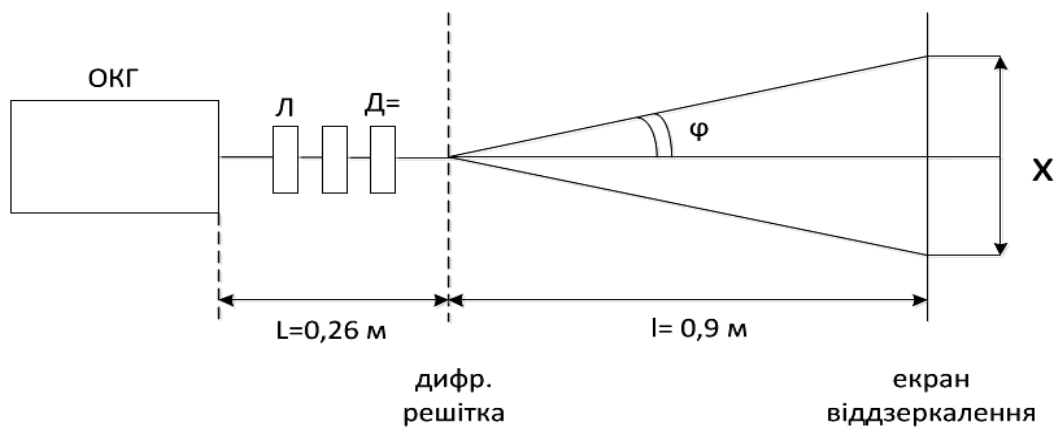


Рис. 7.5. Схема установки

На рис. 7.5 X – відстань на екрані між двома дифракційними максимумами з однаковими номерами, наприклад $m = \pm 1$.

На рис. 7.5 видно, що

$$\frac{X}{2l} = \operatorname{tg} \varphi_m. \quad (7.16)$$

Якщо кут φ малий (тобто при $m = 1, 2, 3$) $\operatorname{in} \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi$, тоді

$$\frac{X}{2l} = \operatorname{tg} \varphi_m. \quad (7.17)$$

Тоді формула (2.2) матиме вигляд:

$$d \frac{X}{2l} = m\lambda, \quad (7.18)$$

звідки період дифракційної решітки

$$d = \frac{2m\lambda l}{X}. \quad (7.19)$$

Порядок виконання лабораторної роботи

1. Вивчити призначення приладів та деталей лабораторної установки.
2. Встановити прилади і деталі, як вказано на **рис. 7.5**.
3. Ввімкнути в мережу 220 вольт вилку мережного шнура лазера і натиснути кнопку ввімкнення мережі.
4. Виміряти лінійкою на екрані відстань X між двома будь-якими дифракційними максимумами з однаковими номерами (± 1 , ± 2 , ± 3). Вимірювання провести декілька разів.
5. За формулою (7.19) визначити величину періоду дифракційної решітки для різних вимірювань. Знайти середнє арифметичне значення періоду.
6. Порівняти отримане значення з паспортними даними.
7. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте принцип Гюйгенса – Френеля.
2. Що таке зони Френеля? Як вони будуються?
3. У чому полягає явище дифракції?
4. Який порядок слідування кольорів у дифракційному спектрі? Яке забарвлення нульового порядку?
5. Поясніть умови спостереження дифракції.
6. Опишіть дифракцію світла, зумовлену дією дифракційної решітки.
7. Що собою являє дифракційна решітка? Чому дорівнює період дифракційної решітки?
8. Яка послідовність визначення періоду решітки в даній лабораторній роботі?

Лабораторна робота № 3

Вивчення закону Малюса

Мета роботи – вивчення явища поляризації світла і закону Малюса.

Загальні положення

З точки зору електромагнітної теорії, світло являє собою поперечну електромагнітну хвилю. Графічно її можна представити у вигляді двох синусоїд, що лежать у взаємно перпендикулярних площинах (рис. 7.6).

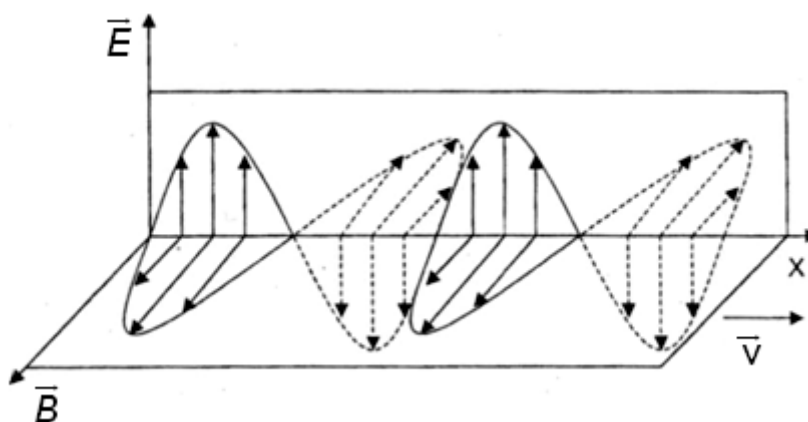


Рис. 7.6. Електромагнітна хвиля

Одна синусоїда відображає зміну величини та напрямку в просторі вектора напруженості електричного поля \vec{E} , а інша – вектор магнітної індукції \vec{B} . Обидва вектори перпендикулярні вектору швидкості поширення електромагнітної хвилі. Площина, в якій відбуваються коливання вектора \vec{E} , називають площиною коливань.

Необхідно врахувати, що природні джерела світла містять величезну кількість атомів і молекул, збуджених по-різному. Однаково збуджені атоми випромінюють світло однієї і тієї ж частоти, але з самими різними початковими фазами і з різною орієнтацією площини коливань у просторі. У результаті в такому монохроматичному промені вектор \vec{E} (а, отже, і \vec{B}) в кожній точці безперервно і хаотично міняє свій напрямок у площині, перпендикулярній променю. Такий промінь світла називають природним або неполяризованим.

При взаємодії світла з речовиною змінне електричне поле впливає на негативно заряджені електрони атомів і молекул цієї речовини, в той час як дія з боку магнітного на заряджені частинки незначна. Тому в процесах поширення світла головну роль відіграє вектор електричної напруженості. Якщо під впливом зовнішніх впливів або внутрішніх особливостей джерела світла поведінка вектора \vec{E} стає впорядкованого, то такий промінь світла називають поляризованим.

Світловий промінь, у якому вектор \vec{E} , як показано на рис. 7.6, весь час коливається в одній і тій же площині, називається плоскополяризованим або лінійно поляризованим; площина, у якій відбуваються коливання вектора магнітної індукції \vec{B} , – площиною поляризації.

Якщо в проекції на площину, перпендикулярну променю світла, кінець вектора напруженості електричного поля \vec{E} описує еліпс, то такий промінь світла називають еліптично поляризованим. Оскільки хвиля поширюється в даному напрямку, то кінець вектора \vec{E} описує в просторі еліптичну спіраль.

Якщо кінець вектора \vec{E} в проекції на площину, перпендикулярну променю, описує коло, то такий промінь називають променем з круговою поляризацією. При цьому в просторі кінець вектора \vec{E} описує циліндричну спіраль.

Природний промінь світла можна представити як накладення двох променів, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах. Для цього треба вектор напруженості \vec{E} природного променя розкласти на дві взаємно перпендикулярні складові \vec{E}_x і \vec{E}_y . Загальна інтенсивність хвилі, тобто енергія електромагнітної хвилі, що проходить через одиницю площі в одиницю часу, пропорційна квадрату амплітуди напруженості електричного поля. З геометричного співвідношення $E^2 = E_x^2 + E_y^2$ випливає, що інтенсивність природного променя дорівнює сумі інтенсивностей обох поляризованих променів, на які він може бути розкладений. Через хаотичність величини і напрямку вектора \vec{E} , інтенсивності променів, поляризованих у будь-яких взаємно перпендикулярних площинах, в середньому однакові і

$$\overline{E_x^2} = \overline{E_y^2} = \frac{1}{2} \overline{E^2}. \quad (7.20)$$

Таким чином, будь-який природний промінь світла не поляризований.

За допомогою спеціальних поляризаційних пристроїв (призм Ніколя, поляроїдів і т. д.) природне світло може бути перетворене в лінійно поляризоване. Такі пристосування виготовляються з анізотропних кристалів. Основна їх властивість полягає в тому, що вони можуть пропускати світлові хвилі, електричний вектор напруженості яких коливається лише в суворо визначених напрямках. Цей напрямок називається головним напрямком.

Це можна показати на механічній аналогії. На рис. 7.7 показана пружна нитка, що натягнута між двома дуже близькими жорсткими паралельними пластинами. У точці S розташоване джерело, що створює поперечні коливання, які поширюються уздовж нитки.

Якщо площина коливань паралельна пластинам P (рис. 7.7а), то такі поперечні хвилі пройдуть між пластинами не затримуючись, коли ж площина коливань перпендикулярна пластин, то пластини будуть перешкоджати поперечним коливанням нитки і не пропустять таку хвилю (рис. 7.7б). У цьому досліді у вертикальному та горизонтальному напрямках механічні властивості середовища різні.

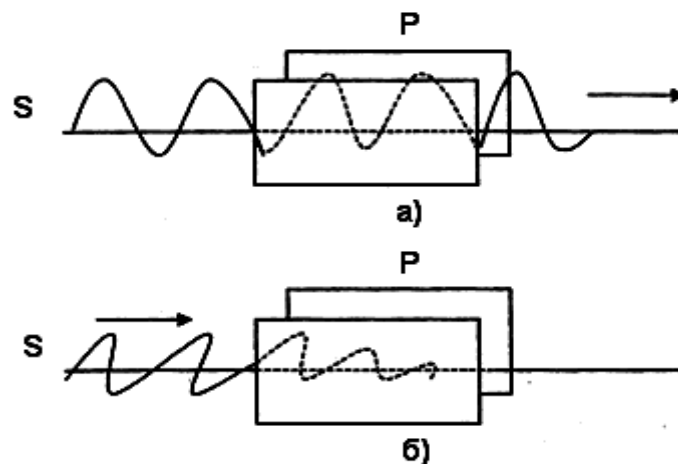


Рис. 7.7. Проходження хвиль крізь анізотропне середовище

Будемо пропускати природний промінь світла, що становить сукупність двох плоскополяризованих променів, через оптично анізотропний кристал. Якщо діелектричні проникності кристала по координатних осях, наприклад ϵ_x і ϵ_y , різні, то різними будуть і показники заломлення

$n_x = \frac{c}{v_x} = \sqrt{\epsilon_x}$ і $n_y = \frac{c}{v_y} = \sqrt{\epsilon_y}$ ($\mu = 1$). Якщо у вакуумі або однорідному се-

редовищі обидва променя рухалися спільно, то при падінні на такий кристал вони заломляться під різними кутами і розійдуться в просторі. Це – явище подвійного променезаломлення. Ступінь поглинання обох променів різна, оскільки вона є функцією орієнтації електричного вектора світлової хвилі. Це явище анізотропії поглинання або дихроїзм. У деяких кристалах один з променів повністю поглинається, і на виході з кристала залишається один плоскополяризований промінь світла. Такий кристал називають поляризатором.

Будемо зображати поляризатор у вигляді пластинки зі штрихуванням паралельним площині коливань електричного вектора променів, що пропускаються поляризатором. На рис. 7.8 показано, як при падінні природного світла на поляризатор П з останнього виходить поляризований промінь, інтенсивність якого відповідно до формули (7.20) дорівнює половині початкової (точніше навіть менше, внаслідок різних поглинань і відображень на шляху променя).

Щоб переконатися в тому, що отриманий промінь поляризований і з'ясувати напрям поляризації, на шляху променя треба поставити другу таку ж поляризовану платівку А (аналізатор). Якщо площини пропускання поляризатора і аналізатора паралельні, то поляризоване світло пройде через аналізатор майже без зменшення інтенсивності (рис. 7.8а), якщо ж ці площини перпендикулярні між собою, то аналізатор повністю погасить падаючий на нього поляризований промінь (рис. 7.8б). У проміжних випадках інтенсивність світла, що пройшло через систему, залежить від орієнтації аналізатора щодо поляризатора і має значення I , що знаходиться між I_0 і нулем. Встановимо зв'язок між I і I_0 .

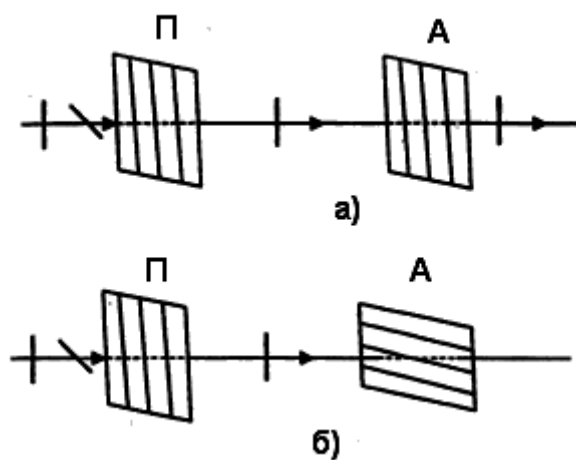


Рис. 7.8. Гасіння світлової хвилі аналізатором

Позначимо через E_0 амплітуду напруженості електричного поля променя, що пройшов через поляризатор. Площина пропускання аналізатора А повернута відносно площини пропускання поляризатора П на кут α (рис. 7.9). Розкладемо вектор \vec{E} на дві складові: паралельну площині пропускання аналізатора \vec{E}_{\parallel} і перпендикулярну до неї \vec{E}_{\perp} . Це відповідає розкладанню хвилі, в якій коливання відбуваються в площині E_0 , на дві хвилі, які поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і коливаються в однаковій фазі. Одна з них \vec{E}_{\parallel} пройде через аналізатор, а перпендикулярна \vec{E}_{\perp} погаситься.

З рис. 7.9 видно, що $E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha$. Відношення інтенсивностей променів пропорційно відношенню квадратів амплітуд:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E_{\parallel}^2}{E_0^2} = \cos^2 \alpha, \quad (7.21)$$

отже,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (7.22)$$

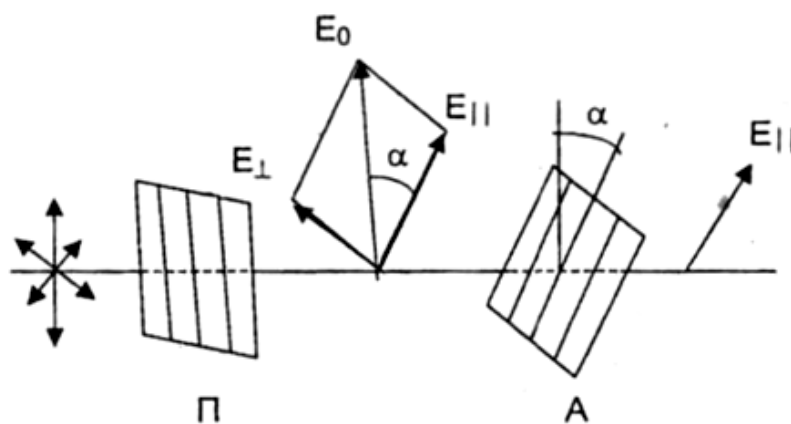


Рис. 7.9. Зменшення інтенсивності світла аналізатором

Формула (7.22) виражає закон Малюса: інтенсивність світла, що пройшло через аналізатор I , дорівнює інтенсивності світла, що пройшло через поляризатор I_0 , помноженій на квадрат косинуса кута α між аналізатором і поляризатором.

Якщо K – коефіцієнт поглинання світла в аналізаторі, який показує, яка частина світлової енергії поглинається в ньому, то формулу (7.22) можна записати так:

$$I = I_0(1 - K)\cos^2 \alpha. \quad (7.23)$$

Опис лабораторної установки

Джерелом плоскополяризованого променя світла служить оптичний квантовий генератор (лазер) типу ЛГ-78 (рис. 7.10). Поляризований промінь світла проходить через аналізатор А і потрапляє у вимірювач інтенсивності світла И, що представляє собою фотоопір, що підключений до підсилювача постійного струму зі стрілочним приладом на виході. Аналізатор можна повертати навколо горизонтальної осі, вимірюючи кут повороту за шкалою.

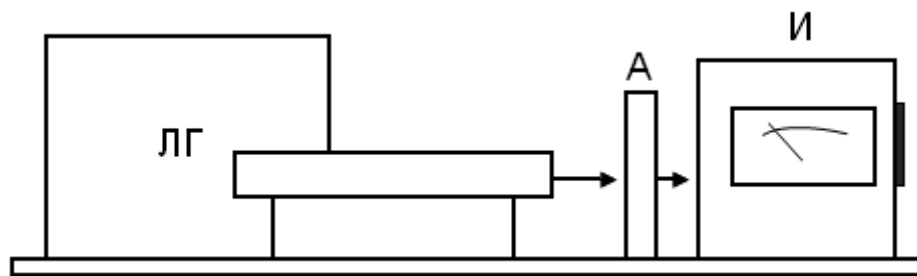


Рис. 7.10. Зовнішній вигляд лабораторної установки

Порядок виконання лабораторної роботи

1. Вивчити призначення приладів і деталей лабораторного макета.
2. Включити в мережу 220 вольт вилку мережного шнура лазера ЛГ-78.
3. Включити лазер тумблером «мережа»; після появи променя за допомогою перемикача «регулювання струму» встановити струм 5 мА. Прогріти лазер протягом п'яти хвилин.
4. За допомогою тумблера, наявного у вимірювачі інтенсивності світла И, включити вимірювач.

5. Перекривши промінь світла непрозорим предметом, встановити стрілку вимірювального приладу на нуль за допомогою потенціометра, що знаходиться з правого боку вимірювача інтенсивності.

6. Забрати непрозорий предмет і, обертаючи аналізатор, встановити стрілку вимірювального приладу на максимум. При цьому нуль шкали аналізатора повинен знаходитися проти ризи на кронштейні аналізатора ($\alpha = 0$).

7. Дати прогрітися вимірювальної схемі протягом декількох хвилин поки перестануть змінюватися показники стрілочного приладу.

8. По приладу в діленнях шкали виміряти максимальну величину інтенсивності світла, що пройшло через аналізатор, тобто величину $I_0(1 - K)$ (див. формулу 7.23)

9. Повертаючи аналізатор, через кожні 10^0 вимірювати інтенсивність променя I . Вимірювання виконати три рази, обчислити середнє значення результату для кожного значення кута.

10. Вимкнути лазер і вимірювач інтенсивності світла.

11. Дані занести в табл. 7.1.

Таблиця 7.1

Результати вимірювань

α	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
I										
$\cos^2 \alpha$										
$I/I_0(1-K)$										

12. Використовуючи виміряну величину $I_0(1-K)$, побудувати графік залежності $\frac{I}{I_0(1-K)}$ від α , отриманий на підставі формули (7.23).

13. На графік нанести точки експериментально знятої залежності $\frac{I}{I_0(1-K)}$ від α . Порівняти обидві залежності.

14. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Чим відрізняється природне світло від плоско поляризованого?
2. Яке світло називається поляризованим?

3. Чому промені світла від природних джерел світла не поляризовані?
4. Як отримати плоскополяризований промінь світла з природного променя?
5. У чому полягає явище подвійного променезаломлення?
6. Виведіть і поясніть закон Малюса.

Лабораторна робота № 4

Визначення концентрації розчину цукру за допомогою поляриметра

Мета роботи – вивчити явище обертання площини поляризації світла і визначити концентрацію розчину цукру за допомогою поляриметра.

Загальні положення

Деякі речовини, які називаються оптично активними, мають властивість повертати площину поляризації при проходженні через них плоскополяризованого променя світла.

Плоскополяризований промінь світла можна розглядати як результат складання двох променів, поляризованих по колу з протилежними напрямками обертання векторів напруженості електричного (а отже, і магнітного) поля. В одного з променів вектори обертаються вліво відносно спостерігача (рис. 7.11 а), а в іншого – вправо (рис. 7.11б).



Рис. 7.11. Обертання векторів \vec{E} і \vec{H} вліво (а) і вправо (б)

Якщо швидкість обох променів v_n і v_n однакові, то орієнтація площини коливань залишається однаковою і в речовині поширюється плоскополяризований промінь зі швидкістю $v = v_n = v_n$.

Нехай швидкість променів різна. Якщо на вході в середовище (рис. 7.12а) фази обох променів однакові за величиною, то сумарний вектор \vec{E} коливається в площині AA. Оскільки $v_n \neq v_n$, то до певної точки усередині середовища в даний момент одна з хвиль дійде з деяким відставанням по фазі щодо іншої хвилі, і її вектор буде повернений в даному напрямку, наприклад, вправо на більший кут, ніж в іншій хвилі вліво. При додаванні цих векторів площина коливань вектора \vec{E} повернеться на кут Ψ щодо AA (рис. 7.12б), причому,

$$\Psi = \frac{2\pi l v}{v_n} - \frac{2\pi l v}{v_n} = \frac{2\pi l v}{c} (n_n - n_n) l = a l, \quad (7.24)$$

де l – шлях променя в середовищі;

a – коефіцієнт, що характеризує обертання площини поляризації на одиниці довжини шляху й залежить від речовини.

Таким чином, площина коливань лінійно поляризованого променя в міру проходження його через речовину зі значеннями $n_n \neq n_n$ буде безперервно повертатися в просторі. Слід пам'ятати, що в розчинах оптично активних речовин обертання площини поляризації пропорційно довжині l шляху променя і концентрації розчину C :

$$\Psi = \beta C l. \quad (7.25)$$

Розчин цукру відноситься до оптично активних середовищ. Користуючись формулою (7.25), можна визначити концентрацію розчину, якщо виміряні Ψ і l .

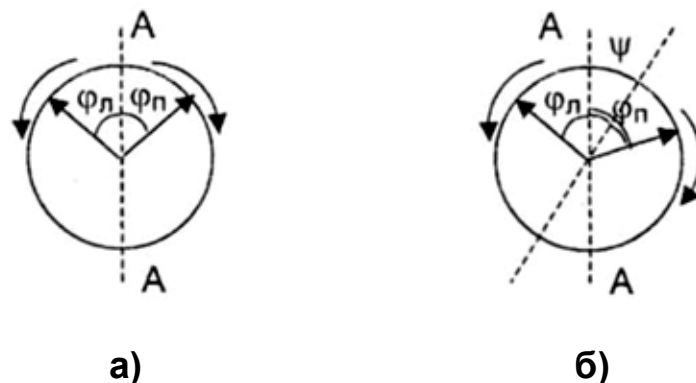


Рис. 7.12. Обертання векторів вліво і вправо з однаковою швидкістю (а) і з різною (б)

Опис лабораторної установки і методики вимірювань

Дві призми Ніколя, що розташовані одна за одною, пропускають світло, якщо площини коливань електричного вектора променів, що пропускаються кожною з призм, паралельні між собою, а якщо площини пропускання призм перпендикулярні один до одного, то світло не проходить.

Перший ніколь, який поляризує природне світло, називається поляризатором, другий ніколь, що служить для виявлення поляризованого світла, є аналізатором.

Необхідно пам'ятати, що інтенсивність I поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, визначається законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (7.26)$$

де I_0 – інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор;

α – кут між головними площинами аналізатора і поляризатора.

Спостерігати обертання площини поляризації можна таким чином (рис. 7.13).

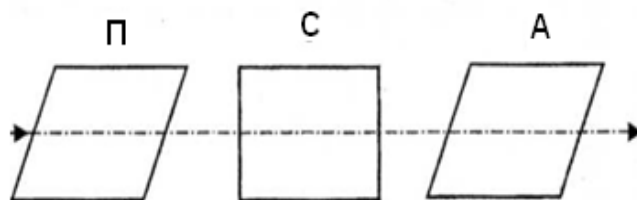


Рис. 7.13. Найпростіша схема вимірювань кута ψ

Між двома ніколями П і А розміщують посудину С, заповнену оптично активною рідиною. Якщо площини пропускання ніколей були взаємно перпендикулярні і світло через ніколі не проходило, то після розміщення судини С спостерігатиметься часткове проходження світла. Щоб у цьому випадку світло не проходило через 2-й ніколь (аналізатор), його необхідно повернути на деякий кут Ψ , який дорівнює куту поворота площини поляризації в оптично активній рідині. Величина і напрям повороту площини поляризації залежить від речовини, товщини його шару і довжини хвилі. Остання обставина обумовлює використання монохроматичного світла.

Розглянутий пристрій не дозволяє точно визначити кут повороту площини поляризації, оскільки важко помітити перехідний момент, при якому світло повністю не проходить. Для підвищення точності вимірювань після поляризатора встановлюється кварцова пластинка К (рис. 7.14), яка займає частину поля зору в приладі. Кварц є оптично активною речовиною, і у кварцовій пластинці площина поляризації променя повертається на $5 - 7^\circ$.

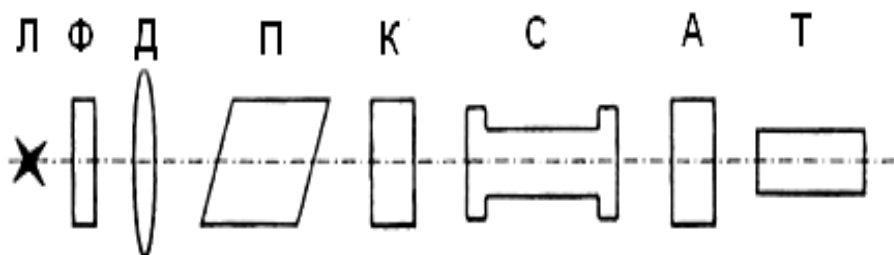


Рис. 7.14. Схема поляриметра

Промінь світла від електричної лампочки Л через світлофільтр Ф, лінзу Д проходить через поляризатор П.

Частина світлового пучка проходить через кварцову пластинку К; при цьому відбувається поворот площини поляризації променів на невеликий кут щодо площини коливань світла, що пройшло поляризатор П, в результаті чого поле зору в зоровій трубі поділяється на дві частини, освітлених променями, поляризованими в різних площинах. Межею розділу служить ребро кварцовою пластинки.

Таким чином, принцип вимірювання інтенсивності світла замінюється принципом порівняння інтенсивностей світла в цих двох ділянках поля зору.

При відсутності на шляху променів розчину з цукром положення площини поляризації світла визначається лише дією поляризатора. Якщо площина коливань аналізатора розташована перпендикулярно площині коливань поляризатора, то світло, що пройшло через поляризатор, через аналізатор не проходить, а світло, що пройшло через поляризатор і кварцову пластинку, через аналізатор проходить частково.

Обертаючи аналізатор, можна отримати однакову освітленість полів зору. Поля висвітлені слабо, перебувають у напівтіні, і невеликий поворот аналізатора викликає різке збільшення освітленості одного поля і затемнення іншого.

Для відліку кута повороту аналізатора служить лімб, на якому нанесена шкала від 0 до 360°. Усередині лімба на рухомій втулці, яка пов'язана з аналізатором, є шкала ноніуса.

Лімб і ноніус розташовані так, що за відсутності активної речовини і при рівномірному освітленні поля в зоровій трубі нуль ноніуса співпадає з нулем лімба. Відлік по лімбу здійснюється відносно 0 поділки ноніуса.

Порядок виконання лабораторної роботи

1. Ознайомитися з установкою і пристроєм поляриметра.

2. Включити лампу (Л), в трубу поляриметра покласти трубку без розчину цукру і, переміщаючи муфту зорової труби, встановити окуляр так, щоб була видна лінія, що розділяє поле зору на дві частини. Після цього треба перевірити нульове положення аналізатора, для чого обертанням фрикціона повернути аналізатор і добитися рівномірного освітлення подвійного поля.

При цьому нуль лімба повинен бути поєднаний з нулем ноніуса.

Установку на рівномірну освітленість подвійного поля зору треба повторити два рази, роблячи щоразу відліки по ноніусу. Середня величина з двох відліків є нулем відліку приладу або поправкою на нуль. Якщо нульовий штрих ноніуса при установці на рівномірну освітленість виявився зміщеним щодо нульового штриха лімба за годинниковою стрілкою, то поправці на «0» приписується знак (-), якщо проти годинникової стрілки – (+).

3. Помістивши в поляриметр трубку з розчином, концентрація якого $C_1 = 1\%$, встановити окуляр на різке зображення поля зору, зробити зрівняння освітленості поля і відрахувати відповідний кут повороту Ψ по лімбу і ноніусу.

Записати відлік, порушити рівномірність освітленості поля невеликим поворотом аналізатора і знову встановити аналізатор на рівномірне освітлення поля.

Такі відліки провести п'ять разів. До отриманого середнього значення кута повороту площини поляризації додати поправку на «0», обов'язково враховуючи знак поправки.

4. Провести аналогічні вимірювання для розчину, що має концентрацію $C_2 = 3\%$, і для розчину невідомої концентрації.

У трубках не повинно бути бульбашок повітря, наявність яких сильно ускладнює проведення вимірювань.

5. За отриманими даними побудувати графік залежності кута повороту площини поляризації Ψ від концентрації C розчину.

6. За графіком $\Psi(C)$ знайти концентрацію невідомого розчину.

7. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Поясніть механізм явища поляризації світла.

2. Що називається площиною поляризації?

3. Поясніть явище обертання площини поляризації.

3. Від чого залежить кут повороту площини поляризації оптично активною речовиною?

4. Розкажіть пристрій і принцип дії поляриметра.

5. У чому полягає явище подвійного променезаломлення? Де і як воно використовується?

6. Чому окуляр поляриметра потрібно фокусувати на бікварцеву пластинку?

Лабораторна робота № 5

Вимірювання коефіцієнта поглинання β -частинок

Мета роботи – вивчення процесів поширення β -частинок в алюмінії і міді, визначення коефіцієнта поглинання бета-частинок.

Загальні положення

Радіоактивністю називається мимовільне перетворення одних атомних ядер в інші, супроводжуване випусканням елементарних частинок. Такі перетворення зазнають тільки нестабільні ядра. До числа радіоактивних процесів належать: 1) альфа-розпад, 2) бета-розпад (у тому числі електронний захват), 3) гамма-випромінювання ядер, 4) спонтанне ділення важких ядер, 5) протонна радіоактивність. Радіоактивність, що спостерігається у ядер, що існують у природних умовах, називається природною. Радіоактивність ядер, отриманих за допомогою ядерних ре-

акцій, називається штучною. Між штучною і природною радіоактивністю немає принципової різниці. Процес радіоактивного перетворення в обох випадках підпорядковується однаковим законам.

Окремі радіоактивні ядра зазнають перетворення незалежно один від одного. Тому можна вважати, що кількість ядер dN , що розпадаються за малий проміжок часу dt , пропорційно як числу наявних ядер n , так і проміжку часу dt

$$dN = -\lambda N dt. \quad (7.27)$$

де λ – постійна розпаду. Знак мінус означає, що кількість ядер зменшується з часом.

Інтегрування виразу (7.27) приводить до співвідношення

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (7.28)$$

де N_0 – кількість ядер у початковий момент,

N – кількість атомів, що не розщепилися, в момент часу t .

Формула (7.28) виражає закон радіоактивного перетворення. Цей закон дуже простий – число ядер, що не розщепилися, убуває з часом за експонентою.

Кількість ядер, які розпалися за час t , визначається виразом

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.29)$$

Час, за який розпадається половина початкової кількості ядер, називається періодом напіврозпаду T . Цей час визначається умовою:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (7.30)$$

звідки

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (7.31)$$

Період напіврозпаду для відомих у даний час радіоактивних ядер знаходиться в межах від 3×10^{-7} с до 5×10^{15} років. За допомогою закону

радіоактивного перетворення можна показати, що середній час життя радіоактивного ядра зворотний постійній розпаду.

Альфа-розпад. Коли радіоактивна речовина або кілька радіоактивних речовин одночасно випускають, α , β і γ -промені, то повна енергія α -випромінювання зазвичай буває значно більше повної енергії β і γ -випромінювання. В іонізаційних камерах звичайних розмірів, де шлях променів у повітрі від джерела випромінювання до стінок камери дорівнює декільком сантиметрам, іонізація викликається майже виключно дією α -променів, на частку ж β -променів припадає близько 1 % всієї виробленої іонізації, а на частку γ -променів ще менше. Проте іонізуючу дію α -променів легко повністю усунути, закривши активну речовину тонким екраном (паперовим або алюмінієвим листком товщиною близько 0,1 мм), оскільки α -промені не можуть крізь нього пройти. Навпаки, β -промені можуть проходити крізь шар алюмінію товщиною в кілька міліметрів, а γ -промені проникають крізь кілька сантиметрів такої щільної речовини, як свинець.

Коли спостерігають випромінювання полонію, який практично випускає тільки α -промені, то виявляється чудова властивість цього випромінювання, що виражається в тому, що воно поглинається в повітрі, швидко обриваючись на відстані приблизно 4 см від джерела. Це дозволило припустити, що α -промені є частинками, які викидаються з певною силою, довжина шляху яких у повітрі, внаслідок втрати ними швидкості, обмежена.

Можна, крім того, виявити, що шляхи частинок прямолінійні і довжина шляхів приблизно однакова. Між α -частинкою, що проходить крізь атом, і складовими цього атома ядром та електронами діють сили електричного відштовхування або тяжіння, що підкоряються, як зазвичай, закону Кулона. Дія кожного зарядженого центру особливо проявляється в безпосередній близькості від нього. Альфа-промені є потоком ядер гелію. Розпад протікає за наступною схемою



Буквою X позначений хімічний символ (материнського) ядра, що розпадається, буквою Y – хімічний символ утворюючого (дочірнього) ядра. Альфа-розпад зазвичай супроводжується випусканням дочірнім ядром

ром гамма-променів. Зі схеми розпаду видно, що атомний номер дочірньої речовини на 2 одиниці, а масове число на 4 одиниці менше, ніж у вихідної речовини. Прикладом може служити розпад ізотопу урану ${}_{92}^{238}\text{U}$, що протікає з утворенням торію



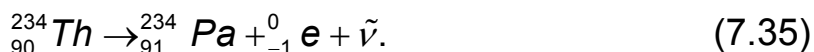
Швидкості, з якими альфа-частинки (тобто ${}^4_2\text{He}$), вилітають з ядра, що розпалося, дуже великі (до 10^6 м/с), кінетична енергія порядку декількох МеВ. Пролітаючи через речовину, альфа-частинки поступово втрачає свою енергію, витрачаючи її на іонізацію молекул речовини, і, зрештою, зупиняється. На утворення однієї пари іонів в повітрі витрачається в середньому 35 еВ. Таким чином, альфа-частинка утворює на своєму шляху приблизно 100 000 пар іонів. Природно, що чим більша щільність речовини, тим менше пробіг альфа-частинок до зупинки. Кінетична енергія альфа-частинок виникає за рахунок надлишку енергії спокою материнського ядра над сумарною енергією спокою дочірнього ядра і альфа-частинки. Ця надлишкова енергія розподіляється між альфа-частинкою і дочірнім ядром у відношенні, обернено пропорційній їх масам. Енергія та швидкість альфа-частинок, що випускаються данною радіоактивною речовиною, виявляються строго визначеними. Приблизно так, як фотон не існує в готовому вигляді в надрах атома і виникає лише в момент випромінювання, альфа-частинки також виникають в момент радіоактивного розпаду ядра.

Бета-розпад. Існує три різновиди бета-розпаду. В одному випадку ядро, що зазнає перетворення, випускає електрон, в іншому – позитрон, у третьому випадку, званому електронним захопленням, ядро поглинає один з електронів К-оболонки значно рідше L- або М-оболонки. Перший вид розпаду (β -розпад або електронний розпад) протікає за схемою



Щоб підкреслити збереження заряду і числа нуклонів у процесі бета-розпаду, бета-електрона приписують зарядне число $Z = -1$ і масове число $A = 0$. З формули видно, що дочірнє ядро має атомний номер на одиницю більший, ніж у материнського ядра, масові числа обох ядер од-

накові. Поряд з електроном випускається також антинейтрино $\bar{\nu}$. Бета-розпад може супроводжуватися випусканням γ -променів. Механізм їх виникнення той же, що й у випадку альфа-розпаду. Дочірнє ядро виникає не тільки в нормальному, але і в збуджених станах. Переходячи потім в стан з меншою енергією, ядро висвічує гамма-фотон. Прикладом β -розпаду може служити перетворення торію ${}_{90}^{234}\text{Th}$ в протактиній ${}_{91}^{234}\text{Pa}$ з випусканням електрона і антинейтрино



Вивчення проходження бета-променів через речовину пов'язано з ще більшими труднощами, ніж у випадку альфа променів, оскільки в цьому випадку дифузія грає значно більшу роль. Альфа-частинка, поступово вповільнюючись завдяки сутичкам з електронами, що містяться в речовині, зазвичай зберігає свій первинний напрям майже до самого кінця шляху. Бета-частинки при таких зіткненнях не тільки сповільнюються, але також і відхиляється. Зменшення інтенсивності випромінювання, що проходить через шар речовини, залежить від вихідної інтенсивності пучка, природи і товщини шару речовини.

Зв'язок між вихідною інтенсивністю випромінювання та інтенсивністю після проходження речовини встановлюється формулою

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (7.36)$$

де I_0 – інтенсивність пучка до поглинання;

I – інтенсивність пучка після проходження речовини;

x – товщина шару речовини;

k – коефіцієнт поглинання, що залежить як від природи самого випромінювання, так і від властивостей поглинаючого середовища.

Опис лабораторної установки

Основною частиною лабораторної установки є вимірювач рівнів радіації ДП-5В. Він складається з блоку детектування та вимірювального пульта (рис. 7.15). На верхню лицьову частину пульта виходять: шкала мікроамперметра – 1, тумблер підсвічування шкали – 2, перемикач піддіапазонів на 8 положень – 3, кнопка скидання показань – 4.

У положенні перемикача піддіапазонів «О» живлення від приладу відключається.

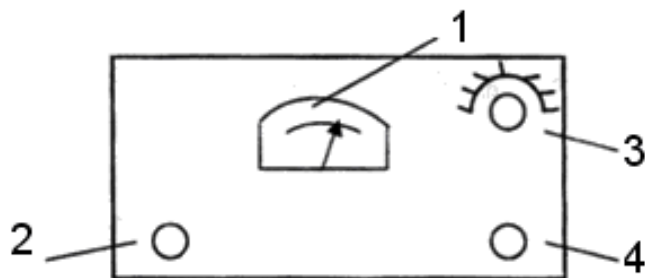


Рис. 7.15. Вид приладу зверху

Блок детектування має поворотний екран, який може фіксуватися в положеннях Б, Г або К. Положення екрана визначається рисою на корпусі блоку детектування. У положенні К проти вікна в корпусі блоку детектування встановлюється контрольне джерело типу Б-8, яке закріплене у поглибленні екрана. У положенні екрану Б вимірюється потужність дози сумарного бета-гамма-випромінювання.

Порядок виконання лабораторної роботи

1. Отримати у викладача набір алюмінієвих і мідних пластинок та мікрометр. Мікрометром виміряти товщину пластинок.

2. Отримати у викладача випромінюючий елемент $^{90}\text{Sr}^{\beta-}$.

При роботі з ним дотримуватися підвищених запобіжних заходів: брати в руки тільки за краї квадратної пластини.

Після проведення вимірювань негайно здати елемент викладачу.

3. Помістити елемент між полозами всередині макета.

4. Повернути екран на блоці детектування в положення Б. Ручку перемикача піддіапазонів послідовно ставити в положення $\times 0$, 1 ; $\times 1$ до отримання відхилення стрілки мікроамперметра в межах шкали.

Показання зчитуються за шкалою мікроамперметра 0-5, множаться на коефіцієнт відповідного піддіапазона.

5. У положенні екрана Б на блоці детектування вимірюється потужність дози сумарного бета-гамма-випромінювання.

Збільшення показань приладу на одному і тому ж піддіпазоні порівняно з гамма-випромінюванням (у положенні екрана Г) свідчить про наявність бета-випромінювання.

6. Провести вимірювання інтенсивності пучка за відсутності пластинок поглинача.

7. Провести послідовні вимірювання інтенсивності пучка, поміщаючи пластини поглинача по одній в затискачі між джерелом випромінювання і блоком детектування.

8. Виконати вимірювання для алюмінієвих і мідних пластинок як поглиначів.

9. Після закінчення роботи вимкнути прилад.

10. За результатами вимірювань побудувати криву поглинання.

11. За допомогою формули (7.36) обчислити коефіцієнт поглинання для міді і алюмінію.

12. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте закон радіоактивного розпаду.

2. Яка фізична природа альфа-випромінювання, характер проходження його через речовину?

3. Яка фізична природа бета-випромінювання, характер проходження його через речовину?

4. Яка фізична природа гамма-випромінювання, характер проходження його через речовину?

5. Перерахуйте методи реєстрації радіоактивних випромінювань.

6. Поясніть основні типи радіоактивних перетворень.

7. Запишіть закон поглинання радіоактивних випромінювань в речовині.

8. Наведіть та пояснить приклад β -розпаду.

9. Що таке іонізаційна камера?

8. Рекомендована література

Основна

1. Ахманов С. А. Физическая оптика : учебник. / С. С. Ахманов, С. Ю. Никитин. 2-е изд. – М. : Изд МГУ; Наука, 2004. – 656 с.
2. Бутиков Е. И. Оптика : учебн. пособие для вузов / Е. И. Бутиков; под ред. Н. И. Калитиевского. – М. : Высшая шк., 1986. – 512 с.
3. Волькенштейн В. С. Сборник задач по общему курсу физики / В. С. Волькенштейн. – М. : Наука, 1985. – 382 с.
4. Годжаев Н. М. Оптика : учебн. пособие для вузов / Н. М. Годжаев. – М : Высшая школа, 1977. – 432 с.
5. Кучерук І. М. Загальний курс фізики. Т. 2. / І. М. Кучерук, І. Т. Горбачук. – К. : Техніка, 1999. – 394 с.
6. Лансберг Г. С. Оптика / Г. С. Лансберг. – М. : Г. И. Т.-Т.Л, 1952. – 218 с.
7. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 2 / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1989. – 496 с.
8. Трофимова Т. И. Краткий курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высш. школа, 2000. – 489 с.

Додаткова

9. Гольдин Л. Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике / Л. Л. Гольдин. – М. : Наука, 1983. – 704 с.
10. Грабовский Р. И. Курс физики / Р. И. Грабовский. – М. : Высш. шк., 1980. – 608 с.
11. Зисман Г. А. Курс общей физики. Т.1–3 / Г. А. Зисман, О. М. Тодес. – М. : Наука, 1974.
12. Иродов И. Е. Сборник задач по общей физики / И. Е. Иродов, И. В. Савельев, О. И. Замша. – М. : Наука, 1972. – 255 с.
13. Кортнев А. В. Практикум по физике / А. В. Кортнев, Ю. В. Рублев, А. Н. Куценко. – М. : Высш. шк., 1963. – 516 с.
14. Савельев И. В. Сборник вопросов и задач по общей физике / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1982. – 272 с.
15. Трофимова Т. И. Сборник задач по курсу физики / Т. И. Трофимова. М. : Высшая школа, 1991. – 302 с.

Основні закони та формули

Закон	Формула
1	2
Оптична різниця ходу	$\Delta = s_2 n_2 - s_1 n_1$
Умови інтерференційного максимуму	$\Delta = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$
Умови інтерференційного мінімуму	$\Delta = \pm (2m - 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, \dots)$
Оптична різниця ходу в тонких плівках: у світлі, що проходить у відбитому світлі	$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$ $\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}$
Радіуси світлих і темних кілець Ньютона у світлі, що проходить (або темних і світлих – у відбитому світлі)	$r_m = \sqrt{m \lambda R} \quad (m = 1, 2, \dots)$ $r_m = \sqrt{(2m - 1) \frac{\lambda}{2} R} \quad (m = 1, 2, \dots)$
Радіуси зон Френеля для сферичного й плоского хвильового фронту	$r_m = \sqrt{m \lambda a b / (a + b)} \quad (m = 1, 2, \dots)$ $r_m = \sqrt{m \lambda b} \quad (m = 1, 2, \dots)$
Напрямок дифракційних максимумів і мінімумів від однієї щілини	$\varphi_0 = 0,$ $a \sin \varphi_m = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, \dots)$ $a \sin \varphi_m = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, \dots)$
Напрямок головних максимумів дифракційної решітки	$c \sin \varphi_m = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$
Роздільна сила решітки	$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = m N$
Формула Вульфа Брегга	$2d \sin \theta_m = m \lambda \quad (m = 1, 2, \dots)$
Ступінь поляризації	$P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$

Закінчення додатка А

1	2
Закон Брюстера	$\operatorname{tgi}_0 = n_2/n_1$
Закон Малюса	$I = I_0 \cos^2 \alpha$
Кут повороту площини поляризації світла в кристалах і розчинах	$\varphi = \alpha cl$ $\varphi = \alpha l$
Фазова швидкість світла	$v = c/n$
Групова швидкість світла	$u = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)$
Дисперсія речовини	$D = \frac{dn}{d\lambda}$
Напрямок випромінювання Вавилова – Черенкова	$\cos \theta = \frac{c}{nV}$
Закон Стефана – Больцмана	$R_T = \sigma T^4$
Закон зміщення Віна	$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$
Тиск світла при нормальному падінні на поверхню	$p = \frac{I}{c} (1 + \rho) = \omega (1 + \rho)$
Енергія фотона	$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекта	$h\nu = A + E_k$
Зміна довжини хвиль у ефекті Комптона	$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta)$
Комптонівська довжина хвилі	$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = \frac{hc}{E_0}$

Зміст

Вступ	3
Розділ 1. Оптика	
1. Предмет оптики. Основи фотометрії	8
1.1. Предмет оптики	8
1.2. Основи фотометрії	9
1.2.1. Основні фотометричні величини	9
1.2.2. Одиниці виміру світлових величин	13
1.2.3. Методи (принципи) фотометрії	15
1.3. Приклади рішення задач	17
1.4. Завдання для самостійного рішення	20
Контрольні запитання	25
2. Геометрична оптика	26
2.1. Основні поняття геометричної оптики	26
2.2. Основні закони геометричної оптики	26
2.2.1. Закон прямолінійного поширення світла	26
2.2.2. Закон незалежності світлових променів	26
2.2.3. Закони відбиття і заломлення світла. Повне відбиття ...	27
2.3. Найпростіші оптичні системи	29
2.3.1. Відображення пучка паралельних променів від увігнутого сферичного дзеркала	29
2.3.2. Заломлення променів світла на плоскопаралельній пластинці	31
2.3.3. Заломлення променів світла на гранях призми	32
2.3.4. Лінзи	33
2.3.5. Побудова зображення в лінзах	35
2.4. Приклади рішення задач	39
2.5. Завдання для самостійного рішення	46
Контрольні запитання	54
3. Хвильова оптика. Інтерференція і дифракція світла	55
3.1. Загальні відомості про хвильові властивості світла	55
3.2. Дисперсія світла	56
3.3. Інтерференція світла	58
3.3.1. Інтерференція світла. Когерентність хвиль	58

3.3.2. Інтерференція світла при відбитті від	
прозорих пластинок і плівок	64
3.3.3. Кільця Ньютона – приклад спостереження	
інтерференційної картини	65
3.3.4. Деякі застосування інтерференції	69
3.4. Дифракція світла	72
3.4.1 Дифракція Френеля і Фраунгофера	72
3.4.2. Принцип Гюйгенса-Френеля	73
3.4.3. Дифракція Френеля на круглomu отворі	75
3.4.4. Дифракція Фраунгофера на щілині	76
3.4.5. Дифракційні ґратки	79
3.4.6. Поняття про голографію	83
3.5. Приклади рішення задач	89
3.6. Завдання для самостійного рішення	99
Контрольні запитання	110
4. Поширення світла в речовині. Поляризація світла	111
4.1. Поляризація світла	111
4.2. Дисперсія світла	119
4.2.1. Загальні відомості	119
4.2.2. Класична електронна теорія дисперсії світла	124
4.3. Поглинання (абсорбція) світла	127
4.4. Випромінювання Вавилова – Черенкова	131
4.5. Розсіяння світла	132
4.6. Приклади рішення задач	134
4.7. Завдання для самостійного рішення	148
Контрольні запитання	155
Розділ 2. Елементи квантової фізики. Фізика атома	
і атомного ядра	156
5. Квантова природа випромінювання	156
5.1. Теплове випромінювання	156
5.1.1. Методи спектрального аналізу	156
5.1.2. Види спектрів	158
5.1.3. Теплове випромінювання та його особливості і закони	159
5.2. Квантова теорія випромінювання. Гіпотеза про кванти. Фор-	
мула Планка	172
5.3. Приклади рішення задач	176
5.4. Задачі для самостійного рішення	178

Контрольні запитання	185
6. Основи квантової оптики	186
6.1. Фотонна теорія випромінювання	186
6.2. Квантова оптика	193
6.2.1. Фотоефект	194
6.2.2. Ефект Комптона	201
6.3. Дії світла	205
6.3.1. Електрооптичні ефекти	205
6.3.2. Акустооптичні ефекти	206
6.3.3. Магнітооптичний ефект	206
6.3.4. Нелінійний оптичний ефект	208
6.3.5. Ефект Рамана	209
6.3.6. Тиск світла	211
6.3.7. Хімічні дії світла	212
6.4. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла	213
6.5. Приклади рішення задач	215
6.6. Завдання для самостійного рішення	223
Контрольні запитання	233
7. Лабораторні роботи	234
Лабораторна робота № 1. Визначення довжини хвилі світла в експерименті Юнга	234
Контрольні запитання	238
Лабораторна робота № 2. Визначення періоду дифракційної решітки	238
Контрольні запитання	242
Лабораторна робота № 3. Вивчення закону Малюса	243
Контрольні запитання	249
Лабораторна робота № 4. Визначення концентрації розчину цукру за допомогою поляриметра	250
Контрольні запитання	255
Лабораторна робота № 5. Вимірювання коефіцієнта поглинання β -частинок	255
Контрольні запитання	261
8. Рекомендована література	262
Додатки	264

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Бондаренко Олена Олексіївна
Гоков Олександр Михайлович
Катрунов Костянтин Олексійович

ОПТИКА

Практикум з навчальної дисципліни

"ФІЗИКА"

Навчально-практичний посібник
для студентів напрямів підготовки 6.050101 "Комп'ютерні науки",
6.051501 "Видавничо-поліграфічна справа"
всіх форм навчання

Зідповідальний за випуск Платков В. Я.

Зідповідальний редактор Ссдова Л. М.

Редактор Замазій О. Є.

Коректор Мартовицька-Максимова В. А.

План 2012 р. Поз. № 128-П.

Підл. до друку *15.02.2012* Формат 60 × 90 1/16, Папір MultiCopy, Друк Riso.
Ум.-друж. арк. 16,75. Обл.-вид. арк. 20,94. Тираж *400* прим. Зам. № *104*

Видавець і виготівник – видавництво ХНЕУ, 61156, м. Харків, пр. Леніна, 9а

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи
Дж № 481 від 13.06.2001 р.

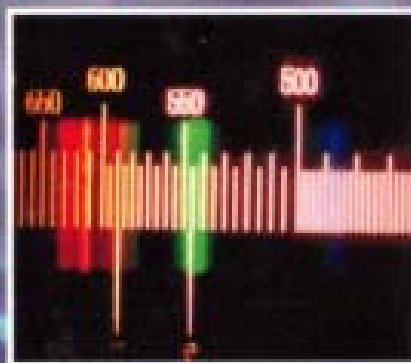
**Бондаренко О. О.
Гоков О. М.
Катрунов К. О.**

Практикум з навчальної дисципліни «ФІЗИКА»

ОПТИКА

Навчально-практичний посібник

Подано основні теоретичні відомості, опис лабораторних робіт, методичні рекомендації до їх виконання, матеріал щодо закріплення знань, основні типові розрахункові завдання і приклади їх розв'язання з розділу «Оптика» даної навчальної дисципліни.



видавництво **ХНЕУ**

ХАРКІВ 2012