

О. К. КОПІЙКА

**КУРС
ЗАГАЛЬНОЇ ФІЗИКИ
ДЛЯ БІОЛОГІВ**

У трьох частинах

Частина III

**ОСНОВИ ОПТИКИ,
АТОМНОЇ ТА ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ**

Одеса
«Астропринт»
2011

ББК 22.36р30я73:28
К 65
УДК 539.1:57(075.8)

В третій частині посібника «Курс загальної фізики для біологів» розглянуто основні поняття і закони оптики, атомної та ядерної фізики. Головну увагу приділено розумінню читачем основ і змісту фізичних явищ, а також встановленню границь застосування законів, що їх описують. Викладений матеріал покликаний сприяти розвитку у студентів навиків фізичного мислення, вмінню ставити і розв'язувати ними конкретні задачі.

Навчальний посібник буде корисним для студентів біологічних, медичних, агротехнічних та інших природничих спеціальностей вищих навчальних закладів.

Рецензенти:

В. С. Стацук, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри оптики Київського національного університету імені Тараса Шевченка;

О. Є. Сергєєва, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувачка кафедри фізики і матеріалознавства Одеської національної академії харчових технологій;

В. Б. Роганков, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри загальної фізики Одеської державної академії холоду

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів біологічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

Лист № 1/11-3539 від 11 травня 2011 р.

ISBN 978–966–190–434–6 (у 3-х ч.)
ISBN 978–966–190–353–0 (ч. 3)

© О. К. Копійка, 2011

Передмова

В III заключній частині посібника «Курс загальної фізики для біологів» викладено основи електромагнітної та квантової теорії світла, основи атомної фізики з елементами квантової механіки і в кінці коротко розглянуто фізику атомного ядра. В основу цього випуску, так само як і в попередні частини посібника, покладений курс лекцій з загальної фізики, який читається студентам біологічного факультету Одеського національного університету.

Викладення значної частини матеріалу пов'язано з великими методичними труднощами. Автор прагнув показати основні ідеї, їх фізичний зміст, методи дослідження і результати, отримані сучасною фізикою, уникаючи складного математичного апарату. При цьому зверталась достатньо велика увага на спадковість сучасної і класичної фізики, неминучу цінність тих результатів класичної фізики, без засвоєння яких важко проникнутися ідеями сучасної фізики, зрозуміти її методи і усвідомити здобутки.

Третя частина посібника написана у відповідності до програми нормативної дисципліни «Фізика» циклу природничо-наукової підготовки студентів кваліфікації «бакалавр біології». Зміст включає три змістовних блоки — оптика, атомна та ядерна фізика. Кожен змістовний блок складається з окремих розділів або, інакше кажучи, тем.

В розділах з оптики основна увага приділялась розгляду принципів питань, пов'язаних з фізичною суттю оптичних явищ, таких як інтерференція, дифракція, поляризація, взаємодія світла з речовиною, які необхідно знати при формуванні світогляду майбутнього фахівця. В той же час в посібник, хоча і в невеликому об'ємі, включені питання прикладного характеру. Незамінним інструментом для біологів є мікроскоп, тому доцільно розглянути питання геометричної оптики, які коротко викладені в розділах оптики.

В наш час у біології досить інтенсивно проводяться дослідження первинних молекулярних механізмів, що лежать в основі біологічних процесів. Основу для таких досліджень дає квантова теорія, елементи якої розглядаються в розділах атомної фізики.

Для вивчення змін в живих організмах, що настають внаслідок впливу на них іонізованого випромінювання, необхідні знання з ядерної фізики, основи якої також коротко розглянуті в останньому розділі.

З ряду причин автором були опущені або дуже коротко висвітлені деякі питання програми. Тому передбачається, що в процесі вивчення матеріалу студенти, які бажають розширити свої знання, можуть користуватися іншою навчальною літературою.

Труднощі, які виникли при написанні третьої частини посібника, не могли не привести до певних недоліків. Автор заздалегідь вдячний всім, хто повідомить йому свої зауваження та поради, і висловлює щире вдячність професорам В. С. Стащуку, О. Є. Сергєєвій, В. Б. Роганкову за рецензування рукопису.

Вступ

У вступній частині коротко описаний історичний розвиток наукових поглядів на природу світла і атомарну будову речовини.

Частина фізики, що вивчає природу світла, закони його випромінювання, поширення, взаємодії з речовиною, називається *оптикою*. Як було показано в кінці частини II «Курс загальної фізики для біологів», світло — це електромагнітна хвиля. Якщо розглянути шкалу електромагнітних хвиль, то до оптичного діапазону можна віднести: інфрачервоне, видиме, ультрафіолетове і рентгенівське випромінювання. Оптичне випромінювання одержують шляхом збудження атомів і молекул речовин. Але до такого висновку вчені прийшли не одразу.

В кінці XVII сторіччя існували дві принципово різні точки зору на природу видимого світла: корпускулярна і хвильова.

Згідно з корпускулярною теорією, яка була розроблена І. Ньютоном, світло — це потік особливих найдрібніших частинок (корпускул), що випромінюються тілами, які світяться. Розміри частинок для різних кольорів різні: вони більші для червоних променів і менші для фіолетових. Між цими кольорами розміщуються частинки, що мають проміжні розміри. Ця теорія добре пояснювала прямолінійне поширення світла, але при поясненні таких явищ, як інтерференція, дифракція, виникали труднощі.

Згідно з хвильовою теорією, розробниками якої були Х. Гюйгенс, а також англійський фізик Р. Гук, світло — це пружні хвилі, які поширюються в особливому світлоносному середовищі — ефірі. Коливання ефіру спричиняються рухом частинок, з яких складаються тіла, що світяться. Р. Гук вважав світлові хвилі поперечними, що потім було підтверджено. Навпаки, Х. Гюйгенс був прихильником того, що світлові хвилі поздовжні, подібні до звукових. Хвильова теорія добре пояснювала такі явища, як заломлення світла, відбивання, інтерференцію, дифракцію.

Проте вона не могла пояснити теорію кольорів, прямолінійне поширення світла, явище поляризації. Усі ці недоліки хвильової теорії Гюйгенса не змогли протистояти корпускулярній теорії Ньютона. Завдяки великому авторитету Ньютона хвильова теорія була надовго відкинута. Лише в XIX сторіччі, через 100 років після смерті Ньютона, завдяки працям англійського фізика Т. Юнга і французького О. Френеля хвильова теорія почала витіснювати корпускулярну. Вченими були розроблені основні положення про інтерференцію світла. О. Френель відродив принцип Гюйгенса і поєднав його з принципом інтерференції. Це дало йому змогу створити строго математичну теорію дифракції світла і пояснити з погляду хвильової теорії прямолінійне поширення світла. Проводячи дослідження з інтерференції поляризованих променів, Френель дійшов висновку, що світлові коливання можуть бути лише поперечними. Проте природа світлових хвиль залишалась, як і раніше, необґрунтованою. Вважалося, що це були коливання ефіру. Проте виникали певні труднощі. Для того, щоб в ефірі розповсюджувалися поперечні хвилі, йому слід було б приписати властивості пружного твердого тіла (частина I). Відкриття поперечності світлових хвиль привело до того, що Френель, зробивши чимало незвичайних припущень, створив пружну теорію світла, яка дала можливість пояснити велике коло оптичних явищ. Після Френеля багато відомих вчених намагалися знайти інше розв'язання цієї проблеми, користуючись методами теорії пружності. Таке становище було до середини XIX сторіччя.

В цей час досить інтенсивно проводяться дослідження електромагнітних явищ, і в 1865 році англійський фізик Дж. Максвелл, відкривши електромагнітне поле, розробив електромагнітну теорію світла. Після створення електромагнітної теорії світлових хвиль теорія пружності ефіру була відкинута. Видимому світлу відповідає електромагнітна хвиля довжиною від 0,77 до 0,38 мкм. Таким чином, хвильова теорія про природу світла еволюціонувала в електромагнітну природу світла.

Експериментальні досліді Майкельсона, які в цей час проводились, підтвердили електромагнітну природу світла. Отри-

мана дослідним шляхом швидкість розповсюдження світла співпала з теоретичним значенням швидкості розповсюдження електромагнітних хвиль, отриманим з теорії Максвелла. Іншим підтвердженням електромагнітної теорії були досліди П. Н. Лебедева. Виміряний ним тиск світла на тверді тіла співпадав із тиском електромагнітних хвиль, розрахованим на основі теорії Максвелла.

Уявлення про електромагнітну природу світла залишалось непохитним до кінця XIX сторіччя. Але в цей час почали накопичуватись експериментальні факти, які йшли всупереч з існуючими уявленнями. Вивчення розподілу енергії в спектрі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, вивчення спектрів хімічних елементів, явище фотоелектричного ефекту та інші явища, які в той час відкривалися, приводили до необхідності припущення, що випромінювання, розповсюдження і поглинення електромагнітної енергії має дискретний (перервний) характер. Тобто світло випромінюється, розповсюджується і поглинається не безперервно, як це виходить із електромагнітної теорії, а порціями (*квантами*). Виходячи з цього, німецький фізик М. Планк (1900) створив квантову теорію електромагнітних процесів, а А. Ейнштейн (1905) розробив *квантову теорію світла*, згідно з якою світло являє собою потік *світлових частинок* — *фотонів*. Таким чином, на початку XX сторіччя виникла нова теорія про природу світла — *квантова теорія*. В певній мірі вчені знову повернулись до корпускулярної природи світла Ньютона, але зовсім на іншому витку. Фотони суттєво відрізняються від звичайних матеріальних частинок. Вони рухаються зі швидкістю світла, мають масу, імпульс. При цьому маса спокою їх дорівнює нулю. Згідно з сучасними поглядами, світло — це складний електромагнітний процес, якому притаманні як хвильові, так і корпускулярні властивості. В таких явищах, як інтерференція, дифракція, поляризація, відображаються хвильові властивості світла. В інших явищах, таких як фотоефект, люмінесценція, випромінювання світла атомами і молекулами, спостерігаються корпускулярні властивості світла. Тобто хвильова (електромагнітна) і корпускулярна

(квантова) теорія не суперечать, а лише доповнюють одна одну, відображаючи тим самим подвійний характер властивостей світла. Світло є одночасно і хвилею, і частинкою. Такий подібний дуалізм характерний не лише для світла, а і для мікрочастинок речовини.

В нерозривному зв'язку із вченням про природу світла розвивається і наука про атомарну будову речовини. Вивчення історії ідей про будову речовин показує, що серед прихильників атомістичної теорії були вчені, які вважали, що атом не є елементарною частинкою, що він має складну будову. Дослідне вимірювання коефіцієнтів перенесення (дифузії, теплопровідності, в'язкості) дало можливість оцінити порядок газовойкінетичного діаметра молекули (атома). Він дорівнює 10^{-10} м. В кінці ХІХ сторіччя було відкрито і досліджено катодне випромінювання, яке являло собою потік негативно заряджених частинок — електронів. Було встановлено, що електрони відриваються від атомів, які при цьому перетворюються в позитивно заряджені іони. Вимірювання питомого заряду $\frac{q}{m}$ електронів та іонів показали, що маса електрона набагато менша від маси іона. Але про розподіл їх всередині атома нічого не було відомо.

Спираючись на згадані вище відомості про властивості атомів, першу спробу побудувати модель атома зробив Дж. Томсон в 1902 році. Його модель називають «пудинг з ізіюмом». За гіпотезою Томсона, атом — це сфера з діаметром близько 10^{-10} м, всередині якої зі сталою об'ємною густиною розподілений позитивний заряд. Електрони вкраплені в цей об'єм, як ізіюмки в пудингу. Сумарний позитивний заряд дорівнює сумарному негативно заряду електронів. Електрони здійснюють гармонічні коливання навколо рівноважних положень, випромінюючи світло. Модель Томсона мала багато недоліків і неспроможною була пояснити багато фізичних явищ. Вона має лише історичну цінність.

В 1911 році англійський фізик Резерфорд, проводячи досліді по розсіюванню α -частинок, що проходили через речо-

вину, запропонував ядерну (планетарну) модель будови атома. Згідно з моделлю Резерфорда весь позитивний заряд і майже вся маса ($> 99,94\%$) атома зосереджені в атомному ядрі, розміри якого дуже малі (порядку 10^{-15} м) у порівнянні з самим атомом (10^{-10} м). Навколо ядра, по замкнених орбітах, рухаються електрони, утворюючи електронну оболонку атома. Заряд ядра дорівнює за абсолютним значенням сумарному заряду електронів.

У 1913 р. Н. Бор висунув теорію випромінювання, в якій йому вдалось об'єднати теорію квантів з ядерною моделлю атома і пояснити закономірності, що спостерігались в спектрі атома водню. В своїй теорії Бор показав нездатність класичної теорії випромінювання електромагнітних хвиль пояснити внутрішньоатомні процеси. Це був початок створення нової науки — квантової теорії випромінювання та будови речовин. Квантова теорія Бора зіграла важливу роль у розвитку фізики, вона намітила вірний підхід до вивчення внутрішньоатомних процесів, але застосувати її до багатоелектронних атомів було неможливо. Знадобився подальший розвиток цієї теорії, який завершився створенням сучасної квантової механіки, що кількісно може пояснити всі особливості мікросвіту. Головна роль в створенні квантової механіки належить таким вченим, як Е. Шредінгер, П. А. М. Дірак, Луї де-Бройль, В. Гейзенберг, М. Борн, Дж. Ю. Уленбек, С. Гаудсміт, В. Паулі.

Перше суто ядерне явище — радіоактивність урану — відкрив у 1896 році А. Беккерель. Ряд досліджень, результатом яких стало відкриття нових радіоактивних елементів — радію і полонію, провели П. Кюрі та М. Кюрі. В той же час на початку ХХ сторіччя вчені Е. Резерфорд і Ф. Содді за допомогою методів сцинтиляції, іонізаційної камери, камери Вільсона встановили три типи (α , β , γ) радіоактивних випромінювань. Вони довели, що α - і β -випромінювання пов'язані з перетворенням атомів одного хімічного елемента в інший. При α -випромінюванні елементи таблиці Менделєєва переходили на дві клітини до початку таблиці ($z \rightarrow z-2$), а при β -випромінюванні — на одну клітину до кінця таблиці ($z \rightarrow z+1$). В 1911 році Ф. Содді при-

пустив можливість існування елементів з однаковими хімічними властивостями, але таких, які відрізняються за іншими ознаками, зокрема, радіоактивністю. Ці елементи мають перебувати в одній і тій самій клітині періодичної системи елементів Д. І. Менделєєва. Назвали їх ізотопами.

І нарешті, як про це згадувалось вище, в 1911 році на підставі дослідів по розсіюванню α -частинок, Резерфорд, запропонувавши планетарну модель атома, вперше заговорив про ядро, його розміри, масу, заряд. А вже в 1919 році Резерфорд вперше, опромінюючи α -частинками азот, перетворив його на кисень. Так було покладено початок штучному перетворенню атомів. Такі перетворення дістали назву *ядерні реакції*.

Визначною подією в фізиці атомного ядра було відкриття в 1932 році учнем Резерфорда Дж. Чедвіком нової елементарної частинки — нейтрона. Ця частинка має масу, яка приблизно дорівнює масі протона, але не має заряду. В той же час Д. Д. Іваненко і В. Гейзенберг незалежно запропонували протонно-нейтронну модель атомного ядра. Згодом для пояснення стійкості ядер припустили існування ядерних сил, які мають обмінний характер. Цю теорію в 1935—1938 роках розвинув японський фізик Х. Юкава. Він показав, що взаємодія частинок, з яких складаються ядра протонів і нейтронів, зумовлена обміном мезонами. Американські фізики К. Андерсон і С. Нердермейер в 1937 році при вивченні космічного випромінювання відкрили μ -мезони (мюони). Проте, як пізніше з'ясувалось, відкриті ними частинки мюони не вступають в ядерні взаємодії і тому не можуть бути носіями ядерної взаємодії. І лише в 1948 році були відкриті ядерно-активні частинки — π -мезони (піони), існування яких передбачав Юкава.

Ще з самого початку відкриття радіоактивності було зрозуміло, що атомні ядра містять у собі величезну енергію. Проблему практичного використання цієї енергії вивчали німецькі вчені О. Ган і Ф. Штрассманн. Вони в 1939 році відкрили реакцію поділу ядра урану. Ця реакція відбувалась при попаданні нейтрона в ядро урану. Реакція поділу супроводжувалась виділенням великої кількості енергії. Крім того, при розподілі ядра

з нього вилітали ще декілька нейтронів, які, в свою чергу, могли попадати в нові ядра урану і спричиняти їх поділ. Таким чином відбувалась ланцюгова реакція. Це започаткувало використання ядерної енергії. Вперше на практиці ланцюгова ядерна реакція поділу урану була здійснена в США колективом вчених під керівництвом Е. Фермі в 1942 р. Перший в Європі атомний реактор був створений в колишньому Радянському Союзі під керівництвом І. В. Курчатова.

Численні експерименти, проведені пізніше в ядерній фізиці, дали змогу встановити багато фактів, що пояснюють властивості окремих атомних ядер, особливості взаємодії і перетворення їх. Накопичена інформація дає змогу широко використовувати в промислових масштабах (в техніці, в медицині, в інших галузях) як ядерну енергію, так і ядерні процеси.

Розділ 1

ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

1.1. СВІТЛОВА ХВИЛЯ

Світло являє собою складне явище: в одних випадках воно веде себе як електромагнітна хвиля, в інших — як потік особливих частинок — фотонів. Згадаємо зміст та рівняння електромагнітної хвилі в середовищі, де відсутні струми провідності $\vec{j} = 0$ та заряду ($\rho = 0$). За таких умов між характеристиками електричного і магнітного полів існує такий зв'язок:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \vec{D} &= \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, & \vec{B} &= \mu \mu_0 \vec{H}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Це так звані *рівняння Максвелла*, в яких \vec{H} і \vec{E} — вектори напруженості магнітного і електричного полів, \vec{B} і \vec{D} — вектори магнітної та електричної індукції, ε_0 і μ_0 — електрична і магнітна сталі величини, ε і μ — діелектрична і магнітна проникності.

Із рівнянь Максвелла, як це показано в частині II, можна отримати *хвильові рівняння*, які для плоскої електромагнітної хвилі, коли напруженості залежать лише від координати z , будуть мати вигляд:

$$\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}; \quad \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}. \quad (1.2)$$

Розв'язком цих хвильових рівнянь є такі гармонічні функції:

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos(\omega t - kz), \\ H_y &= H_0 \cos(\omega t - kz), \end{aligned} \quad (1.3)$$

де E_0 і H_0 — амплітуди коливань векторів \vec{E} і \vec{H} , $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — частота коливань, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число.

Гармонічні функції (1.3) є рівняннями плоскої монохроматичної світлової хвилі. За таким законом змінюються напруженості електричного і магнітного полів з часом і вздовж осі z . Вектори \vec{E} , \vec{H} та вісь z взаємно перпендикулярні. Це говорить про те, що світлова хвиля поперечна. Схематично вона зображена на рис. 1.

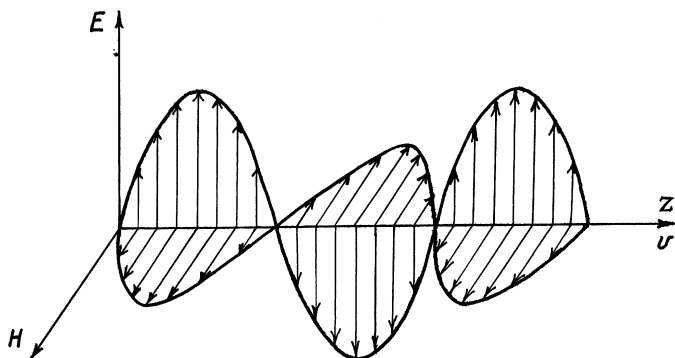


Рис. 1

Аргумент функції, що описує хвилю, називають *фазою хвилі*. Рівняння поверхні рівної фази або *хвильової поверхні*: $\omega t - kz = \text{const}$, визначає в просторі площину, перпендикулярну осі z . Тому хвилі, що відповідають співвідношенням (1.3), називають *плоскими*.

Швидкість розповсюдження поверхні сталої фази називають *фазовою швидкістю*. Вона визначається із рівняння $v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k}$. Здиференціювавши вирази (1.3) два рази за часом і два рази за координатою z і порівнявши їх з (1.2), легко показати, що $\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$, звідки фазова швидкість розповсюдження хвилі дорівнює:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}. \quad (1.4)$$

Для вакууму ϵ і μ дорівнюють одиниці, тому швидкість розповсюдження фази в вакуумі буде дорівнювати:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}. \quad (1.5)$$

Зв'язок між швидкістю розповсюдження хвилі в вакуумі і швидкістю в середовищі такий:

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (1.6)$$

Для більшості речовин, крім феромагнетиків, $\mu \approx 1$, тоді можна записати, що

$$c = v\sqrt{\epsilon}. \quad (1.7)$$

В оптиці вводиться нова фізична величина, яка називається *абсолютний показник заломлення* даного середовища. Він дорівнює відношенню швидкості розповсюдження світла в вакуумі до швидкості розповсюдження світла в середовищі:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.8)$$

Порівнюючи (1.8) із формулою (1.7), отримаємо

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (1.9)$$

Ця формула зв'яже оптичні властивості середовища з його електричними властивостями. Слід мати на увазі, що діелектрична проникність ϵ приводиться в довідниках, виходячи із електростатичних вимірювань. В швидкозмінних полях ϵ залежить від частоти коливань поля. І тому в (1.9) повинна входити ϵ для відповідної частоти. Наприклад, для води ϵ отримана із електростатичних вимірювань, дорівнює $\epsilon = 81$, а $n = 1,33$. Якщо в формулу (1.9) підставити значення ϵ для води при відповідній частоті, то вона дає вірне значення n . Оскільки $\epsilon > 1$, то і абсолютний показник заломлення $n > 1$.

Середовище з великим значенням n називають більш *оптично густим*, ніж середовище з меншим значенням n . Якщо світло розповсюджується із одного середовища в інше, то користуються *відносним показником заломлення*. Він визначається як відношення швидкості хвилі в одному середовищі до швидкості в другому середовищі:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.10)$$

Якщо абсолютний показник заломлення завжди більший одиниці, то відносний може бути як більшим, так і меншим одиниці, в залежності від того, з якого в яке середовище розповсюджується хвиля.

Світлова хвиля, як і будь-яка електромагнітна хвиля, переносить енергію. В частині II було показано, що густина потоку електромагнітної енергії визначається вектором Умова — Пойнтінга

$$\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}]. \quad (1.11)$$

Модуль середнього за часом значення величини густини потоку енергії, що переноситься світловою хвилею, називають *інтенсивністю* світла I в даній точці простору. Вимірюється інтенсивність в Вт/м². Згідно з (4.150), частина II, інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди:

$$I \sim E_o^2 \sim H_o^2. \quad (1.12)$$

Лінії, вздовж яких розповсюджується світлова енергія, називаються *променями*. Усереднений вектор Умова — Пойнтінга \vec{S} спрямований в кожній точці по дотичній до променя. В ізотропному середовищі напрямок \vec{S} співпадає з нормаллю до хвильової поверхні. Таким чином, промені перпендикулярні до хвильових поверхонь. В анізотропних середовищах перпендикуляр до хвильової поверхні не співпадає з напрямком вектора Умова — Пойнтінга, тобто промені не ортогональні хвильовим поверхням.

1.2. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА ЯК ГРАНИЧНИЙ ВИПАДОК ХВИЛЬОВОЇ ОПТИКИ. ЗАКОНИ ВІДБИВАННЯ ТА ЗАЛОМЛЕННЯ СВІТЛА

Розглянуті вище рівняння добре описують хвильові властивості світла. Але в багатьох практичних питаннях, таких як формування світлового пучка, утворення зображень та інші, хвильова природа світла може бути несуттєвою. Більш того, врахування хвильових властивостей лише буде ускладнювати отримання кінцевого результату. Для розв'язування такого роду задач зручно користуватись законами геометричної оптики.

Геометричною оптикою називають такий розділ оптики, в якому вивчаються закони розповсюдження світлової енергії в прозорих середовищах на основі уявлення про світловий промінь.

Ці закони були встановлені ще задовго до вияснення природи світла. Проте вони також витікають із хвильової теорії світла, як наближення, яке справедливе, якщо довжина хвилі набагато менша розмірів перешкод, що розташовані не дуже далеко від місця спостереження. Тобто геометрична оптика є граничним випадком хвильової оптики, коли $\lambda \rightarrow 0$. Геометрична оптика дозволяє за допомогою основних понять і простих законів отримати багато практично важливих результатів. В теорії оптичних пристроїв вона має широке застосування.

Пристаюючи до вивчення законів геометричної оптики, згадаємо деякі основні поняття і принципи, розглянуті в розділі «Коливання і хвилі», частина I.

Поверхня, до якої одночасно доходять хвилі від даного джерела коливань, називається *фронтом хвилі*. Форма хвильового фронту залежить від джерела коливань і властивостей середовища. В однорідному ізотропному середовищі у всіх точках фронту коливання відбуваються в однаковій фазі. В неоднорідному середовищі, де швидкість хвилі неоднакова в різних напрямках, хвильовий фронт може мати складну форму.

Часто при розв'язуванні задач про розповсюдження фронту хвилі необхідно побудувати фронт хвилі для деяко-

го моменту часу по хвильовому фронту, заданому в початковий момент часу. Це можна зробити за допомогою принципу Гюйгенса (див. частину I). Нагадаємо його: *кожна точка середовища, до якої дійшла хвиля, сама стає джерелом вторинних хвиль. Вторинні хвилі взаємно гасяться по всіх напрямках, крім напрямку вихідного фронту.* Проте принцип Гюйгенса нічого не говорить про амплітуди хвиль, що розповсюджуються в різних напрямках, і тим самим невідомим буде розподіл інтенсивностей вздовж хвильового фронту. Цей недолік принципу Гюйгенса пізніше доповнив Френель. За Френелем, *хвилю, що приходить в будь-яку точку від первинного джерела, можна розглядати як результат інтерференції вторинних хвиль, які приходять в цю точку від вторинних джерел деякого хвильового фронту.*

Принцип Гюйгенса з доповненням Френеля отримав назву *принцип Гюйгенса — Френеля*. Він виявився дуже плідним для широкого кола питань про розповсюдження хвиль як в геометричній, так і хвильовій оптиці.

Користуючись ним, розглянемо закони відбивання та заломлення світла.

Нехай плоский фронт світлової хвилі OA падає на границю розділу двох середовищ, швидкості світла в яких дорівнюють v_1 і v_2 , причому $v_1 > v_2$ (рис. 2).

Промені 1 і 2 перпендикулярні до фронту хвилі і складають з перпендикуляром до границі кут α . Це є кут падіння променя. На границі розділу двох середовищ світло частково відбивається (промені 3 і 4), а частково проходить (заломлюється) в друге середовище (промені 5 і 6). Скористаємось принципом Гюйгенса — Френеля і побудуємо фронти відбитої і заломленої хвиль. В точку B світло проходить пізніше, ніж в точку O , на час $t = \frac{|AB|}{v_1}$. За цей же час із точки O (як із вторинного джерела світла) в першому середовищі встигає розповсюдитись напівсферична хвиля радіусом $r_1 = v_1 t = \frac{|AB|v_1}{v_1} = |AB|$. В друге сере-

довище, з точки O , також буде розповсюджуватись хвиля радіусом $r_2 = v_2 t = \frac{|AB| \cdot v_2}{v_1}$. Із інших точок, що лежать на границі OB ,

в свій час також будуть розповсюджуватись вторинні хвилі як в перше, так і в друге середовище. Радіуси їх будуть поступово зменшуватись у напрямку від O до B . Якщо провести в якийсь певний момент часу обвідні через фронти вторинних хвиль BD і BE , то, згідно з принципом Гюйгенса — Френеля, вони будуть фронтами, відповідно, відбитої і заломленої хвиль.

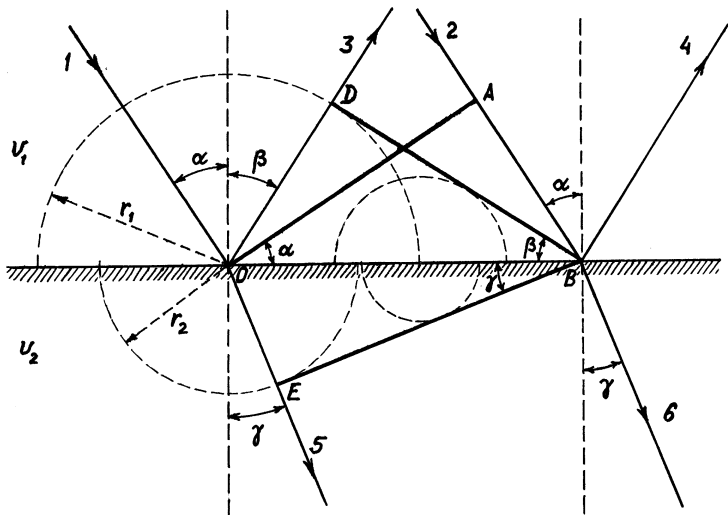


Рис. 2

Із рис. 2 видно, що трикутники OAB і BDO рівні. Вони прямокутні, мають спільну гіпотенузу і по одному однаковому катету: $|OD| = r = |AB|$. Тому $\angle AOB = \angle DBO$, але $\angle AOB = \alpha$, а $\angle DBO = \beta$, звідки

$$\angle \alpha = \angle \beta, \quad (1.13)$$

де β — кут відбиття.

Таким чином: *падаючий і відбитий промені лежать в одній площині з перпендикуляром, проведеним до границі розділу сере-*

довищ у точці падіння, і при цьому кут падіння дорівнює куту відбиття. Це є закон відбивання світла.

Із рис. 2 також маємо $\frac{r_1}{r_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{AB}{OE}$. Але $AB = OB \sin \alpha$, $OE = OB \sin \gamma$. Тоді

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (1.14)$$

де γ — кут заломлення.

Падаючий і заломлений промені лежать в одній площині з перпендикуляром до границі розділу середовищ, проведеним в точку падіння, і відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення дорівнює відношенню швидкості світла в першому середовищі до швидкості світла в другому середовищі. Це є закон заломлення світла.

Представимо цей закон через оптичну характеристику — показник заломлення світла. Згідно з (1.10), формула (1.14) має вигляд

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (1.15)$$

Тобто відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення дорівнює відносному показнику заломлення другого середовища відносно першого.

Нижче приведена таблиця абсолютних показників заломлення різних речовин для монохроматичного жовтого світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,589$ мкм.

Речовина	показник заломлення	Речовина	показник заломлення
Повітря	1,0003	Кварц	1,540
Вода	1,333	Алмаз	2,420
Спирт (етиловий)	1,362	Різні види скла	1,470 ÷ 2,040

Середовище, у всіх точках якого оптична густина однакова (показник заломлення однаковий), називається *оптично однорідним середовищем*. Земна атмосфера в цьому відношенні є оптично неоднорідним середовищем. Її показник заломлення

зменшується, хоча і в незначній мірі, з висотою. Завдяки цьому світловий промінь проходить через нього як через цілий ряд тонких паралельних прошарків, показники заломлення яких зменшуються із збільшенням висоти. На границі розділу таких прошарків відбувається заломлення променя. В результаті промінь світла в атмосфері викривляється. Це явище називають *рефракцією світла в атмосфері*. Завдяки рефракції можна бачити предмети, які знаходяться за горизонтом. Чим більша рефракція, тим більш віддалені предмети за горизонтом можна спостерігати.

Характерним в оптиці є взаємна оборотність світлових променів. Якщо на рис. 2 посылати промінь не з першого середовища в друге, а навпаки, із середовища з меншою швидкістю світла v_2 , в середовище з більшою швидкістю v_1 , то всі промені в однорідних середовищах підуть зворотним шляхом. В зв'язку з цим практичний інтерес має явище повного внутрішнього відбиття. Розглянемо його.

Нехай світло проходить із оптично більш густого середовища з показником заломлення n_1 , в оптично менш густе середовище з показником заломлення n_2 ($n_2 < n_1$), наприклад, із води в повітря, то, згідно з (1.15), кут падіння α буде меншим кута заломлення γ (рис. 3а).

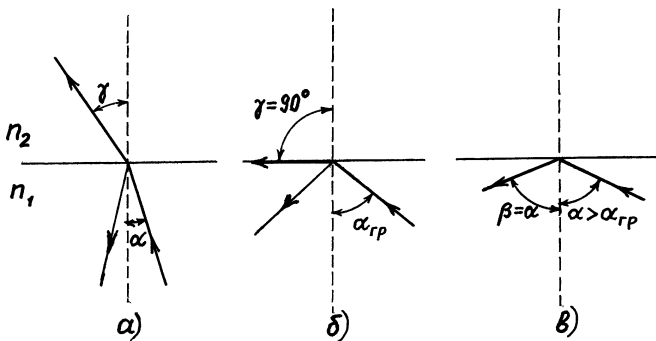


Рис. 3

Із збільшенням кута падіння α буде збільшуватись кут заломлення γ , залишаючись весь час більшим за α . При деякому куті

$\alpha = \alpha_{ep}$ кут заломлення буде дорівнювати 90° , тобто заломлений промінь піде вздовж границі розділу середовища (рис. 3б). При цьому співвідношення (1.15) буде мати вигляд:

$$\frac{\sin \alpha_{ep}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \text{ або } \sin \alpha_{ep} = n_{21}. \quad (1.16)$$

Кут α_{ep} називають *граничним кутом падіння*, або граничним кутом *повного внутрішнього відбиття*, тому що при кутах, більших за α_{ep} , настає явище *повного внутрішнього відбиття світла* (рис. 3в). Якщо світловий промінь падає під кутом, більшим ніж α_{ep} , то він повністю відбивається від поверхні і вийти з цього середовища не може. Граничний кут на межі з повітрям для води дорівнює 49° , для гліцерину — 43° , для алмазу — 24° . Вимірюючи на практиці граничний кут, можна знайти відносний показник заломлення двох середовищ. Оптичні прилади, які служать для цього і оснований на явищі повного внутрішнього відбиття, називаються *рефрактометрами*.

Повне внутрішнє відбиття використовують у *волоконній оптиці* для передачі світла, зображень, інформації по гнучким, прозорим пучкам, які називають *світловодами*. Світловод являє собою гнучке скляне волокно циліндричної форми, покрите оболонкою із прозорого матеріалу з меншим, ніж у волокна, показником заломлення. Промінь світла, що падає на торець волокна (рис. 4), проходить через всю нитку, багаторазово відбиваючись від бокової поверхні, і виходить через другий її торець. Вийти через бокову поверхню промінь не може, оскільки він зазнає повне внутрішнє відбиття. Якщо перед торцем світловоду помістити якийсь предмет, то зображення цього предмета з'явиться на другому кінці світловода, незалежно від того, як він буде вигнутий. Його навіть можна зав'язати у вузол. В медицині світловоди, які називають *зондами*, використовують для огляду внутрішніх порожнин (шлунку, прямої кишки та ін.). Він складається із двох частин: джерела світла і оглядової частини. За допомогою волоконного *гастроскопа* можна не лише візуально оглянути шлунок, а і зробити необхідні знімки з метою діагностики. За допомогою світловодів відбувається

передача лазерного випромінювання у внутрішні органи з метою лікувальної дії на пухлини.

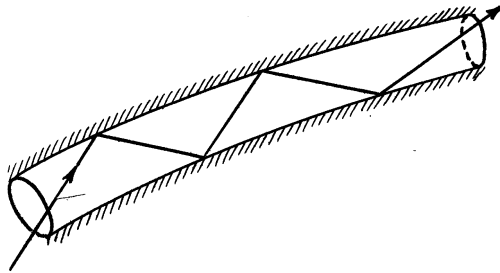


Рис. 4

Останнім часом волоконну оптику широко використовують для передачі інформації в дуже великих об'ємах.

І нарешті, відмітимо, що сітківка ока людини є високоорганізованою волоконно-оптичною системою, що складається приблизно із $130 \cdot 10^6$ волокон. Це, імовірно, найбільш складна волоконно-оптична система, існуюча в наш час.

1.3. ЛІНЗИ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ

Важливими елементами геометричної оптики є призма і лінзи. Розглянемо, що відбувається, якщо на них буде падати світло.

Нехай на бокову поверхню тригранної скляної призми з показником заломлення n під кутом α падає монохроматичний пучок світла (рис. 5).

Після заломлення під кутом γ промінь потрапляє під кутом α_1 на протилежну бокову поверхню призми. Оскільки швидкість розповсюдження світла в склі менша, ніж в повітрі, показник заломлення скла буде більшим ніж повітря, і тому промінь, виходячи з оптично більш густого середовища в менш густе, буде заломлюватись під кутом γ_1 , більшим, ніж α_1 . Після доразового заломлення промінь буде відхилений від початко-

вого напрямку на кут δ , який називають *кутом відхилення*. Кут θ між заломлюючими боковими поверхнями, що лежить навпроти основи призми, називають *заломлюючим кутом призми*.

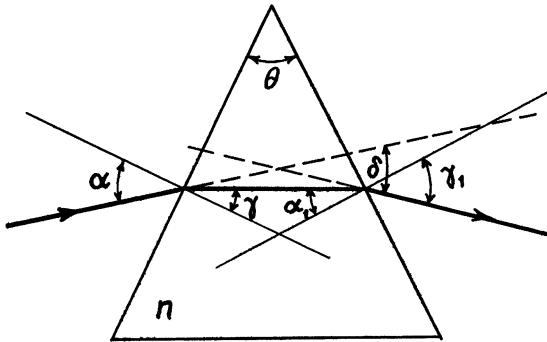


Рис. 5

Кут відхилення δ залежить від заломлюючого кута θ , від показника заломлення n матеріалу призми та від кута падіння α . Для призми з малим заломлюючим кутом θ (тонка призма) і у випадках малого кута падіння α , для кута відхилення можна отримати вираз, який ми приводимо без доказу:

$$\delta = (n - 1)\theta. \tag{1.17}$$

У всіх випадках промінь, що падає на бокову поверхню прозорої призми, буде відхилятися в сторону основи призми.

В оптичних приладах часто застосовують скляну рівнобедрену прямокутну призму. Її застосування ґрунтується на тому, що граничний кут повного відбиття для скла менше 45° . Тому у випадках, зображених на рис. 6, відбувається повне внутрішнє відбиття. Призма на рис. 6а) повертає промінь на 90° , що необхідно, наприклад, в перископах.

Другий випадок ходу променів зображений на рис. 6б). Він має місце в призматичних біноклях, напрямок променя змінюється на 180° . Рисунок 6в) показує застосування призми для зміни порядку ходу променів. Верхні промені стають нижніми і навпаки.

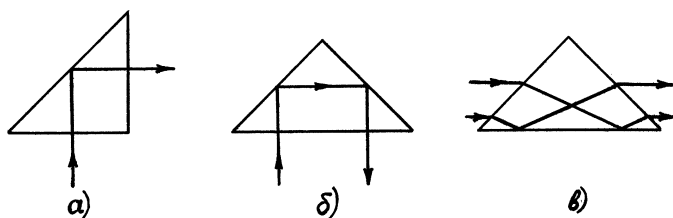


Рис. 6

Для зміни напрямку світлових променів в оптичних приладах досить широко використовують *лінзи*. Лінза — це прозоре тіло, обмежене двома криволінійними, в більшості випадків сферичними поверхнями. На рис. 7 зображені схематичні засоби отримання: а) двоопуклої і б) двовгнутої сферичних лінз з різними радіусами кривини поверхонь.

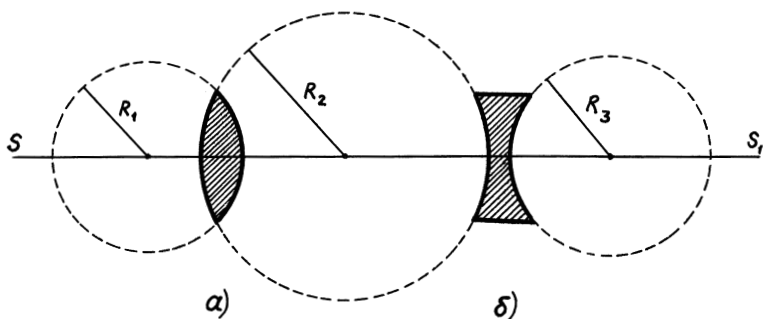


Рис. 7

Пряма SS_1 , що проходить через центри кривини поверхонь, які утворюють лінзу, називається *головною оптичною віссю* лінзи.

Будь-яка пряма, що проходить під кутом до головної оптичної осі і через оптичний центр лінзи, називається *побічною оптичною віссю*.

Ми будемо розглядати лише *тонкі лінзи*, товщина яких значно менша радіусів кривини. Точку, що лежить в центрі тонкої лінзи, називають *оптичним центром лінзи*. Ця точка має таку

властивість: промені, що проходять через неї, не заломлюються лінзою і називаються *центральною*.

Лінзу можна уявити як сукупність множини зрізаних призм (рис. 8).

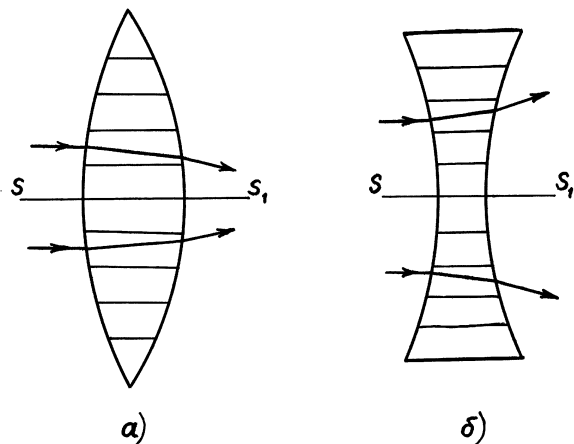


Рис. 8

Як було розглянуто вище, промені, що падають на бокові поверхні призм, відхиляються до її основи. Тоді всі промені, що падають на опуклу лінзу (рис. 8а), будуть відхилятися в сторону головної оптичної осі. Паралельний пучок світла збирається в одну точку, і лінзу називають *збирною*. У вгнутій лінзі (рис. 8б) навпаки, промені будуть відхилятися від головної оптичної осі, тобто розсіюватись, і тому її називають *розсіювальною*.

Не вдаючись до математичних викладок, запишемо співвідношення для двоопуклої лінзи, що пов'язує між собою відстань d від предмета, з якого виходять промені, до центра лінзи з відстанню f від лінзи до зображення цього предмета, а також з радіусами кривини R_1 і R_2 і показником заломлення n :

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.18)$$

Це є *формула тонкої лінзи*.

Якщо одна з поверхонь лінзи буде плоскою, то один із членів $\frac{1}{R}$ буде дорівнювати нулю, оскільки $R = \infty$. У випадку вгнутої поверхні відповідний член $\frac{1}{R}$ входить у формулу (1.18) із знаком мінус. Якщо предмет знаходиться від лінзи на великій відстані, такій, що промені від нього можна вважати паралельними, $d \rightarrow \infty$, а $\frac{1}{d} \rightarrow 0$, то зображення буде в точці, відстань до якої від лінзи можна знайти із рівняння (1.18): $\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$.

Цю точку називають *фокусом* лінзи і позначають буквою F , а відстань від неї до лінзи називають *фокусною відстанню* (рис. 9а) і також позначають буквою F . Тоді

$$F = \frac{1}{(n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}. \quad (1.19)$$

Від'ємне значення F для розсіювальної лінзи буде означати, що фокус *уявний*, тобто промені, падаючі на лінзу паралельно головній оптичній осі, після заломлення будуть розходитись і ніби виходити із уявного фокуса (рис. 9б):

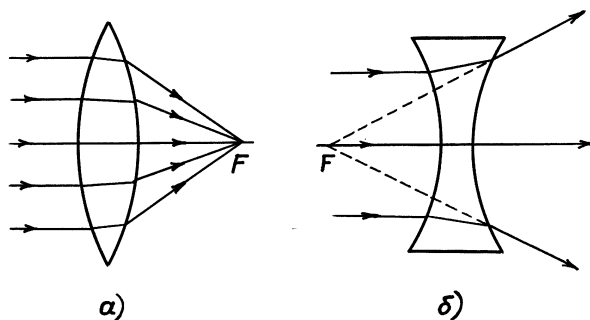


Рис. 9

Величину, обернену фокусній відстані, називають *оптичною силою лінзи*. Її позначають буквою D :

$$D = \frac{1}{F}. \quad (1.20)$$

Чим ближче до лінзи лежать фокуси, тим сильніше лінза заломлює промені, збираючи або розсіюючи їх, і тим більше абсолютне значення оптичної сили лінзи. Вимірюють оптичну силу в *діоптріях* (дптр). Оптичну силу в 1 діоптрію має лінза з фокусною відстанню в 1 м.

Використовуючи поняття фокусної відстані (1.19), а також оптичної сили лінзи (1.20), формулу (1.18) записують так:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}, \text{ або } \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = D. \quad (1.21)$$

У формулі для розсіювальної лінзи перед уявними величинами ставлять знак мінус.

Промені, що йдуть паралельним пучком з побічною оптичною віссю, збираються в площині, що проходить через фокус, і називається *фокальною площиною*.

Промені, паралельні головній оптичній осі, можна направити на лінзу і з другої сторони. Це дозволить знайти другий фокус лінзи з іншої сторони. Він розташований на головній оптичній осі і на такій самій відстані F . Це відноситься як для збирної, так і розсіювальної лінз.

Для побудови зображень предметів зручно користуватись двома променями. Перший промінь від якоїсь точки предмета проводять так, щоб він проходив паралельно головній оптичній осі, а далі заломлювався і йшов через фокус. Другий промінь проводять від тієї ж точки предмета через центр лінзи, не заломлюючи його. В точці перетину цих променів і буде зображення даної точки предмета. Можна для контролю провести і третій промінь з цієї ж точки через другий фокус до лінзи, а далі він заломлюється і йде паралельно головній оптичній осі. Він повинен потрапити в точку перетину перших двох променів. Для спрощення зображень збирну лінзу позначають так \uparrow , а розсіювальну — \downarrow . На рис. 10, як приклад, представлений хід променів при побудові зображення точки A предмета AB через збирну лінзу за допомогою трьох променів.

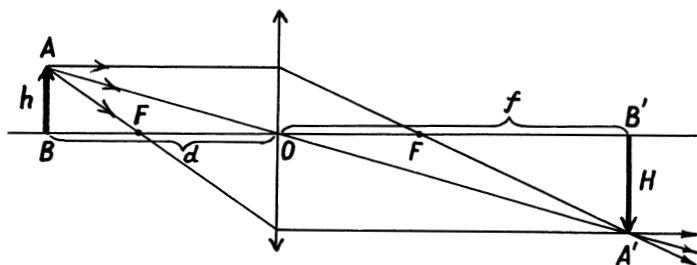


Рис. 10

Розміри зображення предмета відрізняються від розмірів самого предмета. Вони можуть бути як більшими від предмета, так і меншими. Це залежить від розташування предмета відносно фокуса лінзи. *Лінійним збільшенням* називають відношення лінійного розміру зображення до лінійного розміру предмета:

$$\Gamma = \frac{H}{h}. \quad (1.22)$$

Із подібностей трикутників ABO і $A'B'O$ (рис. 10), знаходимо $\frac{A_1B_1}{AB} = \frac{f}{d}$, а звідси збільшення дорівнює

$$\Gamma = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}. \quad (1.23)$$

На рис. 11 показана побудова зображення предмета на розсіювальній лінзі за допомогою тих самих променів.

Вона дає зменшення і при тому уявне зображення $A'B'$, оскільки воно утворене на перетині уявного променя, що виходить ніби з уявного фокуса — F .

Якщо предмет розміщується між фокусом і збирною лінзою, то зображення буде уявним, збільшеним і прямим (рис. 12).

Цей випадок відповідає використанню збирної лінзи в якості *луни*.

Для більш значного збільшення малих об'єктів застосовують мікроскоп. Мікроскоп — це оптична система, яка в найпростішому випадку складається із короткофокусної збирної

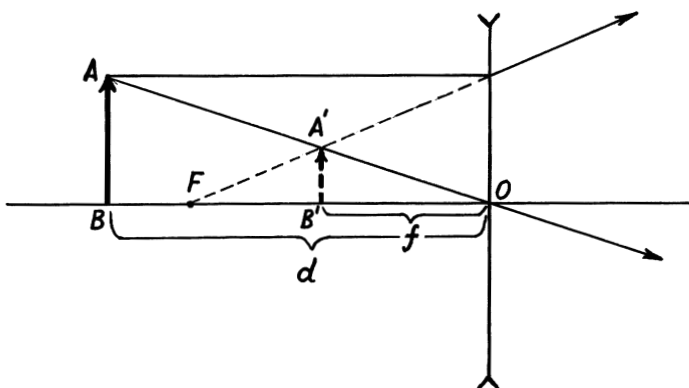


Рис. 11

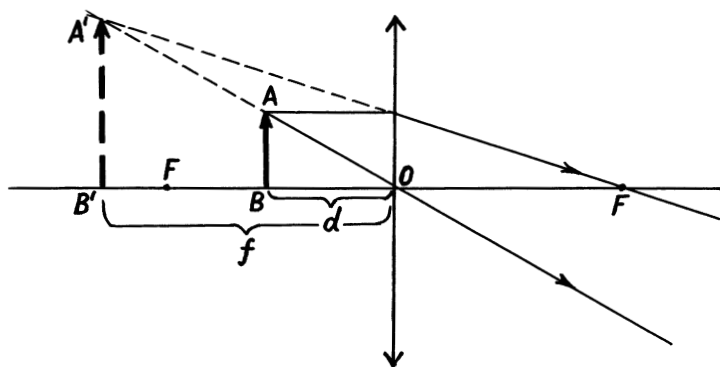


Рис. 12

лінзи (об'єктива) і довгофокусної збирної лінзи (окуляра). До складу мікроскопа також входить тубус, предметний столик, мікрометричний гвинт, конденсор. Предмет AB розміщується від об'єктива на відстані трохи більшій, ніж $F_{об.}$. Дійсне, збільшене і перевернуте зображення $A'B'$ отримують по відношенню до об'єктива за подвійною фокусною відстанню, а по відношенню до окуляра — на відстані трохи меншій за його фокусну відстань. Тобто зображення об'єктива розглядають через окуляр як через лупу (рис. 13).

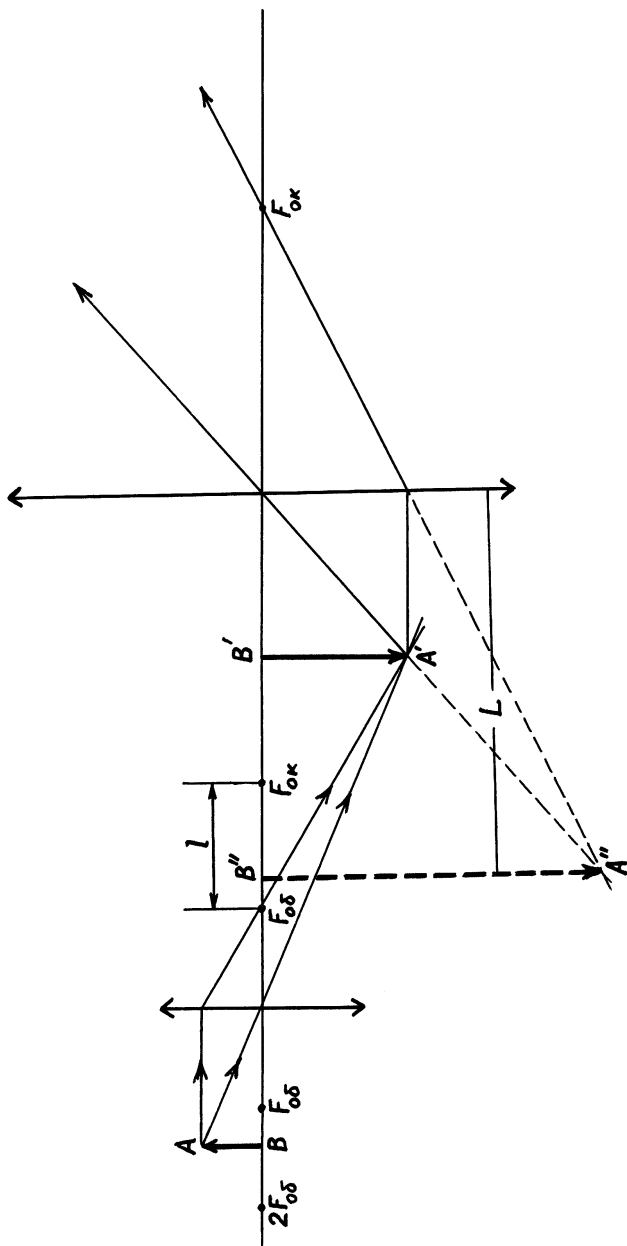


Рис. 13

Внаслідок чого отримують уявне, збільшене і перевернуте по відношенню до предмета зображення $A''B''$, що знаходиться від окуляра на відстані L , яку називають *відстанню нормального зору*. Для ока людини $L \approx 25$ см. Відстань l між внутрішніми фокусами об'єктива і окуляра називають *оптичною довжиною тубуса* мікроскопа. На рис. 13 зображення предмета $A''B''$ отримано всередині тубуса. В дійсності, при додержуванні розмірів предмета та розташування його по відношенню до об'єктива, зображення $A''B''$ буде розміщуватися по одну сторону з предметом AB від об'єктива, і є дуже великим. Тому рис. 13 схематично ілюструє хід променів.

Збільшення мікроскопа розраховують так: $H_M = \frac{A''B''}{AB}$, або $H_M = H_{об} \cdot H_{ок}$. Можна наближено розрахувати збільшення мікроскопа через його характеристики, а саме $H_{об} = \frac{l + F_{об.}}{F_{об.}} \approx \frac{l}{F_{об.}}$, а $H_{ок} \approx \frac{L}{F_{ок}}$, тоді $H_M = H_{об} \cdot H_{ок} = \frac{lL}{F_{об.} \cdot F_{ок}}$. Практично збільшен-

ня оптичного мікроскопа не може бути більшим, ніж 2500–3000. Це пов'язано з обмеженістю розрізнявальної здатності мікроскопа, зумовленої дифракційними явищами. Одним із засобів зменшення границі розрізнявальної здатності мікроскопа, яка дорівнює $\alpha = \frac{0,5\lambda}{A}$, де A — його числова апертура — це використання світла з меншою довжиною хвилі. У зв'язку з цим використовують ультрафіолетовий мікроскоп, в якому мікрооб'єкти досліджують в ультрафіолетових променях. Ще менша довжина хвилі відповідає потокові електронів, що рухаються з великою швидкістю. На основі цього побудований електронний мікроскоп, схему та принцип роботи якого буде розглянуто в § 8.1.

Для оптичних лінз з великим діаметром характерним є явище *сферичної аберації*. При виведенні формули тонкої лінзи (1.18) було зроблено допущення, що промені падають на сферичну поверхню лінзи під невеликими кутами до головної оптичної осі. Насправді ж для лінз з великим діаметром частина проме-

нів буде падати на неї під великими кутами до оптичної осі. Ці промені будуть збиратися вже не в точці A_1 , де збираються промені, що падають під малими кутами, а в іншій точці A_3 (рис. 14). Внаслідок цього зображення точки A буде мати вигляд розмитої плями. Цей недолік і називають сферичною аберациєю. У опуклої лінзи промені, що падають на її краї, збираються ближче, ніж промені, що падають на її центральну частину. У вгнутої лінзи спостерігається зворотне явище. Завдяки цьому можна створити оптичну систему із відповідним чином підібраних збирних і розсіювальних лінз. Таку оптичну систему часто використовують в приладах, де є сферична аберация.

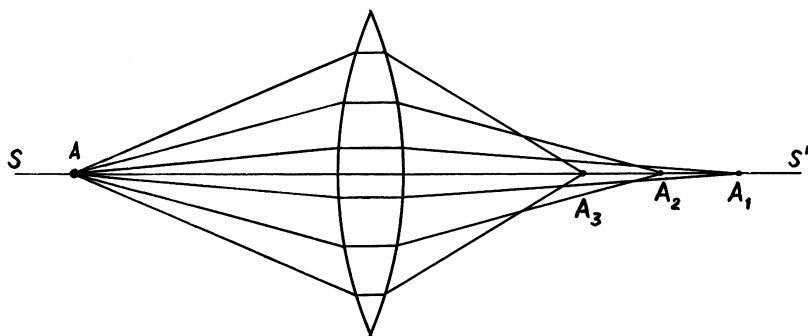


Рис. 14

Крім сферичної аберациї, оптичні лінзи мають ще інші вади, наприклад, кома, астигматизм, дисторсія зображень, хроматична аберация. Існують багато різних засобів ліквідації цих недоліків. З ними можна познайомитись в спеціальній літературі з оптики.

1.4. ОПТИЧНА СИСТЕМА ОКА І ЇЇ ОСОБЛИВОСТІ

Око людини являє собою складну оптичну систему. Воно має майже кулеподібну форму діаметром приблизно 25 мм. Стінки ока складаються із трьох концентрично розташованих

оболонку (рис. 15). Зовнішня білкова оболонка 1 називається *склера*. Вона виконує захисні функції. В передній частині ока склера перетворюється в прозору опуклу рогову оболонку 5, яку називають *роговицею*. Товщина роговиці в центрі близько 0,6 мм, на периферії — до 1 мм. За оптичними властивостями роговиця — одна з найбільш сильно заломлюючих частин ока. Вона є ніби вікном, через яке в око проходять промені світла. Показник заломлення роговиці 1,38.

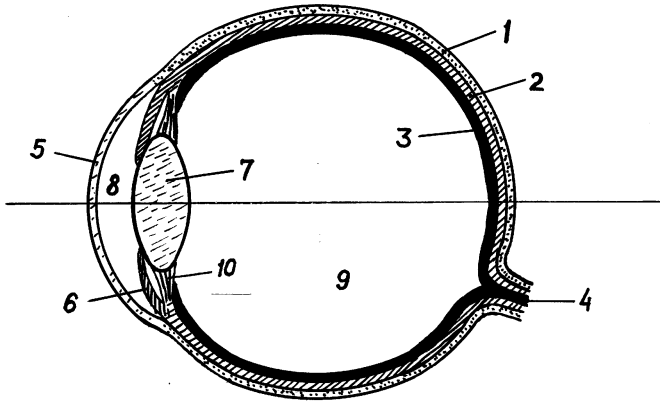


Рис. 15

До склери прилягає судинна оболонка 2, внутрішня поверхня якої вкрита шаром темних пігментних клітин, що перешкоджають внутрішньому дифузійному розсіюванню світла в оці. В передній частині ока судинна оболонка переходить в райдужну 6, в якій є круглий отвір — *зіниця*. Вона відіграє роль діафрагми: її діаметр змінюється в залежності від кількості світла, що потрапляє в око.

До зіниці з внутрішньої сторони ока примикає кришталік 7 — прозоре, пружне тіло у формі двоопуклої лінзи. Діаметр кришталіка 8–10 мм, радіус кривини передньої поверхні близько 10 мм, задньої — 6 мм, показник заломлення речовини кришталіка 1,42. Між роговицею і кришталіком розташована передня камера 8, заповнена водянистою рідиною. Вся внутрішня

частина ока від кришталика до задньої стінки зайнята прозорою драглистою масою 9, яка називається *склистим тілом*. Показник заломлення склистого тіла такий самий, як у водянистої рідини. Через задню стінку ока входить *зоровий нерв* 4. Розгалужуючись, він переходить у внутрішній шар ока — *сітківку* 3, яка є світлосприймаючим (рецепторним) елементом ока. Сітківка складається із декількох шарів, вона неоднакова за товщиною і чутливістю до світла. В ній знаходяться світлочутливі зорові клітини, периферійні кінці яких мають різну форму. Довгі кінці називають *паличками*, конусоподібні — *колбочками*. Довжина паличок 63–81 мкм, діаметр 1,8 мкм, для колбочок, відповідно, 35 мкм і 6 мкм. На сітківці ока людини розташовано близько 130 мільйонів паличок і 7 мільйонів колбочок.

Зображення предмета, промені від якого потрапляють в око людини, утворюється на сітківці. Воно є дійсним, зменшеним і перевернутим. Вірне враження про розташування предмета створюється завдяки коректувальній дії мозку людини.

Під дією особливого *війчастого* м'язу змінюється кривина поверхонь кришталика, а відповідно, і його фокусна відстань. Цим самим забезпечується чітке зображення предмета на сітківці. Здатність ока пристосовувати фокусну відстань кришталика до відстані від предмета, що спостерігає людина, називається *акомодацією*.

В ненапруженому стані, коли війчасті м'язи розслаблені, око здатне до спостереження далеких предметів, розташованих на відстані від 8 метрів. Акомодація дозволяє отримати чітке зображення предметів, що знаходяться на невеликих відстанях, але не менших від відстані нормального зору 25 см, про яку згадувалось раніше.

Розмір зображення залежить *від кута зору* α між променями, що йдуть в око від крайніх точок предмета (рис. 16). Найменший кут зору, під яким ще можна розрізнити форму предмета, дорівнює приблизно $1'$, що відповідає розгляданню відрізка довжиною близько 70 мкм, який знаходиться на відстані нормального зору. При $\alpha < 1'$ всі зображення розміщуються на одному світлочутливому елементі сітківки, і предмет сприймається як точка.

У зв'язку з існуванням граничного кута зору $\alpha = 1'$ неозброєним оком неможливо розглядати як близькі, але дуже малі предмети, так і великі, але дуже далекі предмети. В цих випадках користуються оптичними приладами (мікроскопом, лупою в першому випадку і телескопом в другому випадку), які збільшують кут зору.

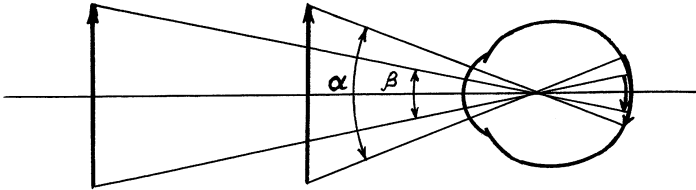


Рис. 16

Найбільш розповсюдженими вадами зору є короткозорість (зображення предмета отримують перед сітківкою) і далекозорість (зображення отримують за сітківкою) (рис. 17а, б). Корекцію цих дефектів виконують за допомогою окулярів. Для виправлення короткозорості користуються окулярами з розсіювальними, вгнутими лінзами, а у випадку далекозорості — збирними, опуклими лінзами (рис. 17а', б').

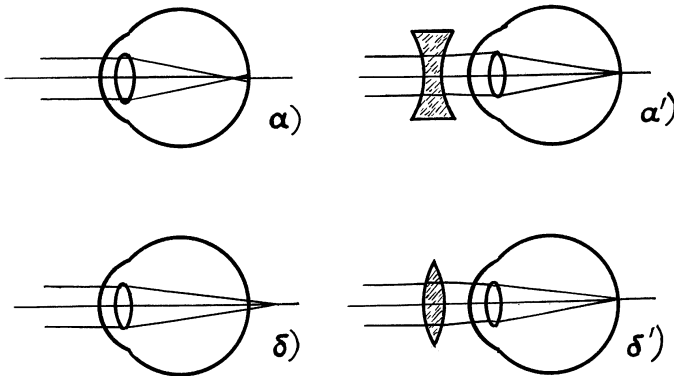


Рис. 17

Як було згадано вище, світлочутливим елементом ока є сітківка, яка вистелена паличками і колбочками. Палички більш чутливі до світла. Колбочки менш чутливі до світла, але вони мають *спектральну чутливість*. Завдяки їм людина розрізняє кольори.

Око людини не однаково чутливе до різних кольорів. Найбільшу чутливість око має до довжини хвилі $\lambda_{\max} = 0,555$ мкм, тобто до зеленого кольору. Чутливість до інших кольорів, тобто до більш довгих і більш коротких хвиль, різко зменшується. Для того, щоб, наприклад, червоне світло $\lambda = 0,76$ мкм вважалося таким же яскравим, як і зелене, його потужність повинна в 20 000 разів перевищувати потужність зеленого світла. Мірою спектральної чутливості ока служить безрозмірний *коефіцієнт видності*, який дорівнює *відношенню потужності монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_{\max} = 0,555$ мкм (зелене світло) до потужності монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі λ , яка спричиняла б таку саму чутливість яскравості, як і випромінювання з довжиною хвилі λ_{\max}* .

$$V_{\lambda} = \frac{W_{\max}}{W_{\lambda}}. \quad (1.24)$$

Згідно з (1.24), коефіцієнт видності зеленого світла дорівнює одиниці. Для всіх інших довжин хвиль видимого діапазону $V_{\lambda} < 1$. На рис. 18 представлена залежність коефіцієнта видності від довжини хвилі для ока людини.

Для ока тварин чи комах цей графік має інший вигляд. Наприклад, око бджоли дуже чутливе до ультрафіолетового світла і зовсім не сприймає червоне. Саме тому бджоли не відвідують і не опилюють червоних квітів (за виключенням маку, квіти якого добре відбивають ультрафіолетові промені сонця, і тому бджоли їх бачать як ультрафіолетові). У багатьох комах, в тому числі і шкідників, максимум чутливості припадає на ультрафіолетову область. У зв'язку з цим розроблені і застосовуються на практиці засоби боротьби з шкідниками за допомогою ультрафіолетових пасток, де приманкою служить ультрафіолетове світло.

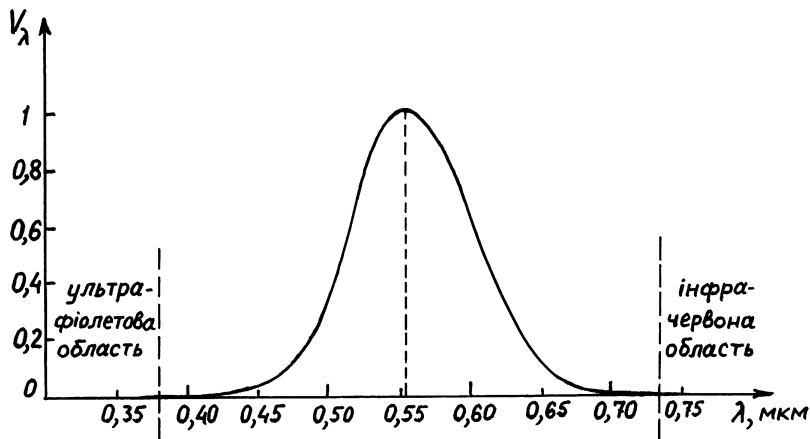


Рис. 18

1.5. ОСНОВИ ФОТОМЕТРІЇ

Згідно з теорією Максвелла світло, будучи електромагнітною хвилею, переносить енергію, і дія світла зумовлена насамперед наявністю певної світлової енергії. Для того, щоб розглядати оптичні явища, їх закони, необхідно мати уявлення про техніку і процес вимірювання світлової енергії. Розділ оптики, що вивчає методи і засоби вимірювання променевої енергії, називається *фотометрією*.

Нехай через деяку поверхню за час t пройде кількість світлової енергії E , тоді відношення $W = \frac{E}{t}$ показує, яка кількість енергії проходить через поверхню за 1 секунду. Ця енергетична характеристика є потужність випромінювання через дану поверхню. Якщо через поверхню проходить монохроматичне світло з певною довжиною хвилі, то потужність W_λ буде спектральною характеристикою. Ці енергетичні характеристики називаються *потокм променевої енергії*. Виражаються в одиницях потужності, тобто в ватах. Проте, як ми бачили в попередньо-

му параграфі, *зорове* відчуття залежить не лише від потужності випромінювання, а і від спектральної чутливості ока людини. Тобто від коефіцієнта видності. Тому, коли приймачем світла є око людини, світлове випромінювання зручно характеризувати добутком спектральної потужності випромінювання W_λ на коефіцієнт V_λ . Ця психофізична, або фотометрична характеристика випромінювання, яка враховує спектральну чутливість ока, називається *світловим потоком*:

$$\Phi_\lambda = W_\lambda V_\lambda. \quad (1.25)$$

Якщо випромінювання відбувається хвилями різної довжини, то світловий потік такого немонохроматичного джерела буде дорівнювати сумі світлових потоків кожної довжини хвилі:

$$\Phi = \sum \Phi_\lambda = \sum W_\lambda V_\lambda. \quad (1.26)$$

Таким чином, можна дати таке означення: *світловим потоком називають потік променевої енергії, який оцінюється по зоровій чутливості*.

Поряд із світловим потоком основними фотометричними характеристиками є: *сила світла, освітленість і яскравість*. Усі питання, пов'язані з визначенням світлових величин, доцільно розглядати, починаючи з випадку, коли джерело випромінює світло рівномірно в усіх напрямках. Таким є, наприклад, *точкове джерело*. Джерело світла вважається точковим, якщо його розміри дуже малі у порівнянні з відстанню до місця спостереження і якщо воно випромінює світло рівномірно по всім напрямкам. Прикладами точкових джерел можуть бути зірки, які ми спостерігаємо з Землі. Хоча розміри їх дуже великі, але відстані від Землі в багато разів перевищують їх розміри. Іншим прикладом є електрична лампочка, якщо її спостерігати на відстані декілька десятків метрів.

Для того щоб дати визначення іншим фотометричним величинам, згадаємо про таке геометричне поняття, як *тілесний кут*. *Тілесним кутом Ω називається частина простору, обмежена конусною поверхнею. Він визначається від-*

ношенням площі S , вирізаної цим конусом на поверхні сфери з центром O у вершині тілесного кута, до квадрата радіуса сфери (рис. 19).

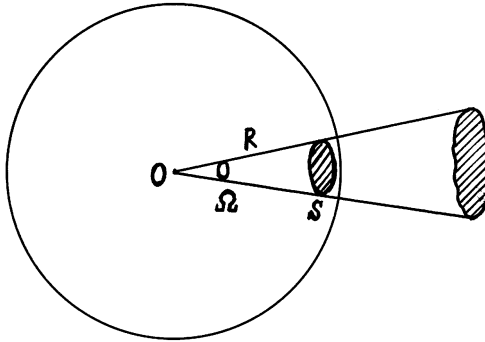


Рис. 19

$$\Omega = \frac{S}{R^2}. \quad (1.27)$$

Одиницею тілесного кута є *стерадіан* (ср). 1 ср — *тілесний кут з вершиною в центрі сфери, який вирізає на поверхні сфери площу, що дорівнює площі квадрата зі стороною, рівною радіусу сфери*.

Очевидно, що тілесний кут, який охоплює весь простір навколо джерела світла, дорівнює:

$$\Omega = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi. \quad (1.28)$$

Повний світловий потік характеризує випромінювання, яке розповсюджується від джерела у всіх напрямках. Для практичних цілей часто потрібно знати не повний світловий потік, а той, який поширюється в певному напрямку і падає на певну площину. У зв'язку з цим встановлено такі фотометричні величини, як *сила світла* I і *освітленість* E .

Сила світла вимірюється відношенням світлового потоку Φ , який створюється точковим джерелом світла в тілесному куті

Ω , до цього тілесного кута. Тобто сила світла — це світловий потік, розрахований на тілесний кут, що дорівнює стерadianу:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (1.29)$$

За одиницю сили світла прийнята *кандела* (кд). 1 кд — сила світла, що випромінюється при певних умовах еталонним джерелом світла у вигляді абсолютно чорного тіла, перпендикулярно до його поверхні з площі $1/6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$, при температурі затвердіння платини 2046 К, що знаходиться під тиском 101325 Па. Кандела, поряд з іншими одиницями виміру (метр, кілограм, секунда, моль, кельвін, ампер), належить до основних одиниць СІ.

Із формули (1.29) знайдемо світловий потік:

$$\Phi = I \cdot \Omega, \quad (1.30)$$

звідки можна встановити одиницю вимірювання світлового потоку — *люмен* (лм). 1 лм — світловий потік, випромінюваний точковим джерелом в тілесному куті 1 стерadian при силі світла в 1 кандели: $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$.

Для кількісної характеристики освітлення поверхні вводиться поняття *освітленості*.

Освітленістю поверхні називається відношення світлового потоку, що падає на дану поверхню, до площі цієї поверхні:

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (1.31)$$

Виходячи із формул (1.27), (1.29), (1.31), можна дістати таку залежність:

$$E = \frac{I}{R^2}, \quad (1.32)$$

тобто освітленість площини, перпендикулярної до світлового потоку, дорівнює силі світла, поділеній на квадрат відстані до точкового джерела.

Порівнюючи освітленості площин на різних відстанях від точкового джерела, знайдемо $E_1 = \frac{I}{R_1^2}$, $E_2 = \frac{I}{R_2^2}$, або

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2}, \quad (1.33)$$

тобто освітленості обернено пропорційні квадратам відстаней від освітлюваних площин до точкового джерела. Цей закон називають *законом обернених квадратів*.

Якщо площина, що освітлюється точковим джерелом, орієнтована в просторі так, що кут між напрямком падаючих променів і перпендикуляром до неї становить α , то співвідношення (1.32) набирає вигляду:

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \alpha. \quad (1.34)$$

Залежністю освітленості від кута падіння світлових променів можна пояснити зміну пір року: в північній півкулі освітлення земної поверхні максимальне влітку, коли кути падіння сонячних променів α малі, і мінімальні взимку, коли кути α великі. Ці зміни освітленості (а також тривалості сонячного опромінення) спричиняють відповідні зміни температури на земній поверхні.

За одиницю освітленості приймають люкс (лк). 1лк — освітленість такої поверхні, на 1 м² якої падає рівномірно розподілений по площі світловий потік в 1 люмен. Освітленість в один люкс дістанемо на поверхні сфери радіуса 1 м, якщо в центрі її розміщується точкове джерело світла 1 кандела: 1 лк=1лм/1м². Наведемо декілька прикладів освітленості різними джерелами. Освітленість прямими сонячними променями має порядок 10⁵ лк, освітленість, необхідна для читання — близько 40 лк, освітленість, що створює повний місяць вночі — близько 0,2 лк.

Розглянуті фотометричні величини відносились до випромінювання світла точковими джерелами. Проте в багатьох випадках джерела світла є *протяжними*. При їх розгляді око розрізняє форму і розміри цих джерел, і користуватись ними як точковими неможливо. Для таких джерел сила світла не є достатньою характеристикою. Справді, з двох джерел, що випромінюють світло однакової сили, але мають різні розміри (площі), мен-

ший здається більш яскравішим, оскільки він дає більшу силу світла з одиниці площі. Тому для протяжних джерел світла вводять таку характеристику, як *яскравість*.

Яскравість протяжного джерела світла вимірюється відношенням сили світла, що випромінюється з площі видимої (перпендикулярної до напрямку спостереження) поверхні даного джерела, до площі цієї поверхні.

$$B = \frac{I}{S_0}, \quad (1.35)$$

де I — сила світла, S_0 — видима поверхня. Одиницею яскравості є кандела на квадратний метр — $\text{кд}/\text{м}^2$.

Щоб мати уявлення про чисельні значення яскравості, наведемо декілька прикладів. Яскравість поверхні Сонця має порядок 10^9 $\text{кд}/\text{м}^2$, спіраль електричної лампи накаливання — 10^6 $\text{кд}/\text{м}^2$, полум'я газової лампи — 10^4 $\text{кд}/\text{м}^2$, нічного безмісячного неба — 10^{-4} $\text{кд}/\text{м}^2$. Найменша яскравість, яку ще може розрізнити око людини, має порядок 10^{-6} $\text{кд}/\text{м}^2$.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Запишіть та поясніть рівняння Максвелла в диференціальній формі.
2. Запишіть рівняння плоскої монохроматичної світлової хвилі.
3. Що таке фазова швидкість світла? Чому вона дорівнює?
4. Що таке абсолютний і відносний показники заломлення? Від чого вони залежать?
5. Що таке інтенсивність світла? Від чого вона залежить?
6. Сформулюйте і поясніть принцип Гюйгенса — Френеля.
7. Запишіть і сформулюйте закони відбивання і заломлення світла.
8. Побудуйте і поясніть за допомогою принципу Гюйгенса закони відбивання і заломлення світла.
9. Що таке оборотність світлових променів?

10. Поясніть явище повного внутрішнього відбиття світла.
11. Покажіть хід променів в трьохгранній призмі.
12. Які лінзи ви знаєте? Поясніть, чим вони відрізняються.
13. Запишіть формулу тонкої лінзи.
14. Що таке оптична сила лінзи? В яких одиницях вона вимірюється?
15. Намалуйте і поясніть, як отримують зображення предмета, розташованого за подвійним фокусом, між фокусом і подвійним фокусом, між лінзою і фокусом для збирної і розсіювальної лінз.
16. Намалуйте і поясніть хід променів в мікроскопі.
17. Як визначити збільшення мікроскопа?
18. Що таке сферична аберация лінзи?
19. Чому і якими окулярами користуються люди?
20. Що таке спектральна чутливість ока людини?
21. Що є мірою спектральної чутливості ока людини?
22. Що таке світловий потік?
23. Поясніть, що таке сила світла та в яких одиницях вона вимірюється?
24. Чому дорівнює освітленість поверхні та в яких одиницях вона вимірюється?
25. Сформулюйте і поясніть закон обернених квадратів.
26. Що таке яскравість джерела світла?

Розділ 2

ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

2.1. ЗАГАЛЬНІ УЯВЛЕННЯ ПРО ІНТЕРФЕРЕНЦІЮ СВІТЛА

В попередньому розділі були розглянуті питання геометричної, або, інакше кажучи, променевої оптики, яка є грубим наближенням хвильової теорії світла. В частині I посібника коротко були розглянуті механічні хвилі. Для них, як і для хвиль будь-якої фізичної природи, притаманні явища інтерференції та дифракції. В цьому розділі більш детально познайомимось з явищем інтерференції світла.

Нехай у нас є декілька джерел світла, які випромінюють електромагнітні хвилі, рівняння їх мають вигляд (1.3). В загальному вигляді, коли хвиля розповсюджується вздовж напрямку \vec{r} , ці рівняння для плоскої монохроматичної хвилі записують так:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos(\omega t - kr), \\ H &= H_0 \cos(\omega t - kr). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Розглянемо довільну точку в просторі, куди приходить світло від усіх джерел. В цій точці хвилі будуть накладатись одна на одну. Нас буде цікавити інтенсивність (нагадаємо, що інтенсивність — це усереднений за часом потік енергії, що переноситься хвилею через одиничну площадку, перпендикулярну напрямку розповсюдження хвилі, за одиницю часу). Для простоти спочатку розглянемо складання світлових хвиль, які йдуть від двох монохроматичних джерел, що знаходяться на різних відстанях від даної точки. Тоді коливання, наприклад, векторів напруженості електричного поля в цій точці від обох джерел будуть відбуватися в різних фазах. Результат їх складання має вигляд:

$$E_p = E_1 + E_2 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1) + E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2). \quad (2.2)$$

Як відомо із теорії коливань, при складанні двох гармонічних коливань однакової частоти (частина I, (6.15)) отримаємо результуюче гармонічне коливання тієї ж частоти:

$$E_p = E_0 \cos(\omega t + \varphi), \quad (2.3)$$

причому квадрат його амплітуди виражається формулою:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.4)$$

Як відомо, інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди (частина II, (4.151)):

$$I \sim E_0^2. \quad (2.5)$$

Тому із формули (2.4) з врахуванням (2.5) маємо:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (2.6)$$

де I_1 і I_2 — інтенсивності, зумовлені тільки першою і тільки другою хвилями.

Як бачимо, результуюча інтенсивність не просто дорівнює сумі інтенсивностей. Вона дорівнює сумі інтенсивностей плюс член $2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$, який називається *інтерференційним членом*, а розподіл інтенсивностей у просторі в різних точках, де будуть складатись хвилі в різних фазах, називають полем інтерференції, або *інтерференційною картиною*.

Інтерференційний член може бути як додатним, так і від'ємним. Все залежить від $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$, тобто від різниці фаз. В різних точках результуюча інтенсивність буде різна. В одних точках вона буде більша суми інтенсивностей ($I_1 + I_2$), в інших — менше цієї суми. В першому випадку хвилі будуть підсилювати одна одну, і будемо спостерігати максимум інтенсивності, в інших точках вони будуть ослаблювати одна одну, і будемо спостерігати мінімум інтенсивності. Це і буде явище *інтерференції*.

Розглянемо складання хвиль, що йдуть від звичайних джерел світла (лампа, полум'я, Сонце). Кожне джерело являє со-

бою сукупність величезної кількості атомів, що випромінюють світлові хвилі. Окремий атом випромінює електромагнітну хвилю на протязі 10^{-8} сек., причому випромінювання є випадковим процесом, тому різниця фаз $(\varphi_1 - \varphi_2)$ у формулі (2.6), з якою приходять хвилі в дану точку, також буде випадковою. При цьому середнє по випромінюванню всіх атомів значення $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ буде дорівнювати нулю. Тоді результуюча інтенсивність буде мати вигляд:

$$I = I_1 + I_2. \quad (2.7)$$

Це означає, що для інтенсивностей випромінювань, які виходять від звичайних світлових джерел, виконується просте правило: інтенсивність сумарного випромінювання дорівнює сумі інтенсивностей окремих хвиль. Це ми спостерігаємо в повсякденній практиці: освітленість від двох ламп дорівнює сумі інтенсивностей, що створюються кожною лампою окремо.

Звичайно, виникає питання: які умови необхідні, щоб при накладанні світлових хвиль виникало явище інтерференції? В прикладі інтерференції, який ми розглядали спочатку, хвилі були монохроматичні, тобто мали однакову частоту ω . Це є перша умова інтерференції. Другою умовою було те, що різниця фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ в даній точці простору з часом залишалась незмінною. По-третє, коливання векторів напруженостей електричних полів \vec{E}_1 і \vec{E}_2 повинні бути співнаправленими. Уявімо собі, що вони взаємно перпендикулярні. Тоді, як відомо із частини I, при складанні таких коливань в даній точці користуватись формулою (2.6) вже неможливо. Це означає, що світлові хвилі повинні бути поляризованими. І, нарешті, є ще одна умова отримання інтерференції світла, яка пов'язана з різницею фаз. В механіці інтерферували хвилі, які весь час безперервно приходили в дану точку. В оптиці світлові хвилі не є неперервними. Вони розповсюджуються квантами. Ця особливість, як ми побачимо далі, визначає специфіку оптичних інтерференційних схем.

2.2. КОГЕРЕНТНІСТЬ ХВИЛЬ

Розглянуті в попередньому параграфі умови, які необхідні для того, щоб спостерігати явище інтерференції, а саме:

- однакові частоти;
- постійна з часом різниця фаз;
- однакові напрямки векторів напруженості

називаються умовами *когерентності*, а хвилі, які відповідають таким умовам, — *когерентними хвилями*. Таким чином, інтерферувати можуть лише когерентні хвилі. Слід мати на увазі, що умови когерентності не є абсолютно жорсткими умовами. Якщо, наприклад, напрямок коливань двох векторів складає гострий кут α , або різниця фаз залишається сталою не на протязі всього часу спостереження (часткова когерентність), то інтерференція все одно буде спостерігатись, хоча і не так виразно. Лише при радикальному порушенні однієї із умов (коливання взаємно перпендикулярні, або різниця фаз змінюється хаотично) хвилі не будуть когерентними, і інтерференції не буде.

Розглянемо більш докладно умову отримання інтерференції, пов'язану з квантовими властивостями світла. Атом джерела світла, отримавши енергію, наприклад, від взаємодії з іншим атомом, випромінює квант світла. Після чого випромінювання припиняється до наступного збудження атома. Квант світла можна розглядати як шматок монохроматичної хвилі. Його ще називають *цугом хвилі*. За час, поки йде випромінювання, цуг розповсюджується на відстань $l = c\tau$, де $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — швидкість світла, а $\tau \approx 10^{-8}$ сек. — час випромінювання. Довжина цугу може бути від декількох десятків сантиметрів до декількох метрів. Якщо прийняти, що довжина хвилі порядку $5 \cdot 10^{-7}$ м, то в одному цугу вміщується близько 10^6 довжин хвиль (рис. 20).

Переривистий характер випромінювання суттєво змінює ситуацію при накладанні хвиль. Розглянемо два однакових атоми, що випромінюють хвилі з однаковою частотою і з однаковим напрямком коливань. В кожному точку простору приходять цуги хвиль від обох атомів, і в кожен момент часу інтенсивність визначається формулою (2.6), де $(\varphi_1 - \varphi_2)$ — різниця фаз,

зумовлена інтерферуючими цугами. Через час τ ці цуги пройдуть точку спостереження, і на заміну їм прийдуть нові цуги, які також інтерферують, але різниця фаз тепер буде іншою внаслідок неузгодженості актів випромінювання обома атомами. Таким чином відбувається ніби зміна дуже надкороткочасних інтерференційних картин, причому різниця фаз змінюється від картини до картини випадково. Ні око людини, ніякий прилад не в змозі зареєструвати такі короткочасні картини. Вони фіксують лише інтенсивність, усереднену з часом, на протязі якого різниця фаз змінюється багато разів, приймаючи з однаковою ймовірністю значення від 0 до π . Середнє значення $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ в такому випадку дорівнює нулю, тому $I = I_1 + I_2$. Таким чином, два ніби когерентні джерела, внаслідок неузгодженості актів випромінювання, не дають інтерференційну картину. Зрозуміло, що з цієї самої причини не виникає інтерференція від великої кількості атомів, а відповідно, і від будь-яких реальних макроскопічних джерел світла.

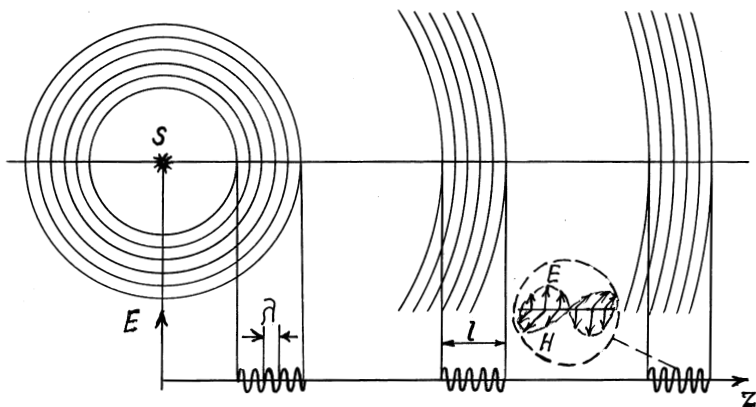


Рис. 20

Тому, для того щоб здійснити інтерференцію світла, необхідно забезпечити таке узгодження фаз коливань, щоб при усередненні інтерференційний член не перетворювався в нуль. Якщо поставити вимогу, щоб різниця фаз була сталою з часом, то се-

реднє значення $\overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)} = \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ сталої величини буде дорівнювати самій цій величині, і тоді інтерференційний член не буде дорівнювати нулю. Інтерференція світлових хвиль, що мають переривистий характер, не буде відрізнятись від інтерференції непереривистих хвиль. Тоді виникає наступне питання: як на практиці забезпечити сталість різниці фаз коливань, необхідної для інтерференції? Тут можливі два шляхи. Перший шлях полягає в тому, що узгодження актів випромінювання світла атомами відбувається в спеціальних оптичних генераторах — лазерах, які отримали в останній час широке розповсюдження. З принципом роботи яких ми познайомимось пізніше. Другий шлях полягає в тому, щоб змусити інтерферувати коливання, які йдуть не від різних атомів, а коливання, що приходять в точку спостереження від одного і того ж атома, але різними шляхами. Наприклад, від джерела S в точку B світло може прийти вздовж променя $SB = d_1$ (рис. 21), а також вздовж променя $SAB = d_2$, відбитого від дзеркала. Оскільки $d_2 > d_1$, то коливання, що йдуть шляхом d_2 , будуть запізнюватись по відношенню до тих коливань, що приходять в точку B шляхом d_1 , на час $\Delta t = \frac{d_2 - d_1}{v}$, де v — швидкість світла, а $d_2 - d_1$ називають *різницею ходу променів*. В тих точках простору, для яких різниця ходу променів менша за довжину цугу

$$d_2 - d_1 < l_{\text{цугу}} \quad (2.8)$$

цуг, що приходить сюди по більш довгому шляху, ще застане той цуг, що приходить по більш коротшому шляху, і фактично цуг буде інтерферувати «сам із собою». При цьому різниця фаз коливань, оскільки вони обидва виходять з джерела одночасно, буде визначатись лише часом запізнення, або різницею ходу променів, і буде однаковою для всіх наступних цугів. Тобто вона буде залишатись сталою з часом, і таким чином, буде виконуватись умова когерентності. Кажуть, що в таких випадках має місце *часова когерентність*. В точках, де $d_2 - d_1 > l_{\text{цугу}}$, точка B' (рис. 21), цуг, що приходить по більш довгому шляху $SA'B'$, зустрічається в точці B' вже не зі своїм цугом, який вже

пройде точку спостереження, а з наступним, і оскільки цуги випромінюються безладно з часом, різниця фаз має випадкове значення і по мірі надходження нових цугів хаотично змінюється. Таким чином, в області для точок, в яких умова часової когерентності (2.8) не виконується, коливання не когерентні, і інтерференції не буде.

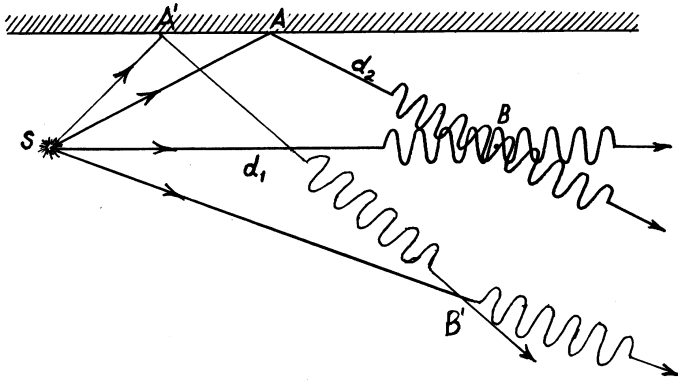


Рис. 21

2.3. ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНА КАРТИНА ВІД ДВОХ ТОЧКОВИХ КОГЕРЕНТНИХ ДЖЕРЕЛ

З'ясуємо умови виникнення та результат інтерференції від двох точкових когерентних джерел S_1 і S_2 , що знаходяться в однорідному середовищі. Нехай в деяку точку B , яка віддалена від джерел на відстанях, відповідно, d_1 і d_2 , приходять коливання, напруженості електричного поля яких описуються формулами:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega t - kd_1), \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega t - kd_2). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Після складання цих коливань (див. аналогічну процедуру (2.2)–(2.4)) приходимо до формули (2.6) для інтенсивності, де різниця фаз дорівнює

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = k(d_2 - d_1). \quad (2.10)$$

Оскільки для різних точок середовища різниця ходу променів буде різною, то, згідно з (2.10), буде різною і різниця фаз інтерферуючих коливань, а відповідно, і інтенсивність світла.

Якщо $(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнює $0, 2\pi, 4\pi, 6\pi$ і т. д., то $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнює $+1$, і інтенсивність в таких точках буде $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$, тобто буде максимальною.

Якщо $(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнює $\pi, 3\pi, 5\pi, 7\pi$ і т. д., то $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнює -1 , і інтенсивність буде дорівнювати $I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$, тобто буде мінімальною.

Це є умова отримання максимуму і мінімуму інтенсивності при інтерференції світла. В загальному випадку їх можна записати так:

$$\begin{aligned} (\varphi_1 - \varphi_2) &= 2\pi k, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ умова максимуму,} \\ (\varphi_1 - \varphi_2) &= (2k + 1)\pi, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ умова мінімуму.} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Користуючись тим, що хвильове число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, де λ — довжина хвилі, різницю фаз (2.10) можна представити таким чином:

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{2\pi}{\lambda}(d_2 - d_1). \quad (2.12)$$

Із цієї формули видно, коли $(d_2 - d_1)$ буде дорівнювати $0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$, то $(\varphi_1 - \varphi_2)$ будуть давати максимум інтенсивності, якщо $(d_2 - d_1)$ будуть дорівнювати $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}, \dots$, то $(\varphi_1 - \varphi_2)$ будуть давати мінімум. В загальному випадку, користуючись різницею ходу променів, умови максимуму і мінімуму записують так:

$$\begin{aligned} d_2 - d_1 &= k\lambda, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ максимум,} \\ d_2 - d_1 &= (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ мінімум.} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Таким чином, в інтерференційній картині максимуми будуть в тих точках, для яких різниця ходу променів буде дорівнювати

цілому числу довжин хвиль, або парному числу півхвиль, мінімуми — в точках, для яких різниця ходу променів буде дорівнювати непарному числу півхвиль. Ціле число k в формулах (2.11) і (2.13) називають *порядком* максимуму чи мінімуму.

Щоб наочно уявити собі розташування максимумів і мінімумів при інтерференції світла від двох точкових когерентних джерел S_1 і S_2 на площині, для різних значень k , звернемося до рис. 22, де суцільними лініями позначено місце розташування максимумів, а штрихованими — мінімумів.

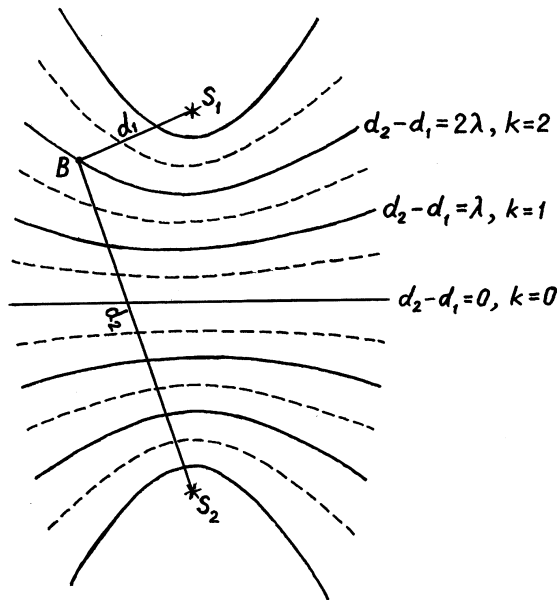


Рис. 22

Максимуми нульового порядку $d_2 = d_1$, $k = 0$, будуть розташовані посередині на лінії симетрії джерел, а максимуми і мінімуми наступних порядків чергуються і розташовуються на гіперболах з фокусами S_1 і S_2 , де знаходяться джерела. Нагадаємо, що гіперболою називається лінія, для кожної точки якої різниця відстаней до двох фіксованих точок (фокусів гіперболи) є стала величина. Уявимо тепер розподіл максимумів і мінімумів

від тих самих джерел S_1 і S_2 у просторі. Тоді максимуми нульового порядку будуть знаходитись на площині, перпендикулярній лінії симетрії $d_1 = d_2$, а максимуми і мінімуми — на гіперболоїдах, цебто на поверхнях, що утворені обертанням гіпербол навколо осі S_1S_2 . На практиці спостерігають розподіл інтенсивностей на деякій площині, що пересікає поверхні гіперболоїдів, розташовуючи тут екран, або фокусуючи на цю площину оптичний прилад чи око. Якщо перетнути поверхні гіперболоїдів площиною, перпендикулярною до лінії S_1S_2 , то максимуми інтенсивностей будуть мати вигляд кілець. А якщо перетнути їх площиною, паралельною лінії S_1S_2 , то поблизу центра картини максимуми будуть приблизно прямолінійними і паралельними один одному. Тобто будуть мати смугастий вигляд.

Виведемо формулу для координат цих смуг. Нехай відстань між джерелами S_1 і S_2 дорівнює d , а відстань від джерел до площини (екрану) буде L , причому $d \ll L$ (рис. 23).

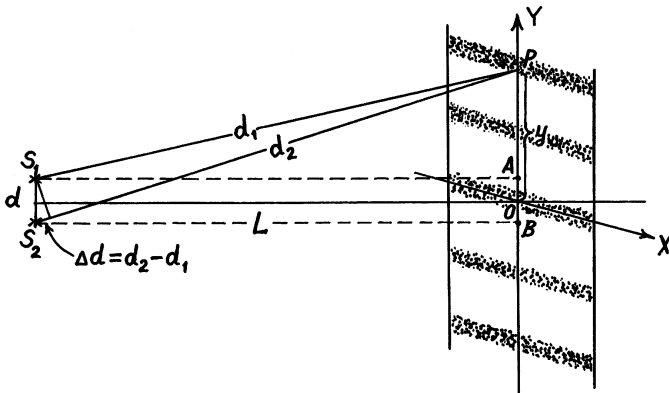


Рис. 23

Знайдемо координату y від точки O (однаково віддалену від джерел S_1 і S_2) до тих точок P , де спостерігаються максимуми інтерференції. Із прямокутних трикутників PBS_2 і PAS_1 маємо $(PS_2)^2 = L^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2$, $(PS_1)^2 = L^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2$, звідки

$(PS_2)^2 - (PS_1)^2 = 2yd$, або $(PS_2 - PS_1)(PS_2 + PS_1) = 2yd$, але $PS_2 - PS_1 = d_2 - d_1$, а $PS_2 + PS_1 \approx 2L$, тоді $(d_2 - d_1)2L = 2yd$, звідки

$$y = \frac{L(d_2 - d_1)}{d}. \quad (2.14)$$

Врахуємо умову отримання максимуму (2.13), тоді для координат максимумів інтерференційної картини отримаємо:

$$y = \frac{k\lambda L}{d}, \quad (2.15)$$

а для координат мінімумів від точки O :

$$y = (2k + 1)\frac{\lambda L}{2d}. \quad (2.16)$$

Центральний максимум $k = 0$ проходить через точку O . Відстань між сусідніми максимумами чи мінімумами, очевидно, дорівнює:

$$\Delta y = \frac{\lambda L}{d}. \quad (2.17)$$

Згідно з (2.17), Δy обернено пропорційне відстані між джерелами світла S_1 і S_2 . Це означає, що для отримання доброї інтерференційної картини слід користуватись джерелами, розташованими як можна ближче один до одного. На основі формули (2.17) можна дослідним шляхом визначити довжину світлової хвилі по відомим з дослідів значенням d , L і Δy . Зауважимо, що при використанні не монохроматичного світла, а наприклад, білого світла, інтерференційні максимуми для кожної довжини хвилі будуть, згідно з формулою (2.15), зміщені один відносно другого. Внаслідок чого, всі смуги, де спостерігаються максимуми, будуть мати райдужний колір.

Слід також звернути увагу на контрастність інтерференційної картини. Вона залежить від співвідношення амплітуд коливань. Якщо $E_{01} = E_{02}$, то $I_1 = I_2$ і при інтерференції, згідно з (2.6), результуюча інтенсивність в максимумі буде дорівнювати

$4I_1$, а в мінімумі — нулю. Навпаки, якщо, наприклад, $E_{01} \gg E_{02}$, інтенсивності в максимумах і мінімумах будуть мало відрізнятися, і картина буде малоконтрастна.

2.4. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА В РІЗНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

В деяких інтерференційних схемах промені проходять не через одне прозоре середовище, а через декілька середовищ із різними показниками заломлення. Як розрахувати інтерференцію в таких випадках? Перш за все, розглянемо, як ведуть себе величини, що характеризують електромагнітну хвилю при переході з одного середовища в інше. При переході з одного середовища в інше колова частота ω , а також звичайна частота ν і період T , які зв'язані співвідношенням $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$, не змінюються. Проте швидкість розповсюдження хвилі в різних середовищах різна, відповідно, і різними будуть абсолютні показники заломлення $n = \frac{c}{v}$. Це означає, що довжина хвилі $\lambda = vT$ при переході з одного середовища в інше змінюється: $\lambda = vT = \frac{c}{n}T = \frac{\lambda_0}{n}$, де $\lambda_0 = cT$ — довжина хвилі у вакуумі. Таким чином, довжина хвилі в середовищі і у вакуумі зв'язані співвідношенням:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (2.18)$$

Оскільки $n > 1$, то $\lambda < \lambda_0$, тобто при переході з вакууму в середовище довжина хвилі зменшується. Теж саме відбувається при переході світлових променів з середовища з меншим показником заломлення в середовище з більшим показником заломлення (рис. 24).

Довжина хвилі змінюється обернено пропорційно показнику заломлення.

Приступимо тепер до розгляду явища інтерференції світлових променів, що проходять різні шляхи, в різних середовищах.

Нехай в точці O відбувається розділ хвилі, що випромінюється одним джерелом, на дві когерентні хвилі (рис. 25).

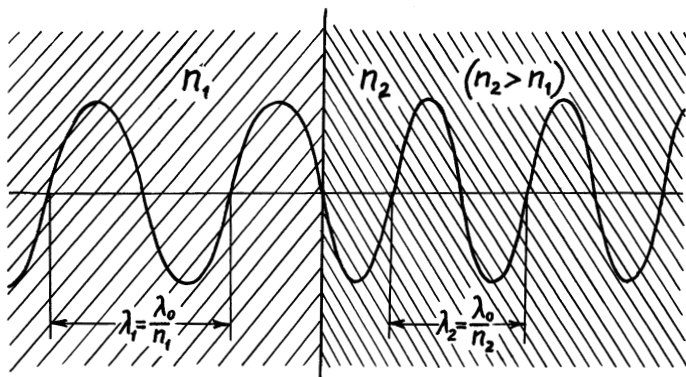


Рис. 24

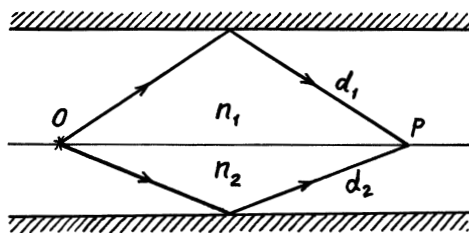


Рис. 25

До точки P перша хвиля, відбиваючись від дзеркальної поверхні, проходить відстань d_1 в середовищі з показником заломлення n_1 , друга хвиля таким самим чином проходить відстань d_2 в середовищі з показником заломлення n_2 . Оскільки показники заломлення середовищ різні, то це означає, що різними будуть швидкості розповсюдження хвиль в середовищах. Тобто когерентні хвилі в різних середовищах проходять різні шляхи, з різними швидкостями і зустрічаються в точці P . Інтерференція буде спостерігатись лише тоді, коли коливання, що складуться в точці P , будуть належати одному і тому ж цугу (див. § 2.2). Ко-

ливання напруженості електричного поля кожного з променів, що приходять в точку P , будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega t - k_1 d_1), \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega t - k_2 d_2). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Після складання цих коливань для різниці фаз отримуємо вираз:

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = (k_2 d_2 - k_1 d_1), \quad (2.20)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число, яке залежить від довжини хвилі.

Оскільки довжина хвилі в різних середовищах різна і залежить від показника заломлення (2.18), то різницю фаз (2.20) можна записати таким чином:

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = 2\pi \left(\frac{d_2}{\lambda_2} - \frac{d_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (d_2 n_2 - d_1 n_1). \quad (2.21)$$

Величину $d_2 n_2 - d_1 n_1$ називають *оптичною різницею ходу променів*.

Із формули (2.21) видно, що якщо оптична різниця дорівнює цілому числу довжин хвиль у вакуумі

$$d_2 n_2 - d_1 n_1 = k \lambda_0, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2.22)$$

то різниця фаз буде кратна 2π , і коливання, збуджені в точці P , відбуваються в однаковій фазі, $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$. Це є умова інтерференційного максимуму.

Якщо оптична різниця ходу променів буде дорівнювати непарному числу напівдовжин хвиль у вакуумі $\frac{\lambda_0}{2}, 3\frac{\lambda_0}{2}, 5\frac{\lambda_0}{2}$, тобто

$$d_2 n_2 - d_1 n_1 = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2.23)$$

то різниця фаз буде дорівнювати $\pi, 3\pi, 5\pi$ і т. д., а це означає, що коливання відбуваються в протифазі, $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$. Це буде умова інтерференційного мінімуму.

Як бачимо, умови отримання інтерференційних максимумів і мінімумів при розповсюдженні променів в різних середовищах такі самі, як і в однорідному середовищі, з тою лише різницею, що замість геометричного шляху d стоїть добуток dn довжини шляху на показник заломлення, який називають *оптичним шляхом*.

З поняттям оптичного шляху пов'язана одна визначна властивість лінзи — таутохронізм. Не зупиняючись на доказі цього явища, пояснимо тільки його суть.

На рис. 26 схематично показаний хід променів через збирну лінзу від джерела світла S до його зображення S' . Як бачимо, шляхи, що проходять центральний і побічні промені, різні. Проте, час розповсюдження коливань між спряженими точками S і S' однаковий для всіх променів. Це і є явище таутохронізму.

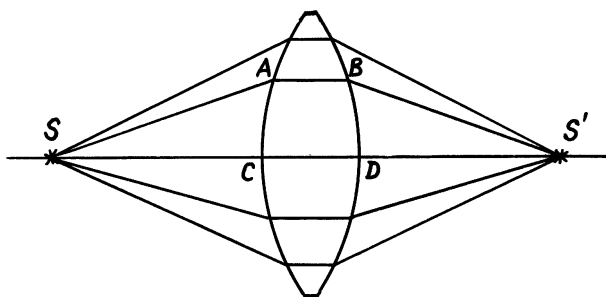


Рис. 26

Незважаючи на те, що промінь $SABS'$ проходить шлях, більший, ніж промінь $SCDS'$, коливання, що розповсюджуються вздовж нього, проходять в лінзі менший відрізок. $AB < CD$. Враховуючи, що швидкість хвилі в лінзі менша, ніж в повітрі, час на проходження шляху AB буде менший, ніж на CD . Тому і загальний час на проходження променями відрізків $SABS'$ і $SCDS'$ буде однаковий. Із цього випливає, що однаковими будуть і оптичні шляхи цих променів, а саме $SA + AB \cdot n + BS' = SC + CD \cdot n + DS'$. Таутохронізм лінзи означає, що коливання, які приходять від

джерела S в точку S' по різним шляхам, мають однакові фази. А це в свою чергу означає, що дійсне зображення джерела являє собою інтерференційний максимум.

2.5. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ

Познайомимось з інтерференційними явищами, які виникають при відбиванні світла від тонких прозорих плівок. При попаданні світлової хвилі на тонку прозору плівку відбувається відбиття від обох поверхонь плівки. Внаслідок цього виникають дві світлові хвилі, які при певних умовах можуть інтерферувати.

Нехай на тонку плівку товщиною d падають паралельні промені монохроматичного світла (рис. 27).

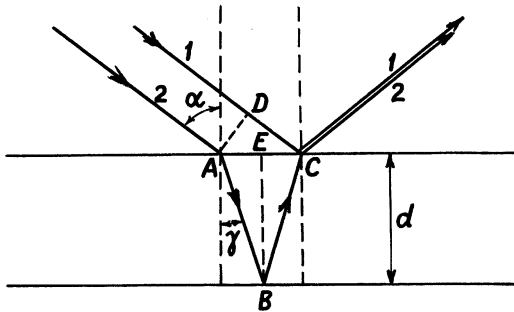


Рис. 27

Очевидно, із точки C будуть виходити два когерентні промені: промінь 1, відбитий від верхньої поверхні плівки, і промінь 2, відбитий від нижньої поверхні. Зрозуміло, що різниця ходу цих променів Δl залежить від величини кута падіння α і від товщини плівки d . Крім того, Δl залежить також від показника заломлення n речовини плівки. Оскільки на ділянці ABC променя 2 світлові хвилі розповсюджуються із швидкістю в n разів меншою, ніж на ділянці DC променя 1, то в даному випадку мова йде про оптичну різницю ходу променів:

$$\Delta l = (AB + BC)n - DC. \quad (2.24)$$

Для розрахунку Δl скористаємось геометричними співвідношеннями, а також визначенням коефіцієнта заломлення

$$\begin{aligned} AB = BC &= \frac{d}{\cos \gamma} = \frac{d}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma}} = \frac{d}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}} = \frac{nd}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}; \\ AC &= AE + EC = 2d \operatorname{tg} \gamma; \\ DC &= AC \sin \alpha = 2d \operatorname{tg} \gamma \sin \alpha = 2d \frac{\sin \gamma \sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma}} = \\ &= 2d \frac{\sin^2 \alpha}{n \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}} = 2d \frac{\sin^2 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}. \end{aligned}$$

Підставимо ці вирази в формулу для оптичної різниці ходу променів і знайдемо

$$\Delta l = \frac{2dn^2}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} - \frac{2d \sin^2 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Оскільки при відбиванні від оптично більш густого середовища коливання змінюють фазу на протилежну, а при відбиванні від оптично менш густого середовища не змінюють фазу, то у інтерферуючих коливань виникає додаткова різниця фаз π , і щоб це врахувати, до оптичної різниці ходу променів слід додати $\frac{\lambda}{2}$, тоді:

$$\Delta l = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (2.25)$$

Таким чином, для однорідної плівки оптична різниця ходу залежить від двох факторів: кута падіння і товщини плівки в місці падіння променя.

Розглянемо два окремих випадки інтерференції, що виникають в тонких плівках.

Якщо оптична різниця ходу променів дорівнює цілому числу довжин хвиль падаючого світла, то промені 1 і 2 підсилюють

один одного, і це буде відповідати максимуму інтенсивності. Неважко зрозуміти, що при певному значенні α такий результат інтерференції буде мати місце не тільки для точки C , але і для всіх інших точок поверхні плівки. Тому око, акомодованому на поверхню плівки, вона буде здаватись ярко освітленою. Якщо Δl буде дорівнювати непарній кількості напівхвиль, то всі відбиті від її поверхні промені взаємно погасяться, і плівка буде темною. Оптичну різницю ходу променів Δl можна змінювати, змінюючи кут падіння α . При різних кутах падіння поверхня плівки буде то світлою, то темною. Якщо плівка освітлюється розсіяним монохроматичним світлом, і паралельно перед нею поставити лінзу, а в фокальній площині — екран, то лінза буде збирати промені, що йдуть під кутами, які відповідають максимуму в одному місці, а промені, що йдуть під кутами, які відповідають мінімумам, — в іншому місці. Тому на екрані ми отримаємо чергування світлих і темних смуг, які називаються *смугами однакового нахилу*.

Розглянемо тепер другий випадок, коли плівка неоднорова по товщині, наприклад, клиноподібна (рис. 28).

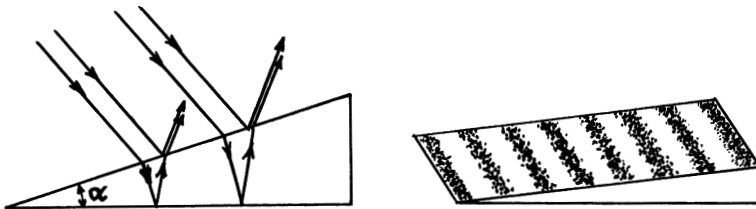


Рис. 28

У відбитому світлі поверхня такої плівки вже не буде рівномірно освітленою, оскільки оптична різниця ходу променів, інтерферуючих у різних по товщині місцях плівки, буде різною. Ця різниця буде зберігатися сталою лише вздовж лінії, паралельній ребру клина. Тому на поверхні клиноподібної плівки буде спостерігатись чергування темних і світлих смуг, паралельних ребру клина, які отримали назву *смуги однакової товщини*.

Очевидно, чим більший кут клина α , тим швидше змінюється оптична різниця ходу променів вздовж клина і тим частіше будуть розташовані інтерференційні смуги. Цікавим прикладом ліній однакової товщини є так звані *кільця Ньютона*, які він спостерігав ще в 1675 році. Кільця Ньютона є результат інтерференції від повітряного прошарку, що міститься між плоскопаралельною скляною пластинкою і випуклою поверхнею лінзи. Картина має вигляд концентричних темних і світлих кілець в монохроматичному світлі.

При освітленні плівки звичайним, не монохроматичним світлом інтерференційні смуги розширюються, набуваючи райдужного забарвлення. Це пояснюється залежністю оптичної різниці ходу променів від довжини хвилі. В кожній світлій смузі максимуми для різних довжин хвиль будуть розташовані окремо.

На практиці в повсякденному житті тонкі плівки мають випадковий розподіл товщини, і тому інтерференційні смуги мають найрізноманітнішу криволінійну форму. При освітленні такої плівки білим світлом виникає дуже примхлива за формою і забарвленням інтерференційна картина. Таку картину мають мильні плівки, нафтові плями на поверхні води, жировий наліт на склі, крила дрібних комах та інші тонкі плівки товщиною порядку 1 мкм. В більш товстих плівках кольорові інтерференційні смуги стають настільки зближеними, що вони перекривають одна одну, і інтерференційна картина зникає. Тому інтерференцію світла в товстих плівках можна спостерігати лише при використанні монохроматичного світла.

Якщо під плівкою буде знаходитись більш оптично густе середовище, ніж плівка, тоді зміна фази на π відбудеться як в променя 1 (рис. 27), так і в променя 2. Оптична різниця ходу променів тепер не отримає $\frac{\lambda}{2}$. Дійсно,

$$\Delta l = \left[(AB + BC)n + \frac{\lambda}{2} \right] - \left(CD + \frac{\lambda}{2} \right) = (AB + BC)n - CD.$$

У випадку дуже тонкої плівки, при невеликих кутах падіння, знехтувавши в формулі (2.25) $\sin\alpha$, для оптичної різниці ходу променів отри-

маємо $\Delta l = 2dn$. Тому для плівки товщиною $d = \frac{\lambda}{4n}$ різниця ходу дорівнює $\frac{\lambda}{2}$, що відповідає умові мінімуму інтерференції, тобто взаємному погашенню відбитих промінів. Це означає, що від такої плівки світло практично не відбивається і повністю проходить в оптично більш густе середовище, що знаходиться під плівкою.

Це інтерференційне явище досить широко використовують в оптичній промисловості для так званої *просвітленої оптики*. Сучасні оптичні прилади (об'єктиви фотоапаратів, біноклі, перископи, телескопи) містять численні оптичні елементи (лінзи, призми тощо). Проходження світла через кожний з таких елементів супроводжується частковим відбиттям, що може призвести до істотної (до 40 %) втрати інтенсивності. Втрати на відбиття можна зменшити, якщо на поверхню оптичних елементів нанести тонку плівку речовини, добираючи її товщину і коефіцієнт заломлення такими, щоб виконувалась умова мінімуму інтерференції, зазначена вище. В разі виникнення цієї умови відбиття припиняється, що істотно збільшує світлосилу оптичних приладів.

2.6. ЗАСТОСУВАННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ

Інтерференція світла має багато практичних застосувань. З високою точністю інтерференційні методи дозволяють вимірювати розміри предметів, контролювати якість поверхні, визначати показник заломлення речовин. Для цього використовують спеціальні прилади — *інтерферометри*. Принцип дії всіх інтерферометрів однаковий; різняться вони лише методом одержання когерентних світлових хвиль, а також тим, яка величина безпосередньо вимірюється. В інтерферометрах пучок світла за допомогою того чи іншого пристрою поділяється на два когерентні пучки, які проходять різні оптичні шляхи, а потім зводяться разом, утворюючи інтерференційну картину,

яка дуже чутлива до величини різниці ходу інтерференційних хвиль. Дуже незначні малі зміни різниці ходу призводять до помітних зміщень інтерференційних смуг. Аналізуючи чи вимірюючи зміщення інтерференційних смуг, можна визначити зміну оптичної різниці ходу на величину порядку $0,01 \text{ мкм}$.

Для прикладу розглянемо інтерферометр Лінніка, який призначений для виявлення та вимірювання мікроскопічних дефектів на поверхні. На рис. 29 приведена його принципова схема.

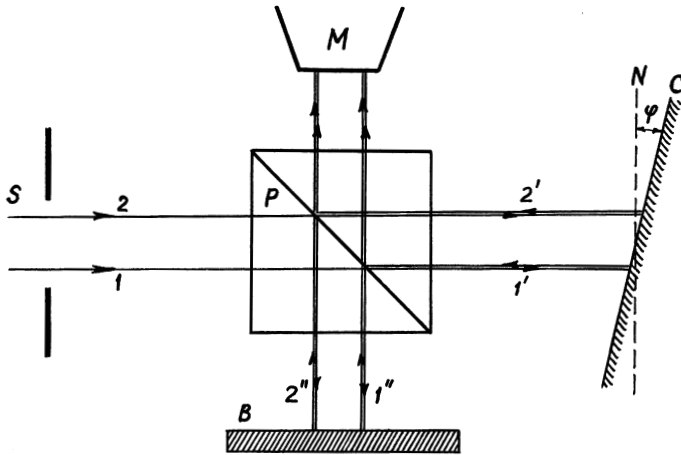


Рис. 29

Пучок монохроматичного світла S з довжиною хвилі λ падає на напівпрозорий шар P (тонкий шар срібла, нанесений на діагональний переріз скляного куба). Промінь 1 на напівпрозорому шарі роздвоюється: частково проходить через шар і падає на дзеркало C (промінь $1'$), а частково відбивається і падає на поверхню B , де є мікроскопічні дефекти (промінь $1''$). Після відбивання від дзеркала C і від напівпрозорого шару P промінь $1'$ і промінь $1''$ (після відбиття від поверхні B і проходження через шар P) йдуть до мікроскопа M . Будучи когерентними, ці промені інтерферують. Нехай різниця ходу променів дорівнює λ , і вони дають свій максимум. Результат інтерференції можна

спостерігати в полі зору мікроскопа. З іншим променем 2 відбивається те ж саме, але завдяки тому, що дзеркало C складає з нормаллю N до пучка невеликий кут φ , різниця ходу між роздвоєними променями $2'$ і $2''$ буде інша, ніж між $1'$ і $1''$. Нехай вона дорівнює 2λ . Вони будуть створювати свій інтерференційний максимум. Крім променів 1 і 2, в пучку є інші промені (не показані на рисунку), які будуть створювати свої максимуми. Між інтерференційними максимумами будуть розташовані інтерференційні мінімуми. В результаті в полі зору мікроскопа виникає система світлих і темних смуг.

У випадку рівної і гладенької поверхні інтерференційні смуги будуть паралельними (рис. 30а). Якщо ж на поверхні є нерівність, наприклад, рівчак, то для променів, які будуть відбиватись від нього, різниця ходу зміниться, а це призведе до зміни інтерференційних смуг в області рівчака (рис. 30б). Розміри згинів пропорційні глибині рівчака, тому, вимірявши їх за допомогою окулярної шкали мікроскопа, можна визначити розміри рівчака.

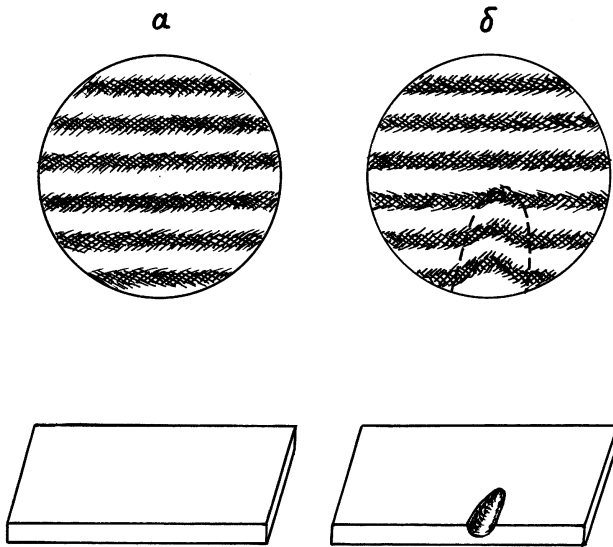


Рис. 30

Таким чином, інтерференційна картина, що спостерігається в інтерферометрі, дозволяє не лише виявити характер дефектів, а і визначити їх розміри з точністю до 0,01 мкм.

Для вимірювання показника заломлення використовують інтерферометр Релея. Принципова схема його зображена на рис. 31.

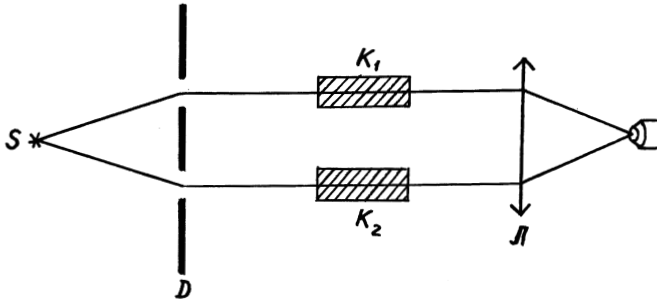


Рис. 31

Промені, що йдуть від джерела світла S з допомогою діафрагми D , поділяються на два когерентних пучки, проходять кювети K_1 і K_2 і далі зводяться в одну точку, де і інтерферують. Якщо показники заломлення речовин (газів, рідин), які містяться в кюветах K_1 і K_2 , відрізняються один від одного, то між пучками виникає оптична різниця ходу $\Delta l = n_1 d - n_2 d = d(n_1 - n_2)$. Якщо один із показників заломлення відомий, то за зміщенням інтерференційних смуг можна розрахувати невідомий показник. Цей інтерферометр дає змогу з високою точністю (до 10^{-6} – 10^{-7}) виміряти різниці в показниках заломлення, а також встановити наявність дуже малих кількостей, наприклад, шкідливих речовин у газах і рідинах.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Як визначається результуюча інтенсивність при складанні двох гармонічних коливань однакової частоти?

2. Що таке інтерференція світла?
3. Чому дорівнює інтерференційний член?
4. Чому дорівнює результуюча інтенсивність випромінювань від звичайних джерел світла?
5. Які необхідні умови для виникнення явища інтерференції?
6. Які хвилі називають когерентними?
7. Поясніть, що таке цуг хвилі.
8. Як на практиці забезпечують сталість різниці фаз коливань світлових хвиль?
9. Яка повинна бути різниця ходу двох променів для того, щоб виникло явище інтерференції?
10. Запишіть і поясніть умови отримання максимумів і мінімумів інтенсивності для інтерференції світла від двох когерентних джерел.
11. Який вигляд будуть мати поверхні максимальної і мінімальної інтенсивності при інтерференції від двох джерела світла?
12. Два когерентних промені з різницею хода в п'ять довжин хвиль інтерферують в точці *A*. Що будемо спостерігати в цій точці?
13. Виведіть формулу для координат інтерференційних смуг.
14. Чому інтерференційна картина від двох когерентних джерел буде чіткою при умові, що відстань між джерелами значно менша відстані до екрана?
15. Від чого залежить відстань між двома інтерференційними смугами?
16. Як зв'язані між собою довжина світлової хвилі у вакуумі і в середовищі?
17. Що таке оптична різниця ходу променів?
18. Що таке таухронізм?
19. Намалюйте схему ходу променів і поясніть, що відбувається при попаданні монохроматичного світла на тонку плівку.
20. Що таке лінії рівного нахилу і лінії рівної товщини?
21. Де використовують інтерференцію?
22. Намалюйте і поясніть хід променів в інтерферометрі Лінніка.

Розділ 3

ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

3.1. ПОНЯТТЯ ПРО ДИФРАКЦІЮ СВІТЛА

Познайомимось ще з одним явищем, яке підтверджує хвильову природу світла, а саме — *дифракцією світла*. Дифракцією називають сукупність явищ, які спостерігаються при розповсюдженні світла в середовищах з різкими неоднорідностями і зв'язані з відхиленнями від законів геометричної оптики. Інакше кажучи, дифракція — це явище огинання хвилею малих перешкод і проникнення її в область геометричної тіні.

Для того щоб мати уявлення про дифракцію світла, розглянемо такий простий дослід. На шляху променів, що йдуть від точкового монохроматичного джерела, поставимо непрозорий екран з круглим отвором, а за ним — другий екран для спостереження. Згідно з законами геометричної оптики, на екрані ми повинні побачити різко окреслене світле коло в області, куди попадають прямі промені від джерела, і повну тінь зовні кола (рис. 32а).

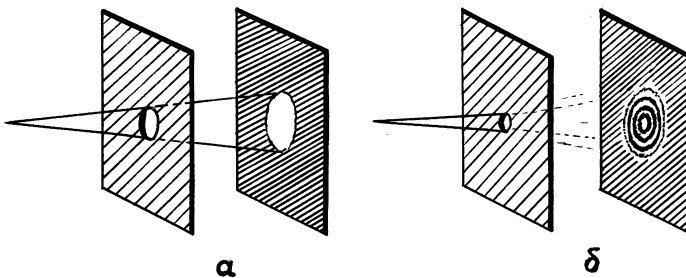


Рис. 32

Насправді ж, якщо радіус отвору буде малий, а екран для спостереження достатньо віддалений від отвору, картина на

екрані буде являти собою чергування світлих і темних кілець (рис. 326), які навіть будуть заходити в область геометричної тіні. Описане явище говорить про непрямолінійне розповсюдження світла і загинання світлових променів на краю отвору, і носить назву *дифракції світла*. Із збільшенням радіуса отвору картина на екрані буде змінюватись, наближаючись до тої, яка відповідає законам геометричної оптики. Не слід це розуміти так, що закон прямолінійного розповсюдження світла — це строгий закон, а дифракція — деяке аномальне явище. Навпаки, дифракція, як прямий наслідок хвильової природи світла, має місце завжди, при будь-яких обмеженнях світлових пучків, і лише при деяких умовах (коли розміри перешкод суттєво більші довжини світлової хвилі) дифракція виявляється незначною настільки, що нею можна знехтувати.

Крім отворів, на екрані дифракцію спричиняють непрозорі предмети (перешкоди), розміщені на шляху розповсюдження світла, необхідно тільки, щоб розміри цих предметів були малими в порівнянні з відстанню до місця спостереження дифракційної картини. Чіткі дифракційні картини отримують у випадках, коли на шляху розповсюдження світла знаходяться дуже малі перешкоди, розміром порядку довжини світлової хвилі.

Нагадаємо, що дифракція властива не лише світловим хвилям, але і будь-яким хвилям, в тому числі і механічним (частина I, § 6.6).

3.2. МЕТОД ЗОН ФРЕНЕЛЯ

Не маючи вірного уявлення про електромагнітну природу світла, пояснення та розрахунки явища дифракції ще в XIX сторіччі зробив О. Френель. Для цього він скористався відомим принципом Гюйгенса — Френеля, який ми розглянули в § 1.2. Нагадаємо його: кожную точку середовища, якої досягає фронт хвилі в певний момент часу, можна розглядати як джерело вторинних хвиль. Поверхня, що огинає ці елементарні хвилі, визначає положення фронту хвилі, яка поширюється в середови-

щі в наступний момент часу. Хвилю, що приходить у будь-яку точку простору від первинного джерела, можна розглядати як наслідок інтерференції вторинних хвиль, що приходять в цю точку від великої кількості елементарних, вторинних хвиль певного хвильового фронту. За допомогою цього принципу можна пояснити всі дифракційні явища, а також прямолінійне поширення світла.

Проте, розрахунки дифракційних картин пов'язані з великими математичними труднощами. Їх можна в багатьох випадках уникнути, якщо скористатись *методом зон Френеля*. Pozнайомимось з цим методом на прикладі хвилі, що випромінюється точковим монохроматичним джерелом S і має сферичний фронт Φ (рис. 33). Цей метод запропонований був Френелем, а дифракція, що відбувається з світловими хвилями, які мають сферичний фронт, отримала назву *дифракція Френеля*. Визначимо амплітуду світлового коливання в точці P . Для цього розіб'ємо фронт хвилі Φ на кільцеві зони площинами, перпендикулярними до площини рисунка, таким чином, щоб відстані від краю кожної зони до точки P відрізнялись на $\frac{\lambda}{2}$ (де λ — довжина хвилі в тому середовищі, де розповсюджується хвиля).

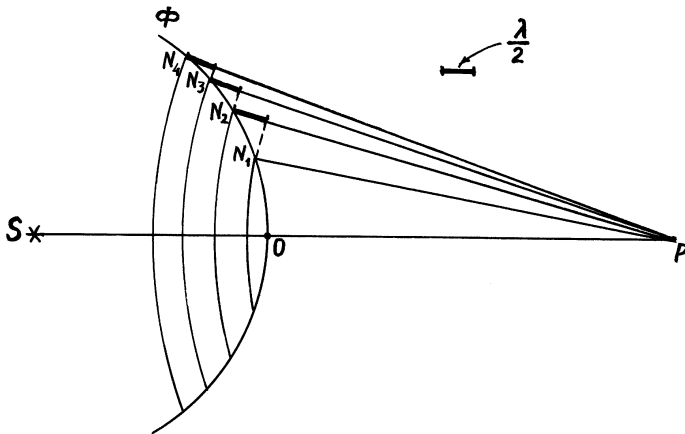


Рис. 33

Побудовані таким чином зони отримали назву *зони Френеля*. Кожну зону Френеля, а вірніше, точки кожної зони Френеля, згідно з принципом Гюйгенса — Френеля, будемо вважати джерелами вторинних хвиль. Вторинні хвилі, що розповсюджуються в точку P від кожної зони, проходять відстані, які відрізняються на половину довжини хвилі. Тобто вторинні хвилі, що приходять в точку P від двох сусідніх зон, будуть по фазі відрізнятися на π , тобто вони приходять в протифазах і будуть гасити одна одну. Якщо при такому методі розбивки фронту хвилі розрахувати площі зон (чого ми робити не будемо), то отримаємо, що при не дуже великій кількості зон, площі зон Френеля приблизно будуть однакові. Проте амплітуди вторинних хвиль, що приходять в точку P , будуть не однакові. Вони поступово будуть зменшуватись по мірі зростання номеру зони. Це, в першу чергу, пояснюється тим, що кут ϕ між нормаллю до поверхні зони і напрямком на точку P із збільшенням номера зони зростає. А, по-друге, зростає і відстань до точки P від кожної зони. Тому амплітуди коливань, що збуджуються в точці P зонами Френеля, будуть монотонно зменшуватись:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots \quad (3.1)$$

Оскільки фази коливань, збуджених сусідніми зонами, відрізняються на π , то амплітуду результуючого коливання в точці P можна представити так:

$$A_p = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (3.2)$$

В цьому виразі всі амплітуди від непарних зон входять із знаком плюс, а від парних — із знаком мінус.

Запишемо формулу (3.2) в такому вигляді:

$$A_p = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \left(\frac{A_5}{2} - A_6 + \frac{A_7}{2} \right) + \dots \quad (3.3)$$

Внаслідок монотонного зменшення амплітуд (3.1) можна наближено вважати, що

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+2}}{2}. \quad (3.4)$$

Тоді вирази в дужках у формулі (3.3) дорівнюють нулю, і вона приймає вид:

$$A_p = \frac{A_1}{2}. \quad (3.5)$$

Згідно з цією формулою, результуюча амплітуда, створена в точці P всією сферичною хвильовою поверхнею Φ , дорівнює половині амплітуди, створеної лише одною центральною зоною. Якщо на шляху хвилі поставити непрозорий екран з отвором, що залишає відкритою лише центральну зону Френеля, то амплітуда в точці P буде дорівнювати A_1 , тобто в два рази більша, ніж амплітуда від всієї поверхні (3.5). Відповідно, інтенсивність, яка пропорційна квадрату амплітуди, буде в цьому випадку в чотири рази більшою, ніж у разі відсутності перешкод між точками S і P . Фактично виходить, що в точці P інтенсивність визначається дією лише центральної зони, всі інші зони гасять одна одну. Отже, з великою точністю можна вважати, що у вільному просторі світло від джерела S в точку P поширюється прямолінійно.

Цікавим підтвердженням зонної теорії Френеля є так звана *зонна пластинка*. Якщо на шляху світової хвилі поставити пластинку (рис. 34), яка перекриває всі парні або непарні зони, то взаємного гасіння сусідніх зон не буде, і інтенсивність світла в точці P різко збільшиться. Результуюча амплітуда, наприклад, буде дорівнювати $A_p = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$. Така пластинка діє подібно збирній лінзі. Ще більший ефект можна отримати, якщо не перекривати парні чи непарні зони, а змінити їх фазу на π . Тоді результуюча амплітуда буде дорівнювати $A_p = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + \dots$. Це можна зробити за допомогою прозорої пластинки, товщина якої в місцях, відповідних парним чи непарним зонам, буде підібрана відповідним чином. Така пластинка називається *фазовою зонною пластинкою*. Порівняно з пластинкою, що перекриває зони, *амплітудною зонною пластинкою*, фазова дає доповняльне збільшення амплітуди в два рази, а інтенсивності — в чотири рази.

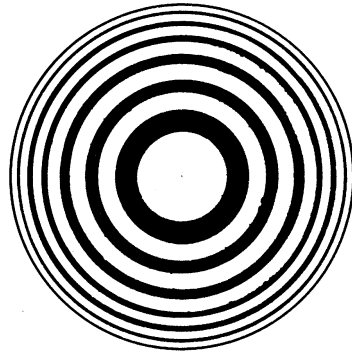


Рис. 34

Розглянемо тепер задачу про розповсюдження світла від джерела S до точки P графічним методом, або так званим *методом векторних діаграм*. Нагадаємо, що коливання можна зображати на векторній діаграмі у вигляді вектора, модуль якого дорівнює амплітуді коливань. Складання коливань зображається складанням векторів. Кут між векторами дорівнює різниці фаз.

Розіб'ємо першу центральну зону Френеля на велику кількість підзон. Різниця ходу для всіх підзон буде однаковою. Кожній з підзон, що випромінюють вторинні хвилі, відповідає невеликий вектор. Для того, щоб отримати результуючу амплітуду першої зони, графічно додамо амплітуди підзон, вектори яких будуть повернуті один відносно одного на однаковий кут $\Delta\phi$. На рис. 35а результуюча амплітуда першої зони A_1 зображена вектором OC .

Таку саму процедуру виконаємо із другою зоною Френеля (рис. 35б). Вектор результуючої амплітуди другої зони CC_1 , по відношенню до вектора результуючої амплітуди першої зони OC має протилежний напрямок, тобто зсув по фазі між ними дорівнює π і трохи менший за модулем. Виконавши такі самі побудови для третьої (рис. 35в), четвертої (рис. 35г) та інших зон Френеля, ми отримаємо вектори $A_1, A_2, A_3, A_4, \dots$, яким будуть відповідати умови (3.1) і (3.2).

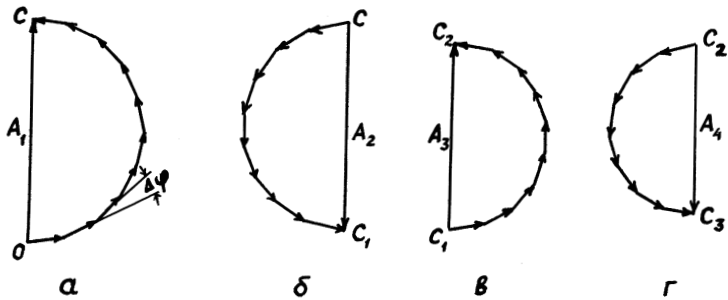


Рис. 35

Якщо кут $\Delta\varphi$ спрямувати до нуля, то в граничному випадку ламані лінії перейдуть в гладкі. В результаті додавання коливань від всіх зон Френеля ми отримаємо геометричну фігуру, яка нагадує нам спіраль (рис. 36).

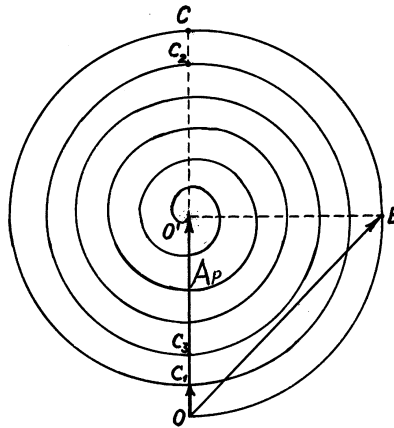


Рис. 36

Результуючу амплітуду від всіх зон легко знайти, якщо з'єднати початкову точку O спіралі з кінцевою O' . Як видно із рис. 36, результуюча амплітуда дорівнює $A_p = \frac{A_1}{2}$, що відповідає формулі (3.5). За допомогою векторної діаграми можна знайти

амплітуду результуючих коливань від будь-яких зон Френеля. Із діаграми, наприклад, можна зробити такий висновок: амплітуда коливань збуджених внутрішньою (більш центральною) половинкою першої зони Френеля на діаграмі зображується вектором OB . Цей вектор, будучи гіпотенузою трикутника $OO'B$, в $\sqrt{2}$ разів більший за вектор A_p . Відповідно, інтенсивність світла, що створюється внутрішньою половинкою першої зони Френеля, в два рази буде більшою за інтенсивність, що створюється всією хвильовою поверхнею. Це ще один приклад на користь прямолінійного розповсюдження світла.

3.3. ДИФРАКЦІЯ ФРЕНЕЛЯ НА ПРОСТИХ ПЕРЕПОНАХ

Використаємо розглянутий в попередньому параграфі метод зон Френеля для пояснення та розрахунку явища дифракції на простих перешкодах, що зустрічаються на шляху розповсюдження світла.

Дифракція на круглому отворі. На шляху сферичної світлової хвилі поставимо непрозорий екран з круглим невеликим отвором радіуса r_0 . Екран розташуємо так, щоб перпендикуляр до нього, опущений із джерела світла S , потрапляв в центр отвору. На продовженні цього перпендикуляра візьмемо точку P і проведемо через неї площину, яка буде виконувати роль екрана (рис. 37).

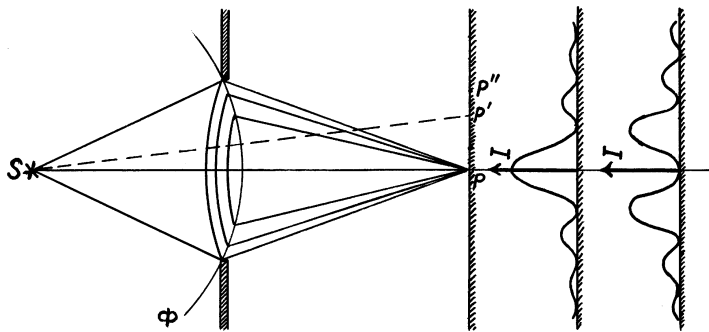
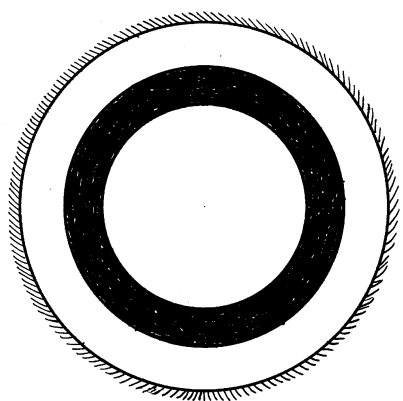


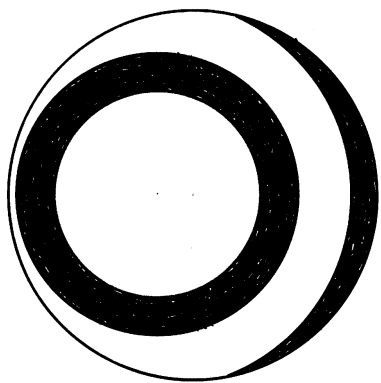
Рис. 37

Розіб'ємо фронт хвилі, коли він доходить до отвору, на зони Френеля відносно точки P . Припустимо, що розміри отвору такі, що з точки P «видно» лише першу зону. Тоді, як це було розглянуто в попередньому параграфі, там буде найбільша інтенсивність, що відповідає амплітуді A_1 . Якщо збільшити розміри отвору так, щоб в ньому розмішувались і були відкритими дві зони Френеля, то результуюча амплітуда в точці P буде дорівнювати $A_1 - A_2$, що відповідає вектору OC_1 рис.36, і тоді будемо спостерігати мінімум інтенсивності. Коли розміри отвору будуть такі, що в ньому розміщуються три зони Френеля, знову будемо спостерігати в точці P максимум інтенсивності. Таким чином, якщо збільшувати радіус отвору, то на екрані в точці P будемо спостерігати то максимум, то мінімум інтенсивності. При непарній кількості зон Френеля буде максимум, при парній кількості — мінімум. Для будь-якої кількості зон результат легко отримати, скориставшись векторною діаграмою. Якщо розмір отвору не змінювати, а екран з отвором рухати вздовж SP , то для різних положень отвору відносно точки P в ньому буде розміщуватись різна кількість зон Френеля, і тому на екрані в точці P спостерігається знову ж таки чергування максимумів і мінімумів інтенсивностей.

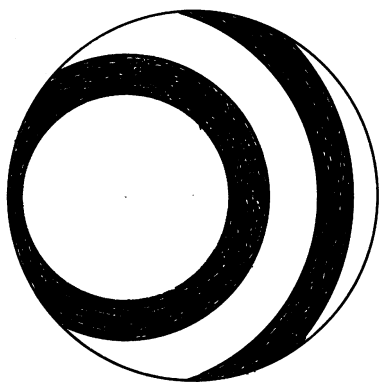
З'ясуємо, що ж буде в інших точках екрана, наприклад, в точці P' . Якщо дивитись з точки P на отвір, то картина зон Френеля буде мати вигляд, зображений на рис. 38а. Якщо на отвір дивитись з точки P' , то картина буде іншою, а саме такою, що зображена на рис. 38б. Зони будуть зміщуватись. Краї отвору закриють частину третьої зони і одночасно відкриють частину четвертої зони. В результаті інтенсивність зменшиться і при деякому положенні точки P' досягне мінімуму. Якщо зміститись вздовж екрана в точку P'' , то краї отвору частково закриють не лише третю, а і другу зону Френеля, одночасно відкриють частково п'яту зону (рис. 38в). В результаті дія відкритих ділянок непарних зон буде більшою, ніж для відкритих ділянок парних зон, і інтенсивність буде максимальною, але значно слабкішою, ніж в точці P .



a



b



v

Рис. 38

Таким чином, дифракційна картина від круглого отвору буде мати вигляд темних і світлих концентричних смуг, що чергуються.

Якщо отвір дуже малий і відкриває лише частину центральної зони Френеля, то на екрані отримаємо розмиту світлу пляму, чергування світлих і темних кілець не буде. Якщо отвір буде дуже великий, то чергування світлих і темних кілець буде спостерігатись лише у вузькій області на границі геометричної тіні.

Дифракція на круглому диску. Нехай перешкодою для сферичної світлової хвилі буде непрозорий круглий диск. Розмістимо його між джерелом і екраном, перпендикулярно лінії SP (рис. 39).

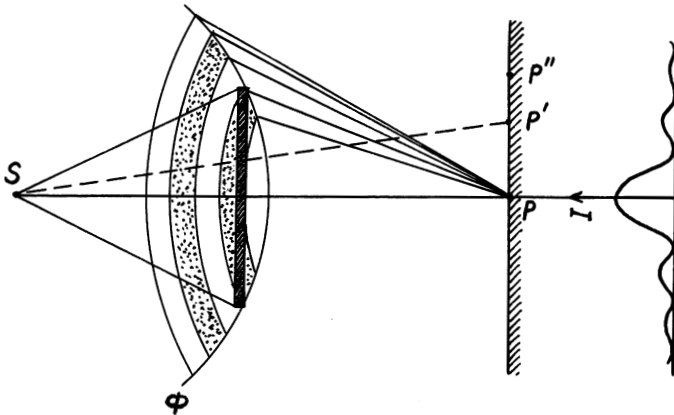


Рис. 39

Якщо диск закриє m перших зон Френеля, то амплітуда в точці P буде дорівнювати $A_p = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - A_{m+4} + A_{m+5} - \dots$. Інакше цей вираз можна записати так

$$A_p = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \left(\frac{A_{m+3}}{2} - A_{m+4} + \frac{A_{m+5}}{2} \right) + \dots$$

Згідно з (3.4), вирази в дужках дорівнюють нулю, і тому

$$A_p = \frac{A_{m+1}}{2}. \quad (3.6)$$

Тобто амплітуда в точці P дорівнює половині амплітуди першої зони Френеля, яка відкривається круглим диском. Якщо кількість зон, перекритих круглим диском, невелика, то A_{m+1} мало відрізняється від A_1 , тому інтенсивність в точці P буде майже така, як і при відсутності диска. Для точки P' , яка зміщена відносно точки P , диск буде перекривати частину $(m+1)$ зони і одночасно відкривати частину m -ої зони. Це приведе до зменшення інтенсивності. Для якогось певного положення точки P' інтенсивність буде мінімальною. Для точки P'' диск перекриє частину $(m+2)$ зони і відкриє частину $(m-1)$ зони. В результаті інтенсивність зросте і в точці P'' досягне максимуму.

Таким чином, у випадку дифракції на круглому диску картина має вигляд світлих і темних концентричних кілець, що чергуються. В центрі картини розміщується світла пляма. Якщо диск закриває лише невелику частину центральної зони Френеля, він зовсім не утворює тіні. Освітленість екрана всюди залишається такою, як і у відсутності диска. Якщо диск закриє багато зон Френеля, то $A_{m+1} \ll A_1$ і світла пляма в центрі практично буде відсутня, а чергування світлих і темних кілець буде лише у вузькій області біля границі геометричної тіні.

3.4. ДИФРАКЦІЯ ФРАУНГОФЕРА НА ЩІЛИНІ

У попередньому параграфі ми познайомились з так званою дифракцією Френеля, яка відбувалась на круглих перешкодах, коли на них падала монохроматична, сферична світлова хвиля. Розглянемо дифракцію, що відбувається на щілині, якщо на неї падає плоска хвиля. Цей вид дифракції спостерігається в паралельних променях і називається *дифракцією Фраунгофера*. Характер дифракційної картини не зміниться, якщо замість того, щоб необмежено віддаляти екран для спостереження від щілини, розташувати його в фокальній площині збиральної лінзи. Тоді в кожній точці екрана будуть збиратися і інтерферувати промені, що йдуть паралельно. На щілину будемо подавати також паралельні промені. Для цього точкове джерело

світла S помістимо в фокусі збиральної лінзи L_1 . Промені, що будуть виходити з неї, йдуть паралельно. Така система називається *коліматором*.

Нехай перпендикулярно до екрана з вузькою прямокутною щілиною шириною B падає пучок паралельних монохроматичних променів, які створює коліматор L_1 . Коли фронт плоскої хвилі доходить до щілини, то кожна його точка, згідно з принципом Гюйгенса — Френеля, будемо вважати джерелом вторинних хвиль. Від вторинних когерентних сферичних хвиль, після щілини, у всі сторони розповсюджуються промені (рис. 40).

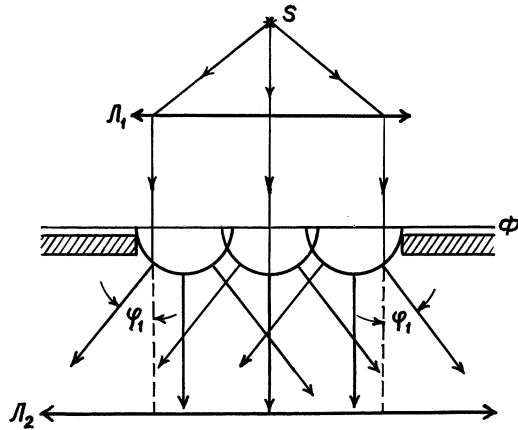


Рис. 40

Лінза L_2 всі пучки паралельних променів збирає у фокальній площині.

Паралельні промені, що проходять через щілину і мають початковий напрям, тобто перпендикулярні до фронту хвилі, лінза збирає на екрані E в точці O . Різниця ходу між цими променями дорівнює нулю, тому вони будуть підсилювати один одного, і в точці O буде спостерігатись максимум інтенсивності (рис. 41а). Нагадаємо, що лінза внаслідок таутохронізму не створює різниці ходу променів.

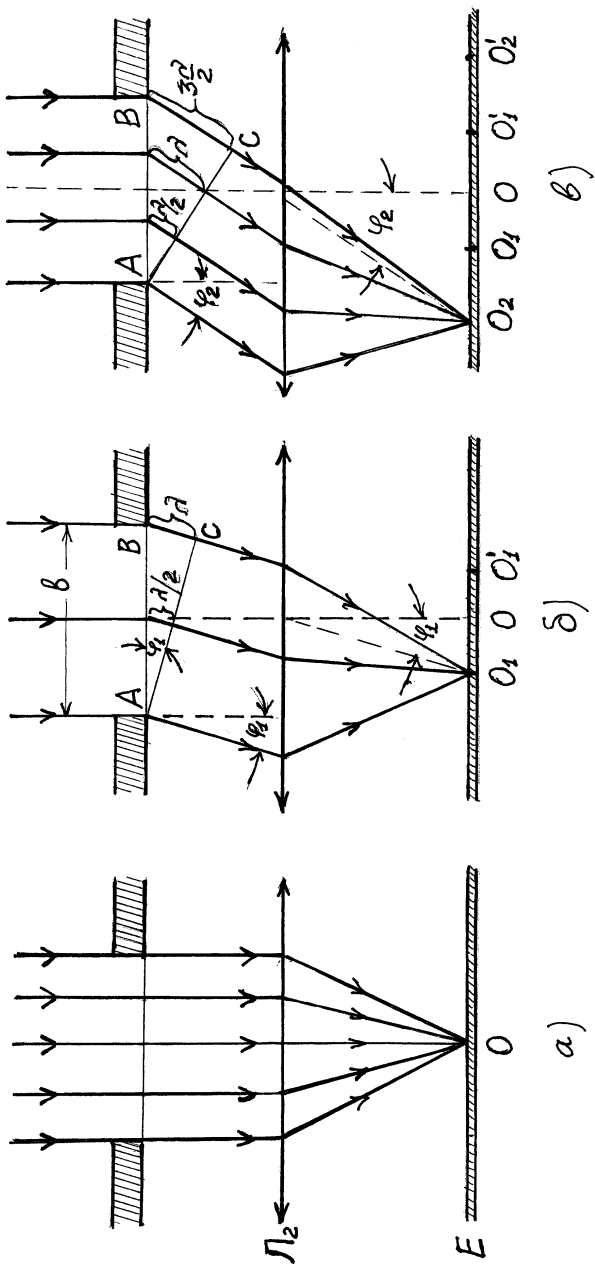


Рис. 41

Розглянемо пучок паралельних променів, що йдуть від куту $\varphi = \varphi_1$ до початкового напрямку (кут φ називається *кутом дифракції*). Нехай для крайніх променів різниця ходу BC дорівнює довжині світлової хвилі $\Delta d = \lambda = 2 \frac{\lambda}{2}$ (рис. 41б). Тоді весь світловий пучок можна розділити на такі дві зони Френеля, для яких різниця ходу між кожним променем першої зони і відповідним променем другої зони буде дорівнювати $\frac{\lambda}{2}$. Будучи зібраними лінзою L_2 в точці O_1 , ці промені проінтерферують і взаємно погасяться, оскільки вони знаходяться в протилежних фазах. В результаті в точці O_1 буде спостерігатись темна смуга, тобто дифракційний мінімум. Зрозуміло, що внаслідок симетрії такий самий дифракційний мінімум буде спостерігатись в точці, що знаходиться справа від точки O . В точці O'_1 будуть інтерферувати всі промені, що йдуть під таким самим кутом φ_1 з нахилом праворуч (на рисунку 40б) хід променів, що утворюють цей мінімум, не показаний).

Внаслідок дифракції промені, що йдуть від щілини, можуть розповсюджуватись і під іншими кутами. Розглянемо пучок паралельних променів, дифрагуючих під кутом $\varphi = \varphi_2$, який лінза збирає в точці O_2 . Нехай різниця ходу між крайніми променями цього пучка BC дорівнює $\Delta d = 3 \frac{\lambda}{2}$ (рис. 41в). Тоді весь пучок таких паралельних променів можна розділити на три зони Френеля. Зрозуміло, що дві сусідні зони (наприклад, I і II) погасять одна одну, оскільки різниця ходу між променями цих зон дорівнює $\frac{\lambda}{2}$, а третя зона залишиться непогашеною і буде давати в точці O_2 дифракційний максимум у вигляді світлої смуги. Такий самий максимум буде праворуч в точці O'_2 , симетричній точці O_2 .

Освітленість максимумів в точках O_2 і O'_2 буде значно меншою освітленості максимуму в точці O , оскільки в точку O потрапляє весь світловий потік, тоді як в точки O_2 і O'_2 потрапляє лише по одній третині частини такого пучка.

Проводячи такі самі міркування, можна показати, що за максимумом в точках O_2 і O'_2 будуть розташовані мінімуми, що створюються променями, котрі дифрагують під кутами, при яких пучок можна розділити на чотири зони Френеля. Різниця ходу крайніх променів буде дорівнювати $\Delta d = 4 \frac{\lambda}{2}$. За мінімумами знову будуть розташовані максимуми, для яких $\Delta d = 5 \frac{\lambda}{2}$, а освітленість буде ще меншою, ніж в точках O і O_2 , оскільки в ці максимуми потрапить вже одна п'ята частина всього пучка, що проходить через щілину.

Узагальнюючи, можна зробити такий висновок: *пучки променів, що дифрагують під кутами, які відповідають непарній кількості зон Френеля, створюють на екрані дифракційні максимуми, а пучки променів, що дифрагують під кутами, які відповідають парній кількості зон Френеля, створюють дифракційні мінімуми. Освітленість максимумів зменшується при збільшенні кута дифракції.*

Таким чином, дифракційна картина, яку отримують від однієї щілини, являє собою чергування темних і світлих смуг, симетрично розташованих по обидві сторони від центральної світлої смуги. Освітленість світлих смуг швидко спадає по мірі віддалення їх від центральної смуги (рис. 42).

Із розглянутих вище умов отримання максимумів і мінімумів для різниці ходу крайніх променів, отримаємо:

$$\begin{aligned}
 & - \text{максимуму відповідає умова } \Delta d = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \\
 & - \text{мінімуму відповідає умова } \Delta d = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

Якщо ширина щілини дорівнює b , то різницю ходу крайніх променів у всіх випадках можна виразити через кут α . Очевидно, що у всіх випадках, як це видно із рис. 41, $BC = \Delta d = b \sin \varphi$. Тоді умови отримання дифракційних максимумів і мінімумів мають вигляд:

$b \sin \varphi = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$, де $k = 1, 2, 3, \dots$ – умова максимуму,

$b \sin \varphi = \pm 2k\frac{\lambda}{2}$, де $k = 1, 2, 3, \dots$ – умова мінімуму. (3.8)

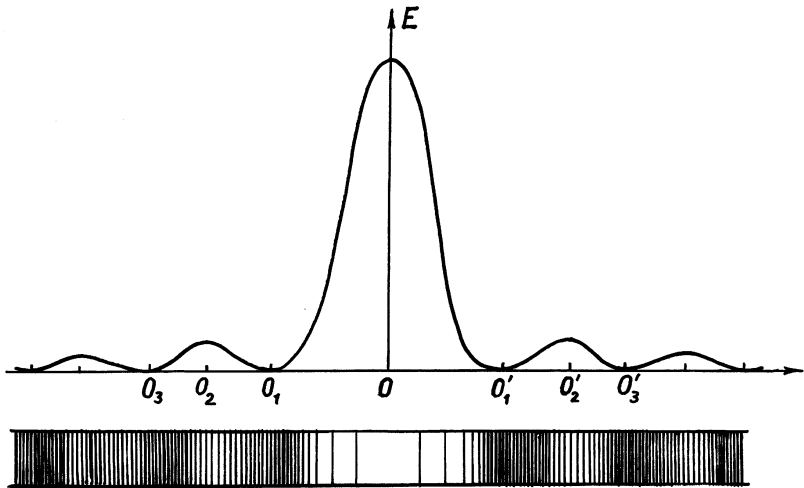


Рис. 42

Число k називають *порядком дифракційного максимуму (мінімуму)*. Знаки плюс і мінус відповідають порядкам максимумів чи мінімумів, розташованим ліворуч і праворуч від центрального максимуму.

Кількість мінімумів визначається співвідношенням ширини щілини до довжини хвилі. Дійсно, із формули (3.8) маємо $\sin \varphi = \pm \frac{k\lambda}{b}$. Модуль $\sin \varphi$ не може бути більшим за одиницю, тому

$$\frac{k\lambda}{b} \leq 1, \text{ звідки } k \leq \frac{b}{\lambda}. \quad (3.9)$$

При ширині щілини, меншій за довжину хвилі $b < \lambda$, мінімуми взагалі не виникають. В цьому випадку інтенсив-

ність світла монотонно спадає від середини картини до її краю.

Можна показати, що освітленість світлих смуг різко зменшується в обох напрямках від центральної світлої смуги. Для цього розглянемо інтенсивність максимумів центрального, першого, другого і т. д. порядків. Для максимуму n порядку відкритою буде $(2n + 1)$ зона. Наприклад, для максимуму першого порядку відкритою буде третя зона, для максимуму другого порядку — п'ята зона. Це означає, що площа одної відкритої зони буде дорівнювати $\frac{1}{2n+1}$ площі щілини. При цьому результуюче коливання визначається тільки однією зоною, оскільки $2n$ зон попарно погасять одна одну. Амплітуда цього коливання пропорційна площі зони, тобто $\frac{1}{2n+1}$, а інтенсивність — квадрату амплітуди, тобто $\frac{1}{(2n+1)^2}$. Інтенсивність центральної зони в такому випадку повинна дорівнювати $I_0 = (1)^2$. Однак коливання приходять в центральну зону в однаковій фазі, що приводить, як це можна показати методом векторних діаграм, де збільшення амплітуди в $\frac{\pi}{2}$ разів, а інтенсивності — в $\left(\frac{\pi}{2}\right)^2$ разів. Тому інтенсивності центрального, першого, другого і т. д. максимумів відносяться як:

$$I_0 : I_1 : I_2 : \dots : I_n = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 : \frac{1}{9} : \frac{1}{25} : \dots : \frac{1}{(2n+1)^2}, \quad (3.10)$$

тобто різко зменшуються. Відповідно, зменшуються і освітленості світлих смуг.

Положення максимумів і мінімумів залежить від ширини щілини. При зменшенні ширини щілини максимуми і мінімуми віддаляються від центра, крім того, максимуми стають більш розмитими, дифракційна картинка ніби розтягується. Навпаки, із збільшенням ширини щілини максимуми стають більш вузькими і яскравими, дифракційна картина стискається.

Якщо щілину освітлювати немонохроматичним світлом (білим), то характер дифракційної картини змінюється: центральна смуга залишається білою, а всі максимуми, починаючи з першого порядку, розкладаються в спектр. В цьому разі повного затемнення не спостерігається в жодній точці екрана. Це пов'язано з тим, що максимуми і мінімуми світла для різних довжин хвиль перекриваються.

3.5. ДИФРАКЦІЙНІ ГРАТКИ

Дифракція Фраунгофера на одній щілині, розглянута в попередньому параграфі, показує, що основна частина інтенсивності припадає на центральний максимум, а дифракційна картина виходить більш чи менш розмитою. Крім того, якщо скористатись щілиною як спектральним приладом, то його світлосила буде дуже малою.

Щоб усунути ці недоліки, застосовують дифракційні ґратки, тобто сукупність паралельних щілин однакової ширини b , відокремлених одна від одної однаковими за шириною a непрозорими проміжками. Величину $d = b + a$ називають *періодом дифракційних ґраток*.

Розглянемо спочатку дифракційну картину на ґратці, що складається з двох щілин (рис. 43).

Світлові промені, що розходяться від монохроматичного джерела S , розташованого у фокусі збирної лінзи L_1 , паралельним пучком падають на дві щілини з періодом d . Збирна лінза L_2 паралельні промені, що виходять з двох щілин, збирає на екрані E , розташованому в її фокальній площині. На екрані виникає дифракційна картина, яка є результатом двох процесів: *дифракції світла від кожної окремої щілини і інтерференції світла від обох щілин*. Однак основні риси цієї картини визначаються другим процесом, а саме — інтерференцією світла від обох щілин.

Кожну щілину, згідно з принципом Гюйгенса — Френеля, можна вважати джерелом вторинних хвиль. Після щілини світ-

лові промені завдяки дифракції розповсюджуються по різноманітнішим напрямкам. Паралельні промені, що не змінюють свого напрямку, лінза L_2 збирає в точці O . Завдяки таутохронізму різниця ходу цих променів дорівнює нулю. В точці O вони підсилюють один одного, і там буде спостерігатись центральний максимум інтенсивності.

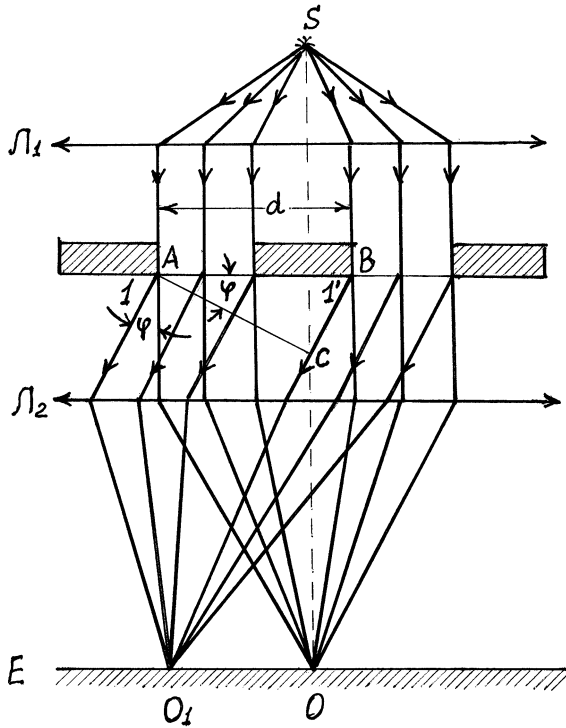


Рис. 43

Розглянемо промені 1 і 1', що розповсюджуються з лівого краю обох щілин під кутом φ до початкового напрямку. Із рис. 43 видно, що в них існує різниця ходу, яка дорівнює BC . Із трикутника ACB маємо, що різниця ходу $BC = d \sin \varphi$. Така сама різниця буде для всіх променів, що виходять з обох щілин під кутом φ . Всі вони будуть паралельні, і лінза L_2 збере їх в точці O_1 .

Будучи зібраними в точці O_1 , ці промені проінтерферують. Результат інтерференції залежить від різниці ходу. При різниці ходу, що дорівнює довжині хвилі, в точці O_1 ці промені утворюють інтерференційний максимум. Максимуми будуть спостерігатись для променів, що йдуть під іншими кутами, для яких різниця ходу променів, згідно з (2.13), буде дорівнювати цілому числу довжин хвиль. Таким чином, умову отримання максимуму при дифракції світла на двох щілинах записують так:

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.11)$$

Для різниці ходу, що дорівнює непарному числу напівхвиль

$$d \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.12)$$

промені дадуть на екрані інтерференційний мінімум.

Із (3.11) визначимо кути дифракції, що відповідають максимумам:

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d}. \quad (3.13)$$

Як бачимо, кути відхилення прямо пропорційні довжині хвилі і обернено пропорційні періоду ґраток. Чим менший період d , тим на більший кут будуть відхилятися максимуми першого, другого і т. д. порядків від центрального (нульового).

Таку саму дифракційну симетричну картину будуть утворювати промені, що відхиляються праворуч від початкового напрямку. У формулах (3.11) і (3.12) максимуми і мінімуми отримують як ліворуч, так і праворуч за допомогою знаків «плюс» і «мінус» перед числом k .

Кількість максимумів є обмеженою. Дійсно, якщо $\varphi \rightarrow \frac{\pi}{2}$, то $\sin \varphi \rightarrow 1$, тоді із (3.13) отримаємо $1 \geq \frac{k\lambda}{d}$, звідки:

$$k \leq \frac{d}{\lambda}. \quad (3.14)$$

Тобто кількість максимумів визначається співвідношенням періоду ґраток до довжини хвилі.

Освітленість різних максимумів неоднакова. Найбільше освітлений центральний максимум ($k = 0$), перші максимуми ($k = \pm 1$) освітлені слабкіше, другі ($k = \pm 2$) — ще слабкіше і т. д.

Перейдемо до розгляду дифракції на багатьох паралельних, рівновіддалених щілинах. Такий оптичний пристрій називають *дифракційними ґратками*. Як було зазначено на початку цього параграфу, відстань між двома сусідніми щілинами, яка включає ширину щілини b і непрозорий проміжок між щілинами a , цебто $b + a = d$ називають періодом ґратки.

Нехай на ґратку падає плоскопаралельний пучок когерентних хвиль. Промені, що йдуть від крайніх точок сусідніх щілин під кутом φ відносно нормалі до ґратки, мають, як було показано вище, різницю ходу $\Delta = d \sin \varphi$. Така сама різниця ходу буде у променів всіх вторинних хвиль, які йдуть від відповідно розташованих точок сусідніх щілин під кутом φ . Якщо різниця ходу кратна цілому числу довжин хвиль, то при інтерференції виникають *головні максимуми*, для яких виконується умова

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (3.15)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$ є порядок головних максимумів. Вони розташовані симетрично відносно центрального. Рівність (3.15) є основною *формулою дифракційних ґраток*.

Очевидно, що умова мінімуму для однієї щілини зберігається і для дифракційних ґраток:

$$b \sin \varphi = k \lambda, \quad (3.16)$$

де $k = 1, 2, 3, \dots$ Це умова виникнення *головних мінімумів* для дифракційних ґраток.

В результаті інтерференції відповідних променів, крім того, виникають *додаткові мінімуми*. Якщо дифракційні ґратки складаються з N щілин, то умова додаткових мінімумів є:

$$d \sin \varphi = \frac{k' \lambda}{N}, \quad (3.17)$$

де k' набуває значень $1, 2, 3, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1$, тобто k' набуває будь-яких цілочисельних значень, крім $k' = 0, N, 2N, \dots$, при яких умова (3.17) переходить в (3.15).

Отже, в разі N щілин між двома головними максимумами розміщуються $N - 1$ додаткових мінімумів, відокремлених один від одного вторинними максимумами, що створюють досить слабкий фон. Із зростанням числа щілин N зростає інтенсивність світла, що пройшла через ґратку. При цьому зростає число мінімумів між головними максимумами і, отже, головні максимуми будуть інтенсивнішими і гострішими (рис. 44).

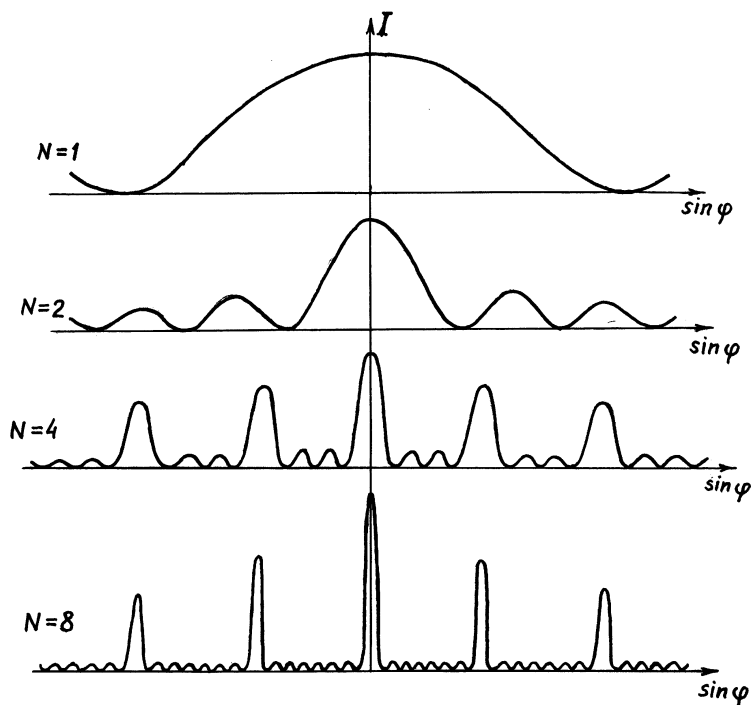


Рис. 44

Згідно з (3.15), положення головних максимумів залежить від довжини хвилі λ . Чим більше λ , тим більший $\sin \varphi$, тобто тим під більшим кутом дифракції буде максимум для цієї хвилі. Тому, якщо на дифракційні ґратки падає біле світло, то вони розкладають його на спектр. При цьому чим більша довжина

хвилі λ , тим на більший кут відхиляються промені. Червоні промені відхиляються на більший кут, ніж фіолетові. Тобто при використанні білого світла кожен максимум (крім центрального) набуває райдужного забарвлення. У зв'язку з цим дифракційні максимуми прийнято називати *дифракційними спектрами*, а число k — *порядком спектра*.

Дифракційні спектри високих порядків починають накладатись один на одного. Так, у випадку використання білого світла спектри другого і третього порядків частково перекриваються.

Основною характеристикою дифракційних ґраток є *дисперсія*. *Кутовою дисперсією* називають величину:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (3.18a)$$

де $d\varphi$ — кут між близько розташованими спектральними лініями, які відрізняються по довжині хвилі на $d\lambda$. Щоб знайти кутову дисперсію, здиференціюємо (3.15) зліва по φ , а справа по λ , і отримаємо $d \cos \varphi d\varphi = k d\lambda$. Звідки $D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}$. Для невеликих кутів $\cos \varphi \approx 1$, тому:

$$D \approx \frac{k}{d}. \quad (3.18б)$$

Із отриманого виразу видно, що кутова дисперсія прямо пропорційна порядку спектра k і обернено пропорційна періоду ґратки d .

Другою важливою характеристикою дифракційних ґраток є їх *розрізнявальна здатність*. Розрізнявальною здатністю називають безрозмірну величину

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (3.18в)$$

де $\Delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$ — абсолютне значення мінімальної різниці довжин хвиль двох сусідніх спектральних ліній, при якій ці лінії реєструються окремо. Згідно з критерієм Релея, роздільна реєстрація двох спектральних ліній можлива, якщо інтенсивність провалу становить 80 % інтенсивності в максимумі (рис. 45а).

Таке співвідношення інтенсивностей має місце в тому випадку, коли середина одного максимуму співпадає з краєм другого.

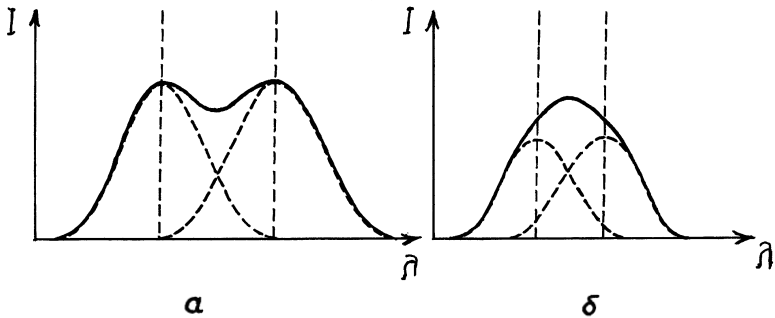


Рис. 45

Якщо критерій Релея не виконується, то окремо спостерігати лінії неможливо (рис. 45б). Можна показати, що розрізнявальна здатність для дифракційних ґраток визначається наступним чином:

$$R = kN, \quad (3.18г)$$

тобто пропорційна порядку спектра і числу щілин ґратки. Для сучасних ґраток $R \sim 2 \cdot 10^5$.

Дифракційні ґратки виготовляють шляхом нанесення тонких штрихів (подряпин) на поверхню скляної пластинки (прозорі ґратки), або металевого дзеркала (відбиваючі ґратки). Штрихи наносяться з допомогою спеціального ділильного пристрою. Кращі дифракційні ґратки мають до 1200–1500 штрихів на міліметр, що відповідає періоду d , рівному 0,83–0,56 мкм, близькому до довжини світлових хвиль.

За допомогою дифракційних ґраток проводяться дуже точні вимірювання довжин світлових хвиль. Для цього користуються *дифракційним спектроскопом*. Якщо точно вимірити кут дифракції, то при відомому періоду ґратки і порядку спектра довжину хвилі розраховують за формулою:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{k}, \quad (3.19)$$

отриманою із формули (3.15). Це знайшло широке використання в *спектральному аналізі*. Кожна речовина при збудженні її атомів випромінює світлові хвилі певної довжини, які характерні лише для даної речовини. В результаті після проходження світлових хвиль через дифракційні ґратки отримують лінійчастий чи смугастий спектр. Вимірюючи за допомогою дифракційного спектроскопу кути дифракції для кожної лінії по (3.19), розраховують довжину хвиль. По знайденим довжинам хвиль визначають речовину.

3.6. ДИФРАКЦІЯ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНІВ

В шкалі електромагнітних хвиль після видимого і ультрафіолетового випромінювання йде рентгенівське випромінювання з довжиною хвиль 10^{-2} — 10^{-5} мкм, відкрите в 1895 році німецьким фізиком В. Рентгеном. Існують відомості, що ще раніше від В. Рентгена це випромінювання спостерігав український фізик І. П. Пулюй. Проте він належним чином не оцінив своє відкриття і опублікував свої результати вже після В. Рентгена.

Рентгенівське випромінювання знайшло досить широке застосування в техніці, науці, медицині. Тому коротко ознайомимось з методами його отримання і властивостями. Нас будуть цікавити хвильові властивості, а саме — дифракція рентгенівських променів.

Рентгенівські промені спричиняють свічення екрана, вкритого люмінофором, а також почорніння фотоемульсії, завдяки чому їх можна використовувати для фотографування. Рентгенівські промені проходять через непрозорі для звичайного світла тіла: дерево, метали, кістки, м'язові тканини та інші. Причому більш густіші речовини поглинають рентгенівське випромінювання сильніше, ніж менш густі. Завдяки цим властивостям рентгенівські промені широко застосовують в медицині, техніці для дослідження внутрішньої будови тіл, наприклад, для виявлення змін в організмі (рентгенодіагностика), дефектів в

деталях машин (рентгенодефектоскопія). Крім того, рентгенівські промені використовують в медицині для лікування хворих. Хворі клітини і тканини мають підвищену чутливість до рентгенівських променів. Тому відповідною дозою рентгенівського випромінювання можна придушити і навіть зруйнувати хворі тканини організму (наприклад, злоякісні пухлини), не вражаючи сусідніх здорових тканин.

Рентгенівські промені виникають при різкій зупинці електронів, які дуже швидко рухаються в рентгенівській трубці. Рентгенівська трубка складається з балона з високим вакуумом 10^{-5} Па. На протилежних кінцях трубки знаходяться електроди (рис. 46). Катод K підігрівається струмом, що проходить по вольфрамовій спіралі. Анод A виготовляють із спеціального матеріалу, до того ж він повинен охолоджуватись. Між анодом і катодом прикладають високу напругу порядку 10^5 вольт. Електрони, що покидають розжарений катод, розганяються електричним полем до швидкостей 100 000 км/с і ударяються в анод. Направлений рух електронів являє собою електричний струм. Коли електрони при ударі гальмуються, швидкість їх змінюється, струм буде різко змінним. Як відомо, змінний струм супроводжується змінним електромагнітним полем. Тобто дуже різке гальмування електронів, що відбувається при їх ударі в анод, створює короткохвильове електромагнітне випромінювання, яке називають *гальмівним* рентгенівським випромінюванням. Воно має суцільний спектр, подібний до спектра білого світла, тому його ще інакше називають *білим рентгенівським випромінюванням*. Суцільність спектра пояснюють тим, що різні електрони гальмують з різними прискореннями, і тому випромінюють рентгенівські хвилі різної довжини.

Поряд з гальмівним рентгенівським випромінюванням виникає також *характеристичне рентгенівське випромінювання*. Воно має лінійчастий спектр. Характеристичним його називають через те, що воно характеризує речовину анода. Особливість цього спектра полягає в тому, що кожний хімічний елемент дає певний характеристичний рентгенівський спектр

незалежно від того, чи збуджуються атоми речовини у вільному стані, чи вони входять до хімічної сполуки. Це пояснюється тим, що оптичні лінійчасті спектри атомів визначаються поведінкою зовнішніх валентних електронів. Характеристичне рентгенівське випромінювання виникає під час процесів, що відбуваються в глибинних, забудованих електронних оболонках атомів, які не змінюються навіть коли атом входить в хімічну сполуку.

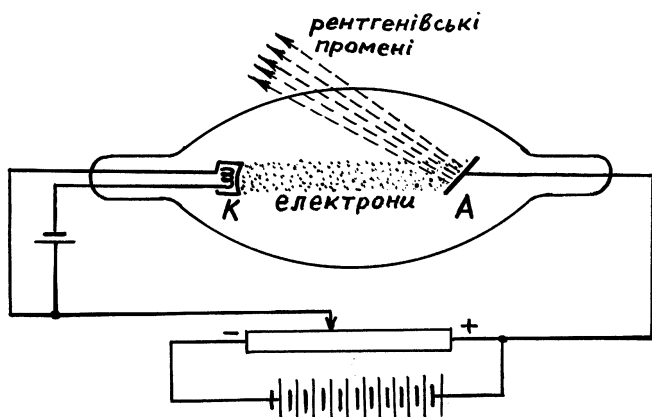


Рис. 46

Хвильову природу рентгенівських променів вперше підтвердили в 1912 році німецькі фізики Лауе, Фрідріх і Кніппінг. Вони виявили явище дифракції рентгенівських променів на кристалах. Оскільки довжина хвилі рентгенівських променів, порівняно з довжиною хвилі звичайного світла, дуже мала, то спостерігати явище дифракції рентгенівських променів на звичайних дифракційних ґратках неможливо, так само, як неможливо спостерігати дифракцію звичайного світла на дощатому паркані. В обох випадках $\lambda \ll d$. Але створити штучно дифракційні ґратки, для яких період був би сумірний з довжиною рентгенівської хвилі, також неможливо. Вихід з цього становища підказала сама природа. Дифракційними ґратками для рентгенівських променів може служити впорядковане роз-

ташування іонів у вузлах кристалічної ґратки. І ось в дослідках Лаує роль дифракційних ґраток відіграв кристал, розсіювальними центрами якого були вузли кристалічних ґраток. Проте такі дифракційні ґратки значно складніші, ніж розглянуті нами вище *одномірні* ґратки. В одномірних ґратках умови проходження світла періодично змінюються лише в одному напрямку, перпендикулярному до осі кожної щілини.

Крім одномірних ґраток, існують двомірні і трьохмірні ґратки. Якщо взяти дві одномірні ґратки з періодами d_1 і d_2 і розташувати їх взаємно перпендикулярно, то отримаємо двомірні ґратки. Тоді, у відповідності до (3.15), головні максимуми двомірних ґраток задовольняють умовам

$$d_1 \cos \alpha_1 = \pm k_1 \lambda \quad \text{і} \quad d_2 \cos \alpha_2 = \pm k_2 \lambda, \quad (3.20)$$

де α_1 і α_2 — кути між додатними напрямками осей x і y і напрямком на головний максимум, а k_1 і k_2 приймають значення 0, 1, 2 і т. д. Кут α_3 між віссю z і напрямком на головний максимум знаходять із умови:

$$\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2 + \cos^2 \alpha_3 = 1. \quad (3.21)$$

Дифракційна картина двомірних ґраток являє собою систему світлих плям, розташованих в певному порядку на екрані.

Найпростіші *трьохмірні* дифракційні ґратки можна уявити у вигляді системи із N абсолютно однакових і однаково орієнтованих двомірних ґраток, розташованих вздовж осі z на відстані d_3 один від одного. Головні максимуми таких ґраток повинні, крім співвідношень (3.20) і (3.21), задовольняти ще одній умові, яка визначає взаємне підсилення світла від всіх двомірних ґраток. Із рис. 47 видно, що різниця ходу променів від подібних точок A і B двох сусідніх ґраток під кутом α_3 до осі z дорівнює $|AB| - |AC| = d_3(1 - \cos \alpha_3)$. Тому доповняльна умова для головних максимумів буде мати вигляд:

$$d_3(1 - \cos \alpha_3) = k_3 \lambda, \quad \text{де} \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.22)$$

Ця умова накладає обмеження не на кут α_3 , який можна визначити із (3.20) і (3.21), а на довжини хвиль λ , при яких мож-

на спостерігати дифракційні картини. Оскільки $\cos\alpha_1 = \pm \frac{k_1}{d_1} \lambda$, $\cos\alpha_2 = \pm \frac{k_2}{d_2} \lambda$, $\cos\alpha_3 = 1 - \frac{k_3}{d_3} \lambda$, то із (3.21) знаходимо, що довжина хвилі повинна задовольняти рівнянню

$$\lambda = \frac{2 \frac{k_3}{d_3}}{\left(\frac{k_1}{d_1}\right)^2 + \left(\frac{k_2}{d_2}\right)^2 + \left(\frac{k_3}{d_3}\right)^2}, \quad (3.23)$$

тобто приймати ряд дискретних значень, що відповідають всяким можливим комбінаціям цілих чисел k_1, k_2, k_3 .

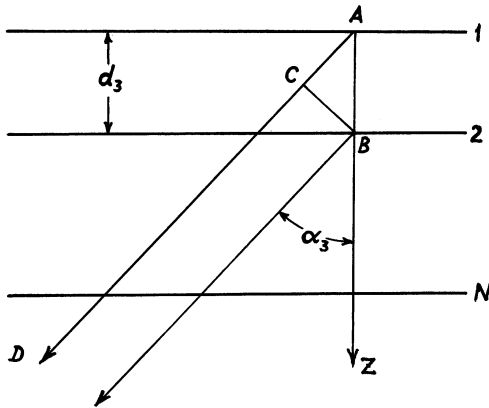


Рис. 47

Коли $d_1 = d_2 = d_3 = d$ (кубічні ґратки):

$$\lambda = \frac{2k_3 d}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}. \quad (3.24)$$

Із цієї формули видно, що спостерігати дифракцію на просторових ґратках можливо у тому випадку, якщо довжина хвилі λ за порядком величини не перевищує періоду d ґратки. Всі хвилі, довжини яких не задовольняють умові (3.24), не дають ніяких інтерференційних максимумів, крім нульового.

Кожний монокристал складається із впорядковано розташованих частинок (атомів, іонів), що утворюють трьохмірні просторові ґратки. Відстань між частинками, тобто періоди d_1 , d_2 , d_3 дуже малі, порядку 10^{-4} мкм. Тому при проходженні через монокристал видимого світла $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-1}$ мкм дифракцію спостерігати неможливо. Але для короткохвильового рентгенівського випромінювання монокристали є ідеальними природними дифракційними ґратками.

Російський вчений Ю. В. Вульф і англійські фізики У. Г. і У. Л. Бреґґи показали незалежно один від одного, що розрахунок дифракційної картини від кристалічних ґраток можна здійснити дуже простим способом. Проведемо через вузли кристалічних ґраток паралельні рівновіддалені площини, які будемо називати атомними площинами (рис. 48).

Якщо падаюча на кристал хвиля плоска, то огинаюча вторинних хвиль буде являти собою також площину. Таким чином, сумарну дію атомів, що лежать в атомній площині, можна представити у вигляді плоскої хвилі, що відбивається від поверхні за звичайним законом відбивання. Плоскі вторинні хвилі, що відбиваються від різних атомних площин, когерентні і будуть інтерферувати між собою. Із рис. 48 видно, що різниця ходу двох хвиль, які відбиваються від сусідніх атомних площин, дорівнює $(BC + CD)$. Якщо через φ позначити кут ковзання їх променів, а через d — відстань між атомними площинами, то різниця ходу променів буде дорівнювати $2d \sin \varphi$. Тоді ці промені будуть давати на фотопластинці максимум при умові, що різниця ходу сусідніх променів дорівнює цілому числу довжин хвиль:

$$2d \sin \varphi = n\lambda, \text{ де } n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.25)$$

Це співвідношення називають *формулою Вульфа — Бреґґів*. Можна показати, що формула Вульфа — Бреґґів витікає як наслідок із загальних співвідношень для дифракції плоских хвиль на просторових ґратках. Ці співвідношення є узагальненням умов (3.20), (3.21) і (3.22), які отримані для випадку падіння хвилі вздовж осі z ґраток.

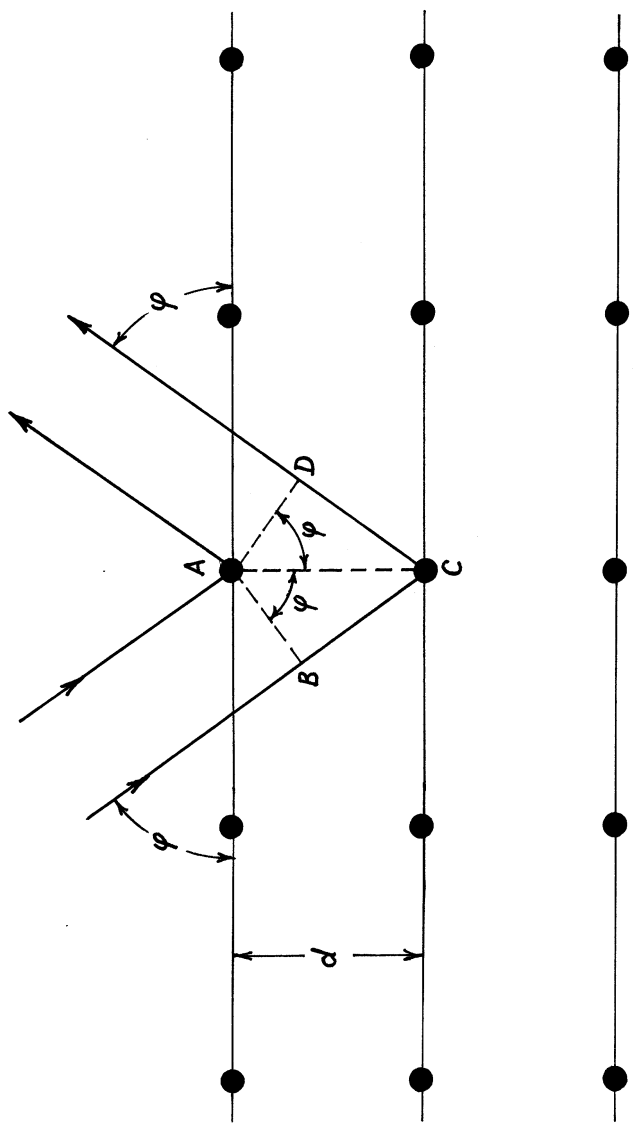


Рис. 48

Якщо виміряти кути ковзання φ і якщо відома довжина хвилі рентгенівського випромінювання, то по формулі (3.25) можна визначити відстань d між атомними площинами, які характеризують структуру кристала. Такий метод дослідження будови кристалів різних речовин називають *рентгеноструктурним аналізом*.

При використанні кристала з відомою структурою (тобто з відомими d формула Вульфа — Бреггів дає можливість визначити довжини хвиль, що входять до складу рентгенівського випромінювання. На цьому заснований метод визначення хімічного складу речовин, який називається *рентгеноспектральним аналізом*. Досліджувану речовину розміщують на аноді розбірної рентгенівської трубки і бомбардують швидкими електронами. Внаслідок цього речовина випромінює характеристичні рентгенівські промені, які падають на кристал відомої структури. По вимірним кутам ковзання і відомим d за формулою (3.25) розраховують відповідні довжини хвиль. Отриманий таким чином лінійчастий спектр дає можливість судити про хімічний склад досліджуваної речовини, оскільки кожному хімічному елементу відповідає певний спектр характеристичного випромінювання. Про це ми дізнаємось пізніше в квантовій фізиці.

3.7. ОСНОВИ ГОЛОГРАФІЇ

Звичайний фотографічний метод отримання зображень об'єктів з фізичної точки зору заснований на реєстрації інтенсивності світла, що розсіюється різними елементами поверхні об'єкта. Як відомо, інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди, тому можна виразитись так, що на екрані фотоапарату, а потім на фотоплівці і на фотографії фіксується така фізична величина, як амплітуда світлових електромагнітних хвиль. На звичайних фотографіях отримують лише двомірні образи трьохмірного об'єкта. Про об'ємність об'єкта, що фотографується, можна гадати лише по світлотіням, які є на його фотографічному зображенні.

Англійський фізик Д. Габор в 1947 році висловив ідею принципово нового метода отримання об'ємних зображень об'єктів. Він запропонував реєструвати на фотоплівці не лише амплітуду світлових коливань, а також і фази розсіяних об'єктом хвиль, скориставшись для цього явищем інтерференції хвиль. Таким способом можна отримати і зареєструвати на фотоплівці значно більш повну інформацію про об'єкт, ніж при звичайному фотографуванні. Свій метод Габор назвав *голографією*. Голографічний метод запису інформації оснований на використанні явищ інтерференції і дифракції світла. Відомо, що результат саме цих явищ залежить як від амплітуди, так і від різниці фаз світлових коливань. Тому для запису амплітудної і фазової інформації використовується інтерференція світла, а для її відтворення — дифракція.

Отримання голограм пов'язано із здійсненням інтерференції світла при великих різницях ходу, тобто вимагає високого ступеня когерентності. Тому практично здійснити ідею Габора стало можливим лише в 60-ті роки ХХ сторіччя, після винаходу лазера. Саме лазер є незамінним джерелом світла в голографії.

Розглянемо принцип запису інформації на голографічну пластинку. Випромінюваний лазером світловий пучок розширюється за допомогою системи лінз і ділиться на дві частини (рис. 49а). Одна частина відбивається дзеркалом на фотопластинку, утворюючи так званий *опорний пучок* 1. Друга частина попадає на пластинку після відбивання від об'єкта, що фотографується. Вона утворює *предметний пучок* 2. Обидва пучки повинні бути когерентними. Ця умова виконується, оскільки лазерне випромінювання має високу міру просторової когерентності (світлові коливання когерентні по всьому поперечному перерізу лазерного пучка). Опорний і предметний пучки накладаються один на одного, утворюючи інтерференційну картину, яка фіксується на фотоплівці і називається *голограмою* об'єкта. Голограма, на відміну від звичайного фотографічного зображення об'єкта, зовсім не схожа на нього. Вона являє собою дуже дрібненьке і хитромудре мереживо із малих областей різного почорніння емульсії, що чергуються.

Відтворення зображення об'єкта за його голограмою показано на рис. 49б. Голограму просвічують тим самим опорним пучком 1, який використовувався при отриманні голограми, причому орієнтація голограми по відношенню до опорної хвилі повинна залишатись незмінною. Ця світлова хвиля дифрагує на голограмі. Внаслідок дифракції спостерігаються

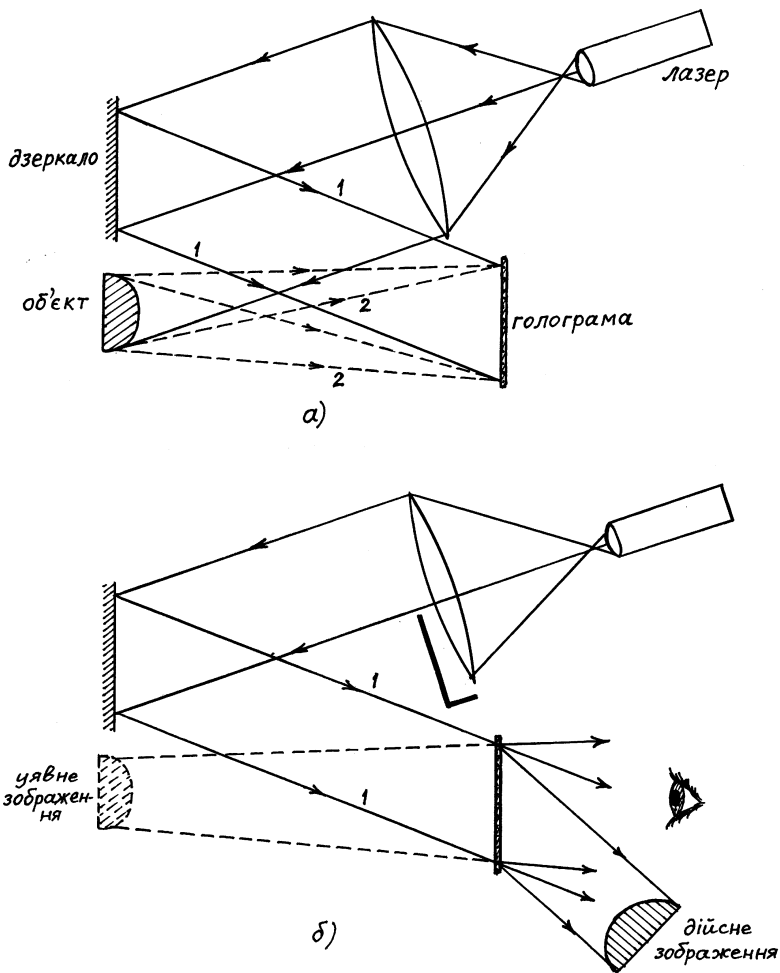


Рис. 49

два об'ємних зображення об'єкта: уявне і дійсне. Уявне зображення знаходиться в тому самому місці по відношенню до голограми, де знаходився об'єкт. Це зображення видно при спостереженні через голограму, як через вікно. Дійсне зображення розташоване по другу сторону голограми. Воно ніби висить в повітрі перед голограмою і є дзеркальним відображенням об'єкта.

Зазвичай користуються уявним зображенням, яке по зоровому сприйняттю тотожне самому об'єкту. Воно об'ємне, а його перспектива змінюється в залежності від положення ока спостерігача по відношенню до голограми. Наприклад, перемішуючи око вздовж голограми, спостерігач може заглянути за предмет, що знаходиться на передньому плані голографічного зображення.

Інтерференційна картина в кожній точці голограми визначається світлом, розсіяним всіма точками об'єкта. Тому кожна ділянка голограми містить інформацію про весь об'єкт. Таким чином, якщо голограма ненароком розбилась, то за допомогою малого уламку, що зберігся, можна відтворити зображення всього об'єкта. Різниця лише в тому, що чим менші розміри уламка, тим менша його розрізняльна здатність і тим менше світла на ньому дифрагує на стадії відновлення зображення, відповідно, тим менш чітким і яскравим буде відновлене ним зображення. Таким чином, з точки зору надійності зберігання інформації голограма значно перевищує звичайну фотографію. Якщо в звичайній фотографії відірвати шматок, то інформація зникне.

Нарешті, на одну і ту саму фотопластинку можна послідовно записати декілька різних голограм, змінюючи кожен раз, наприклад, кут падіння опорної хвилі.

Можна також отримати кольорове голографічне зображення об'єкта. Для цього при виготовленні голограми користуються монохроматичним світлом трьох основних кольорів (наприклад, червоним, жовтим і синім), що випромінюють три різних лазери. На стадії відтворення зображення на голограму слід одночасно направити три опорних пучки тих самих кольорів.

В 1962 році Ю. Н. Денисюк отримав об'ємні голограми, використовуючи для цього товстошарові фотоемульсії. Такі го-

логограми поводять себе подібно до просторових дифракційних ґраток. Вони здатні виділяти з білого світла світло тої довжини хвилі чи тих декількох довжин хвиль, які були використані при отриманні голограми. Тому для відтворення зображення, записаного у вигляді об'ємної голограми, останню достатньо освітити білим світлом. Якщо при виготовленні голограми було використане світло трьох основних кольорів, то при освітленні цієї голограми білим світлом спостерігається кольорове зображення об'єкта.

Використання голографії відкриває нові можливості створення систем кольорового голографічного кіно, телебачення. Голографія використовується в медицині, наприклад, на ній базується принцип дії голографічного гастроскопу. При відновленні зображення можна змінити довжину опорної хвилі. Так, голограма, що утворена ультрафіолетовими або інфрачервоними променями, може бути відновлена видимим світлом. Більш того, голограму, отриману за допомогою ультразвукових (механічних) хвиль, можна відновити видимим світлом. Це дає можливість застосування ультразвукової голографії для візуалізації внутрішніх органів з діагностичною метою. Зображення предмета можна збільшити, якщо голограму, отриману за допомогою плоскої опорної хвилі, освітити сферичною. Цей метод застосовується в голографічному мікроскопі.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Що таке дифракція світла і коли вона спостерігається?
2. Що таке метод зон Френеля? Який принцип лежить в основі цього методу?
3. Користуючись методом зон Френеля, поясніть, чому дорівнює результуюча амплітуда світлових коливань в довільній точці.
4. Що таке зонна пластинка?
5. Яка буде дифракційна картина на екрані при проходженні світла через круглий отвір?

6. Як і чому буде змінюватись дифракційна картина в центрі екрана, якщо круглий отвір поступово збільшувати, або рухати його назад чи вперед?
7. Поясніть суть векторної діаграми метода зон Френеля.
8. Як за допомогою векторної діаграми пояснити завдання 6?
9. Яка буде дифракційна картина на екрані при огинанні світлом круглого диску?
10. Поясніть явище дифракції на щілині.
11. Запишіть умову отримання максимумів і мінімумів при дифракції на щілині.
12. Максимум чи мінімум інтенсивності буде спостерігатись при дифракції на щілині під кутом дифракції, що відповідає восьми зонам Френеля?
13. Скільки може бути максимумів при ширині щілини в три рази більшої за довжину хвилі?
14. Як і чому змінюється інтенсивність максимумів?
15. Чим відрізняється дифракція на двох щілинах від дифракції на одній щілині?
16. Запишіть умови отримання максимумів і мінімумів при дифракції плоскої монохроматичної хвилі на двох щілинах.
17. Який вигляд буде мати дифракційна картина, якщо на дві щілини буде падати звичайне біле світло?
18. Запишіть основні формули дифракційних ґраток для отримання головних максимумів і головних мінімумів.
19. Що таке спектральний аналіз?
20. Що являє собою рентгенівське проміння та як його отримують?
21. Як виникає характеристичне рентгенівське випромінювання?
22. Як і де спостерігають дифракцію рентгенівського випромінювання?
23. Запишіть і поясніть формулу для отримання максимумів рентгенівського випромінювання.
24. Що таке рентгеноспектральний аналіз?
25. Чим відрізняється звичайна фотографія від голографічної?
26. Які явища лежать в основі отримання та відтворення голографічних зображень?

Розділ 4

ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

4.1. ЗВИЧАЙНЕ І ПОЛЯРИЗОВАНЕ СВІТЛО

Промінь світла, в якому електричні коливання відбуваються весь час лише в одній площині, називають *поляризованим* або *плоскополяризованим*. Зрозуміло, що коливання магнітного вектора відбуваються в другій, перпендикулярній площині. Площина, в якій відбуваються коливання вектора \vec{E} , називається *площиною коливань*. Світло, що випромінюється окремим атомом, а точніше, кожен його цуг — плоскополяризований. Досвід і теорія показують, що хімічне, фізіологічне та інші види впливу світла на речовину зумовлені головним чином електричними коливаннями. Тому, зображаючи коливання в світловому промені, ми будемо мати на увазі електричні коливання. Тоді промінь поляризованого світла схематично будемо зображати так, як це показано на рис. 50а, де сам промінь перпендикулярний площині рисунка, а вектори відповідають амплітудним значенням напруженості електричного поля.

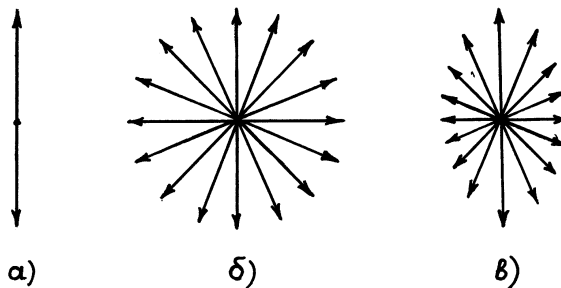


Рис. 50

На практиці ми ніколи не зустрічаємось із світлом від одного окремого атома, оскільки всяке реальне джерело світла

складається з дуже великої кількості атомів, які безладно випромінюють світлові цуги з усілякими орієнтаціями площини коливань. Ці хвилі накладаються одна на одну, внаслідок чого будь-якому променю, що виходить із реального джерела світла, буде відповідати велика множина різних орієнтацій площин коливань (рис. 50б). Таке світло (промінь) буде неполяризованим і називається *звичайним*, або *природним світлом*.

Трапляються випадки, коли у світлового променя амплітудні значення вектора \vec{E} будуть неоднакові для різних площин коливань. Такий промінь називають *частково поляризованими*. На рис. 50в зображений частково поляризований промінь, у якого коливання відбуваються переважно в вертикальній площині.

Зазначимо, що око людини не може виявити різниці між поляризованим і звичайним світлом.

Звичайне світло можна поляризувати, тобто перетворити його в поляризоване. Для цього необхідно створити такі умови, при яких коливання вектора напруженості електричного поля \vec{E} будуть відбуватись в одному напрямку. Такі умови можуть мати місце при проходженні звичайного світла через *анізотропне*, у відношенні електричних коливань, середовище. Як відомо, таким середовищем можуть бути кристали. Дійсно, багато природних і штучних кристалів поляризують звичайне світло, що проходить через них.

В найзагальніших рисах розглянемо фізичну суть процесу поляризації. Згідно з теорією Максвелла, змінне електричне поле світлової хвилі може спричинити в кристалічному діелектрику змінний *поляризаційний струм*, тобто змінне зміщення заряджених частинок кристалічної ґратки. Поляризаційний струм призводить до виділення джоулевої теплоти. Таким чином, в кристалах може відбуватись перетворення світлової енергії в теплоту.

Завдяки анізотропії кристала в різних напрямках сила поляризаційного струму буде різна. Існують напрямки, де поляризаційний струм буде великим. В цих напрямках світлова хвиля буде повністю поглинатись кристалом. Існують напрямки в кристалах, де коливання заряджених частинок не можуть від-

буватись, і тому світлова хвиля, коливання якої відбуваються в цьому напрямку, не поглинається кристалом. Вона вільно проходить через кристал без поглинання.

Таким чином, із променя звичайного світла, в якому існують всілякі напрямки коливання електричного вектора, через кристал без поглинання проходять лише ті коливання, які не спричиняють поляризаційний струм. Інші коливання або не проходять зовсім, або ослаблюються так, що через кристал проходять лише їх проекції на цей напрямок. Внаслідок цього у світла, що пройшло через кристал, електричні коливання відбуваються лише в одній площині, тобто світло буде поляризованим.

В кожному кристалі можна виділити такий напрямок, відносно якого всі іони кристалічної ґратки розташовані симетрично. Він називається *оптичною віссю кристала*. Якщо промінь звичайного світла, що падає на кристал, йде вздовж оптичної осі, то всі його коливання будуть перпендикулярні до неї. В такому випадку, завдяки симетричному розташуванню частинок кристала відносно оптичної осі, всі електричні коливання відбуваються в однакових умовах, і всі вони проходять через кристал. Тому звичайний промінь, що йде вздовж оптичної осі, не поляризується. При всіх інших напрямках променя має місце його поляризація.

До природних кристалів, що поляризують світло, відноситься турмалін. Звичайний промінь, що падає на пластинку турмаліну 1, вирізану паралельно оптичній осі OO' кристала, повністю поляризується і має електричні коливання лише в *головній площині* кристала, тобто в площині, що містить оптичну вісь і промінь (рис. 51).

За пластинкою 1 розмістимо таку ж саму пластинку 2 із турмаліну, яку орієнтуємо так, щоб її оптична вісь була перпендикулярна до оптичної осі пластинки 1. Тоді через другу пластинку промінь не пройде, оскільки його електричні коливання перпендикулярні до головної площини пластинки 2. Якщо пластинку 2 повернути на 90° , то її головна площина буде паралельна головній площині пластинки 1, і поляризоване світло пройде через пластинку 2.

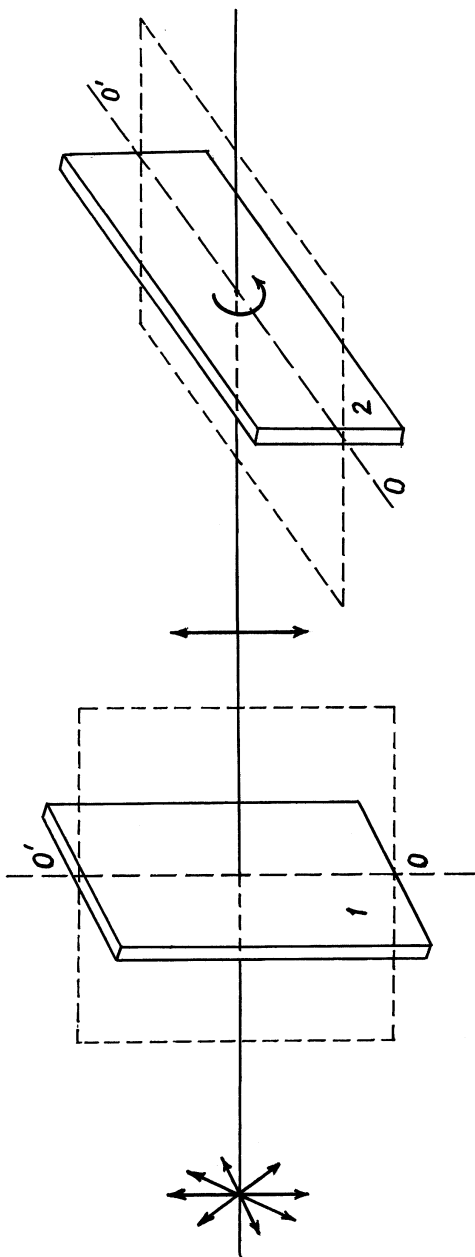


Рис. 51

Якщо оптична вісь OO' пластинки 1 буде складати з оптичною віссю пластинки 2 кут α , то світло, що падає на пластинку 1, поляризується, і на виході з неї буде здійснювати коливання вздовж осі OO' з амплітудою E_0 (рис. 52). Розкладемо її на дві складові, одну E_{\parallel} вздовж осі OO' другої пластинки, а другу E_{\perp} — перпендикулярно до неї. Перша складова амплітуди, що дорівнює $E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha$, буде проходити через пластинку 2, а друга, перпендикулярна до неї, не пройде. Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди світлових коливань, то

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (4.1)$$

де I_0 — інтенсивність падаючого світла на пластинку 2, а I — інтенсивність світла, що пройшло через цю пластинку. Співвідношення (4.1) називається *законом Малюса*.

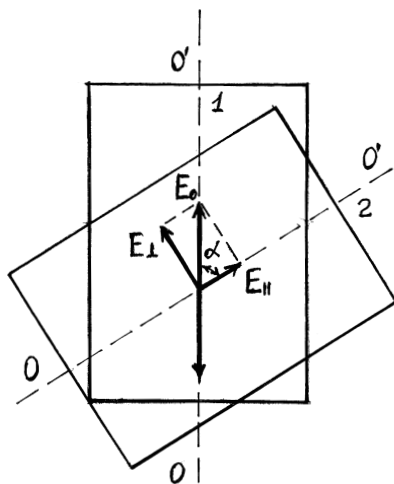


Рис. 52

Таким чином, обертаючи пластинку 2 навколо поляризованого променя, ми отримуємо зміну інтенсивності у відповідності до закону Малюса. Коли осі співпадають і кут між ними $\alpha = 0$, отримуємо максимум інтенсивності світла, що

пройшло через пластинку 2, а коли осі взаємно перпендикулярні, кут $\alpha = 90^\circ$ – мінімум інтенсивності. При подальшому обертанні картина буде повторюватись. На рис. 53а представлена залежність інтенсивності поляризованого світла, що пройшло через пластинку 2, від кута повороту. Якщо пластинка 1 створює частково поляризоване світло (рис. 50в), то, пропускаючи його через пластинку 2, яку ми будемо обертати навколо променя, на екрані отримаємо чергування максимальної і мінімальної інтенсивності при повороті через кожні 90° (рис. 53б).

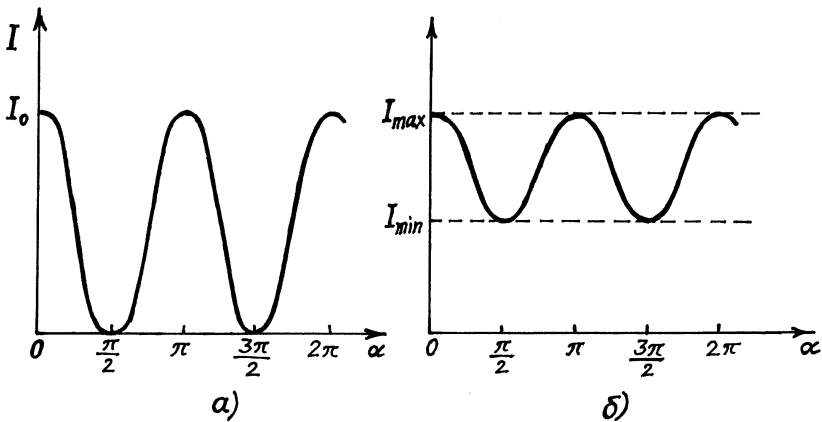


Рис. 53

Вираз

$$p = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.2)$$

називають *ступенем поляризації*. Для плоскополяризованого світла $I_{min} = 0$ і $p = 1$. Для звичайного світла $I_{max} = I_{min}$ і $p = 0$. Для частково поляризованого світла $0 < p < 1$.

У звичайному світлі (рис. 50б) всі значення кута φ рівномірні. Тому частка світла, що проходить через пластинку 1, буде дорівнювати середньому значенню $\cos^2 \varphi$. А, як відомо,

середнє значення $\overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{2}$. Тому інтенсивність плоскополяризованого світла буде дорівнювати $I = \frac{1}{2} I_0$, тобто половині інтенсивності падаючого звичайного світла.

Пластинку 1, що поляризує світло, називають *поляризатором*, а пластинку 2, за допомогою якої виявляють поляризацію світла, називають *аналізатором*. Зрозуміло, що пластинки абсолютно однакові. Їх можна міняти місцями, а назви лише відтворюють їх призначення.

В техніці для отримання плоскополяризованого світла застосовують так звані *поляроїди* — целулоїдні плівки, на які наносять однаково орієнтовані кристали герпатиту — сульфату йодистого хініну. Їх широко використовують в автомобільній промисловості. Наприклад, плівки поляроїда закріплюють на передньому склі автомобіля і на фарах. Плівка поляроїда на передньому склі є аналізатором, плівка на фарах — поляризатором. Площини поляризації утворюють кут 45° з горизонтом і паралельні одна одній. Водій, дивлячись на дорогу через поляроїд, бачить світло від фар своєї машини, тобто бачить освітлену ним дорогу, оскільки відповідні площини поляризації паралельні. Але він не бачить світла від фар зустрічного автомобіля, які вкриті поляроїдом. Площини поляризації їх взаємно перпендикулярні. Це захищає водія від осліплювання його фарами зустрічного автомобіля.

4.2. ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА ПРИ ВІДБИТТІ ТА ЗАЛОМЛЕННІ

У всіх розглянутих вище випадках поляризація світла була зумовлена анізотропією середовища, через яке воно проходило. Тобто середовище було кристалічним. Проте поляризація може відбуватись і на границі розділу двох звичайних ізотропних середовищ. Відомо, якщо світло падає на межу поділу двох середовищ, то воно частково відбивається, а частково залом-

люється, проникаючи в глибину другого середовища. Якщо обидва середовища діелектричні, то, як показують досліди, обидва ці промені стають *частково поляризованими*. При цьому площина поляризації відбитого променя перпендикулярна до площини падіння, а в заломленому — збігається з нею (рис. 54а). Ступінь поляризації залежить від відносного показника заломлення n_{21} другого середовища відносно першого, а також від кута падіння α .

Якщо підібрати кут падіння таким, щоб кут між відбитим і заломленим променями становив 90° , то відбитий промінь буде повністю поляризованим, а заломлений буде частково поляризованим, причому ступінь поляризації буде максимальною. Такий кут падіння називають *кутом Брюстера* (рис. 54б), і його значення можна отримати із такого очевидного співвідношення

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \gamma} = n_{21}, \text{ а оскільки } \gamma = 90^\circ - \alpha_B, \text{ то } \sin \gamma = \cos \alpha_B \text{ і, отже,}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21}. \quad (4.3)$$

Останнє співвідношення називають *законом Брюстера*.

Відмітимо, що для скла кут Брюстера дорівнює $\alpha_B = 57^\circ$, для води — $\alpha_B = 53^\circ$.

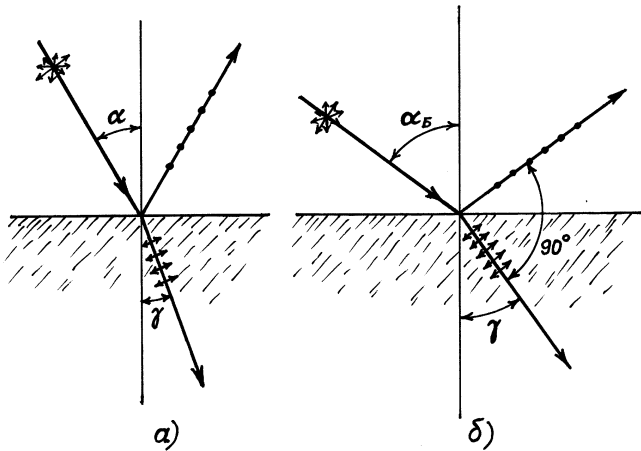


Рис. 54

Ступінь поляризації відбитого та заломленого променів при різних кутах падіння можна розрахувати за допомогою формул Френеля, які він отримав на основі уявлень про світло, як про пружні хвилі, що розповсюджуються в ефірі. Ці формули витікають з умов, що накладаються на електромагнітне поле на границі двох діелектриків, які ми в курсі електромагнетизму не розглядали.

Звернемо увагу на ступінь поляризації заломленого променя, яку можна значно збільшити, якщо змусити світло проходити послідовно через декілька розмежованих однакових ізотропних середовищ, наприклад, через стопу скляних пластинок (стопа Столетова). Такий пристрій інколи використовують для поляризації світла.

4.3. ПОДВІЙНЕ ПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ

Поляризаційні ефекти ми спостерігаємо, перш за все, при проходженні світла через оптично анізотропні середовища, тобто середовища, оптичні властивості яких у різних напрямках неоднакові. Анізотропія для рідин та газів може бути зумовлена анізотропією молекул, з яких вони складаються. У кристалічних твердих речовинах анізотропія головним чином зумовлена характером розташування іонів, атомів в кристалічних ґратах. При проходженні світла через прозорі кристали, за виключенням тих, що мають кубічну структуру, спостерігається явище, яке отримало назву *подвійне променезаломлення*. Явище полягає в тому, що замість одного заломленого променя в кристалі виникають і поширюються два заломлені промені, один з них називають *звичайним* і позначають буквою («o»), а другий — *незвичайним* і позначають буквою («e»). Обидва промені поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. Електричні коливання звичайного променя перпендикулярні головній площині кристала (рис. 55а), а незвичайного відбуваються в головній площині кристала (рис. 55б).

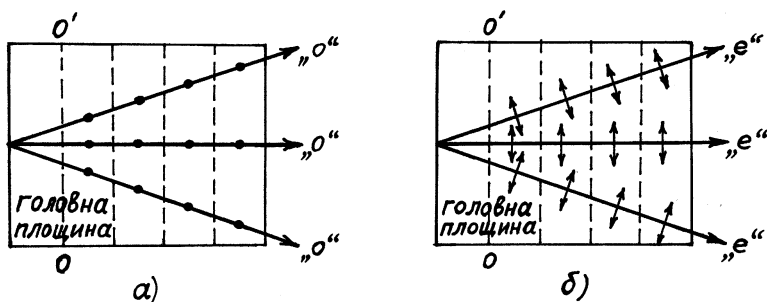


Рис. 55

Очевидно, що при будь-якому напрямку звичайного променя його електричні коливання завжди будуть перпендикулярні оптичній осі кристала OO' . На рис. 55а вони зображені точками і перпендикулярні площині рисунка. Тому звичайні промені розповсюджуються по всім напрямкам з однаковою швидкістю $v_o = \text{const}$. Це означає, що показник заломлення звичайного променя $n_o = \frac{c}{v_o} = \text{const}$ по всім напрямкам однаковий. Тому

звичайний промінь підпорядковується звичайним законам заломлення. Він лежить у площині падіння, і відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення не залежить від кута падіння $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_o} = n_o = \text{const}$.

У незвичайного променя кут між напрямком електричних коливань і оптичною віссю залежить від напрямку променя (рис. 55б), тому незвичайний промінь розповсюджується по різним напрямкам із різними швидкостями $v_e \neq \text{const}$. Звідси виходить, що показник заломлення незвичайного променя $n_e \neq \text{const}$ є змінною величиною і залежить від напрямку про-

$$\text{меня } \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma_e} = n_e = f(\alpha).$$

Завдяки тому, що показники заломлення для звичайного і незвичайного променів різні, ці промені зазнають в кристалі неоднакового заломлення, і тому вони розділяються і

йдуть в різних напрямках. Це і є подвійне променезаломлення.

Якщо падаючий світловий промінь буде розповсюджуватись вздовж напрямку головної оптичної осі, то $n_o = n_e$, і подвійне променезаломлення буде відсутнє. У напрямку, перпендикулярному до головної оптичної осі $|n_o - n_e| \rightarrow \max$, тобто кутове розходження звичайного і незвичайного променів буде максимальне.

Кристали, що мають подвійне променезаломлення, поділяються на *одновісні* та *двовісні*. У двовісних кристалів (слюда, гіпс) обидва промені незвичайні. Ми обмежимося розглядом одновісних кристалів.

Як було сказано на початку цього параграфа, подвійне променезаломлення виникає завдяки анізотропії кристалів. В кристалах некубічної структури діелектрична проникливість ϵ в різних напрямках різна. В одновісних кристалах ϵ у напрямку оптичної осі і у напрямках, перпендикулярних до неї, мають різні значення. Згідно з (1.9), $n = \sqrt{\epsilon}$, тобто із анізотропії ϵ , витікає, що електромагнітним хвилям з різними напрямками коливань вектора \vec{E} відповідають різні значення показника заломлення n . Таким чином, і швидкість світлових хвиль залежить від напрямку коливань світлового вектора \vec{E} .

У звичайному промені коливання світлового вектора відбуваються у напрямку, перпендикулярному до головної площини (рис. 55а), тому при будь-якому напрямку звичайного променя вектор \vec{E} утворює з оптичною віссю кристала прямий кут, і швидкість світлової хвилі буде у всіх напрямках однаковою. Зображаючи швидкість звичайного променя у вигляді відрізків 1, 2, 3, відкладених по різних напрямках, ми отримаємо сферичну поверхню (рис. 5б). Коливання вектора \vec{E} на цих відрізках зображено точками.

Уявімо собі, що в точці в центрі сфери, всередині кристала, розміщується точкове джерело світла. Тоді побудована нами сфера буде хвильовою поверхнею звичайних променів.

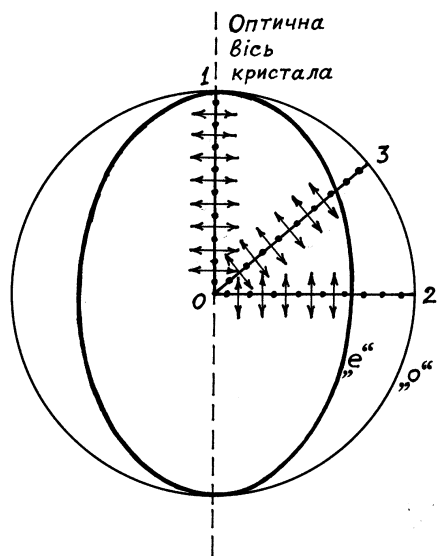


Рис. 56

Коливання в незвичайному промені відбуваються в головній площині. На рис. 56 для променів 1, 2, 3 вони позначені стрілками. Як видно, коливання в незвичайному промені утворюють з оптичною віссю різні кути α . Для променя 1 кут α дорівнює $\frac{\pi}{2}$, внаслідок чого швидкість має таке саме значення, як і для звичайного променя $v_e = v_o$ і, як було зазначено вище, коли промінь розповсюджується вздовж напрямку оптичної осі $n_o = n_e$, і подвійного променезаломлення не буде. Для променя 2 кут $\alpha = 0$, швидкість дорівнює v_e і буде меншою від v_o . Для променя 3 швидкість має проміжне значення. Тому легко зрозуміти, що хвильова поверхня незвичайних променів буде являти собою еліпсоїд обертання. В місцях перетинання з оптичною віссю кристала хвильові поверхні звичайного променя (сфера) і незвичайного (еліпсоїд) — стикаються (рис. 56).

В залежності від того, яка із швидкостей v_o чи v_e більша, розрізняють *позитивні* і *негативні* одновісні кристали. У позитив-

них кристалах $v_e < v_o$ (це означає, що $n_e > n_o$). У негативних, навпаки $v_e > v_o$ ($n_e < n_o$).

Хід звичайного і незвичайного променів в кристалі можна зобразити і пояснити, користуючись принципом Гюйгенса. Нехай на плоску поверхню падає плоска хвиля. Напрямок падаючих променів, перпендикуляр до поверхні і напрямком оптичної осі лежать в одній площині (рис. 57), де напрямком оптичної осі зображено пунктиром. Аналогічна схема нами була розглянута в геометричній оптиці (див. рис. 2). Кожна точка поверхні кристала, до якої доходить падаюча хвиля, є джерелом двох вторинних хвиль — сферичної звичайної хвилі (як і в ізотропному середовищі рис. 2) і незвичайної хвилі з еліпсоїдальним фронтом. Фронт падаючої хвилі AD доходить до поверхні кристала неодноразово. Тому, коли коливання з деякою фазою приходять в точку C , коливання з тою самою фазою від точок A і B уже розповсюджуються в кристалі у вигляді вторинних хвиль на відповідні відстані. Фронти звичайної і незвичайної хвиль отримуємо, провівши огинаючі поверхні (в нашому випадку — площини) до фронтів вторинних хвиль, відповідно, звичайних і незвичайних. Промені звичайного і незвичайного фронтів побудуємо як прямі лінії, що йдуть від вторинних джерел в точки дотику фронтів вторинних хвиль з фронтами заломлених хвиль. Таким чином, можна показати, що пучок променів, який падає на подвійно заломлюючий кристал, породжує в ньому два промені — звичайний і незвичайний, які поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. На рис. 57 коливання вектора \vec{E} звичайного променя зображено точками, а незвичайного — стрілками.

На рис. 58 зображені три випадки нормального падіння світла на поверхню кристала, які відрізняються напрямком головної оптичної осі.

У випадку а) промені o і e розповсюджуються вздовж оптичної осі і тому не розділяються. У випадку б) видно, що навіть при нормальному падінні світла на заломлюючу поверхню незвичайний промінь відхиляється від нормалі до цієї поверхні. На рис. 58в оптична вісь кристала паралельна заломлюючій

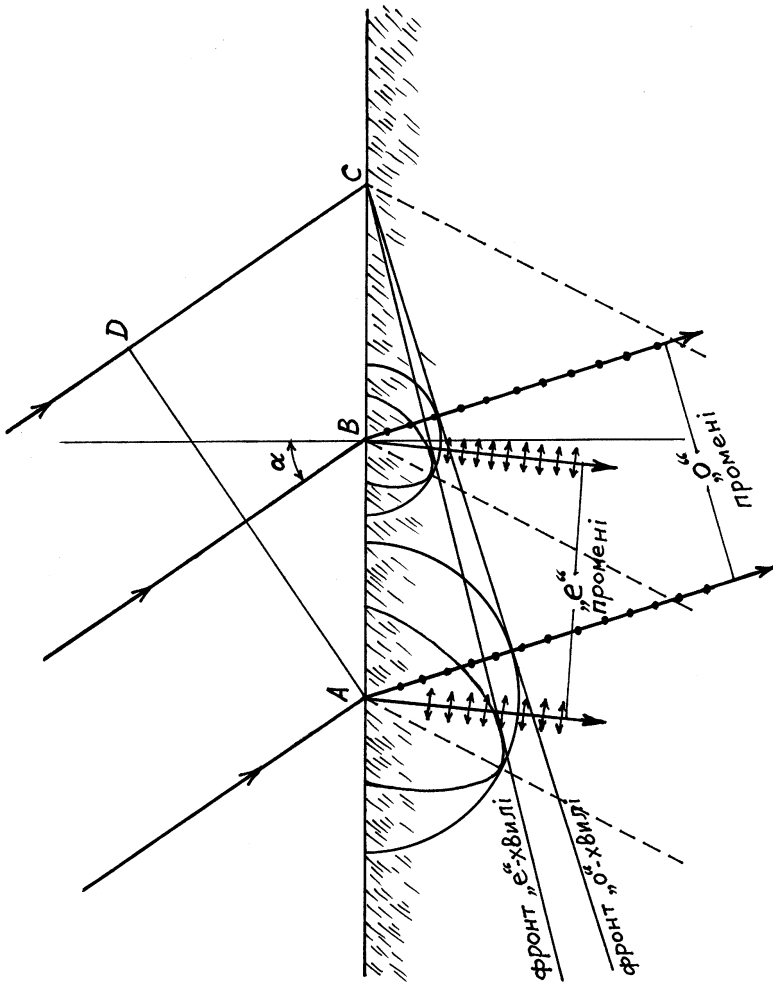


Рис. 57

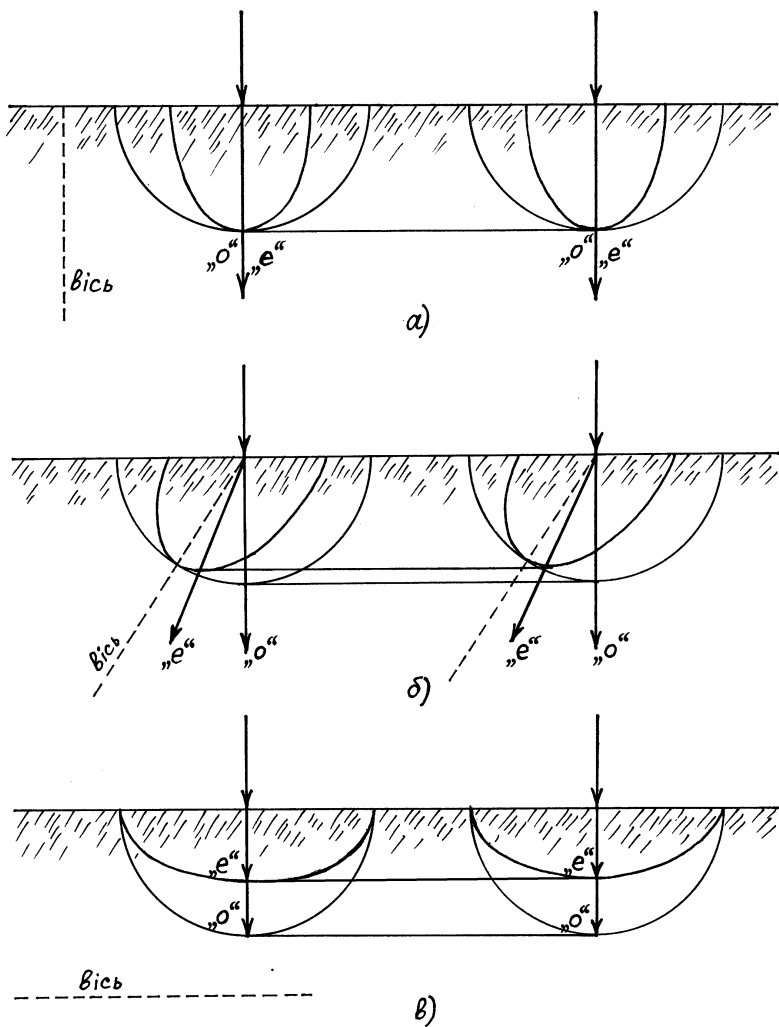


Рис. 58

поверхні. В цьому випадку при нормальному падінні світла звичайний і незвичайний промені йдуть вздовж одного і того самого напрямку, але розповсюджуються з різними швидкостями, внаслідок чого між ними виникає різниця фаз.

Слід звернути увагу на те, що у деяких одновісних кристалів, наприклад, в турмаліні, в поляроїдах, має місце сильне поглинання звичайного променя. В пластинці турмаліну товщиною 1 мм, а в поляроїді товщиною 0,1 мм проходить лише один незвичайний промінь. Звичайний повністю поглинається. Інша справа відбувається при поляризації світла в кристалі ісландського шпату. Він однаково прозорий як для звичайного, так і незвичайного променів. Розглядаючи предмет через такий кристал, ми будемо бачити два його зображення. Саме кристал ісландського шпату часто використовують для отримання поляризованого світла. Пристрій такого роду називають *призма Ніколя*. Він являє собою призму із кристала ісландського шпату, яку розпилюють під певним кутом, а потім склеюють канадським бальзамом, показник заломлення якого лежить посередині між показниками заломлення звичайного і незвичайного променів $n_e < n < n_o$. Кут розрізу роблять таким, щоб кут падіння α звичайного променя на границю розділу був би більший граничного α_{cp} кута, який визначається умовою $\sin \alpha_{cp} = \frac{n}{n_o}$. Тоді звичайний промінь зазнає повне внутрішнє відбиття і виходить в сторону, а незвичайний промінь безперешкодно проходить через шар канадського бальзаму і другу частину призми і поляризований виходить з призми Ніколя.

4.4. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ ПОЛЯРИЗОВАНИХ ПРОМЕНІВ

Розглянемо інтерференційну схему (рис. 59), в якій інтерферуючі промені отримують різницю фаз за рахунок різних швидкостей звичайного «о» і незвичайного «е» променів в подвійно заломлюючому середовищі.

Паралельний пучок променів звичайного світла проходить послідовно поляризатор P_1 , плоскопаралельну пластину товщиною d , вирізану із одновісного подвійно заломлюючого кристала паралельно його оптичній осі O_1O_2 і розташовану перпендикулярно падаючим променям, а також другого поляриза-

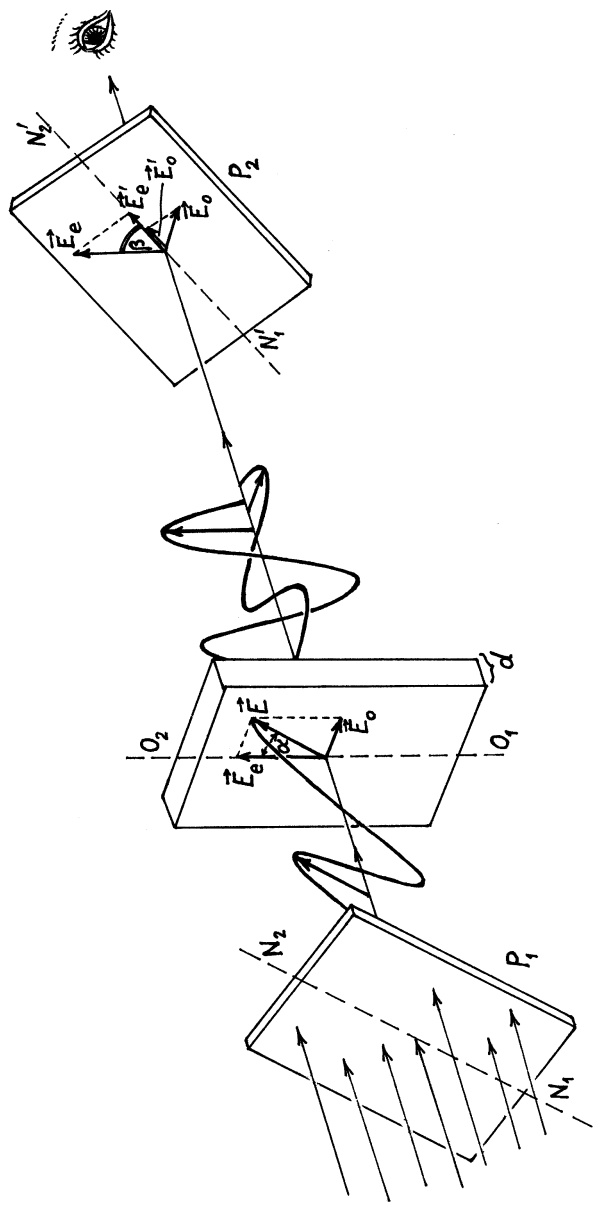


Рис. 59

тора P_2 . Напрямки пропускання першого N_1N_2 і другого $N'_1N'_2$ поляризаторів складають з оптичною віссю кристала O_1O_2 кути α і β відповідно. Поляризатор P_1 поляризує звичайне світло так, що на пластинку падають цуги хвиль, електричні вектори \vec{E} яких складають кут α з напрямком головної оптичної осі. В пластинці вектор \vec{E} розкладається на дві складові: \vec{E}_o , що утворює звичайний «о» промінь і \vec{E}_e — незвичайний «е» промінь, які розповсюджуються (рис. 58в) по одному і тому ж напрямку. Оскільки швидкості їх різні, то при проходженні пластинки між ними виникає зсув по фазі, який можна визначити через оптичну різницю ходу променів таким чином:

$$o.p.x. = d(n_o - n_e). \quad (4.4)$$

Проте ці два промені інтерферувати не можуть, оскільки напрямки коливань взаємо перпендикулярні.

Поляризатор P_2 пропускає від кожного з векторів \vec{E}_o і \vec{E}_e їх складові \vec{E}'_o і \vec{E}'_e вздовж напрямку пропускання $N'_1N'_2$, створюючи тим самим співнаправлені коливання, для яких тепер виконуються всі три умови когерентності, і вони інтерферують. Як видно з рис. 60, на якому напрямок падаючого променя перпендикулярний площині рисунка, амплітуди коливань векторів \vec{E}_o і \vec{E}_e , \vec{E}'_o і \vec{E}'_e виражаються через амплітуду падаючого променя таким чином:

$$\begin{aligned} E_o &= E \sin \alpha, & E_e &= E \cos \alpha, \\ E'_o &= E \sin \alpha \sin \beta, & E'_e &= E \cos \alpha \cos \beta. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Як відомо, результат інтерференції залежить від різниці фаз і співвідношення амплітуд.

В нашому випадку різниця фаз, згідно з (4.4), залежить від товщини пластинки (для даної речовини), а амплітуди коливань, згідно з (4.5), від кутів α і β , тобто від взаємної орієнтації напрямків поляризації обох поляризаторів по відношенню до оптичної осі пластинки. Якщо пластинка плоскопаралельна, а падаюче світло монохроматичне, то умови проходження через таку інтерференційну схему будуть однакові для всіх падаючих

променів. Тому в залежності від того, яка буде оптична різниця ходу променів, інтенсивність світла, що проходить через поляризатор P_2 , буде досягати максимального чи мінімального значення в залежності від умови:

$$d(n_o - n_e) = k\lambda \quad - \text{умова максимуму,}$$

$$d(n_o - n_e) = (2k + 1)\frac{\lambda}{2} \quad - \text{умова мінімуму.} \quad (4.6)$$

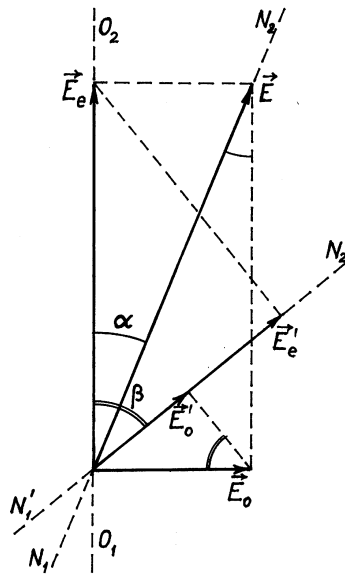


Рис. 60

Якщо пластинка неоднорідна по товщині, то результат інтерференції буде являти собою чергування темних і світлих «смуг рівної товщини».

Якщо падаюче світло немонохроматичне, то умови інтерференції для хвиль з різними довжинами неоднакові, тому одні кольори будуть підсилені, а інші послаблені, що і визначить різне забарвлення в різних місцях інтерференційної картини.

4.5. ШТУЧНА ОПТИЧНА АНІЗОТРОПІЯ

Прозорі ізотропні середовища, як-от: гази, рідини, аморфні тверді тіла, не мають властивостей подвійного променезаломлення. Проте під впливом зовнішніх чинників (механічні напруження, електричні та магнітні поля) вони стають анізотропними, і в них виникає подвійне променезаломлення. Це явище називають *штучною оптичною анізотропією*.

Розглянемо основні види цього явища.

1. Штучна анізотропія при механічній деформації.

Візьмемо тіло з однорідної і ізотропної речовини і піддамо його стиску або розтягу в деякому напрямку. Тоді цей напрямок буде фізично виділеним, оскільки відстань між атомами в цьому напрямку змінюється, в той час як перпендикулярні до нього напрямки залишаються рівноправними. Таке тіло в оптичному відношенні подібне одновісному подвійно заломлюючому кристалу, а напрямок деформації відіграє роль оптичної осі. При не дуже великому механічному напруженні σ різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів, які виникають при деформації, пропорційна цьому напруженню:

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (4.7)$$

де k — коефіцієнт пропорційності, який залежить від властивостей речовини.

У випадку неоднорідної деформації напруженості в різних точках тіла різні. Відповідно, буде неоднаковою і різниця показників заломлення $n_o - n_e$. Якщо помістити таке деформоване тіло на місце подвійно заломлюючої пластини в інтерференційній схемі рис. 59, то виникне складна інтерференційна картина. Оскільки інтенсивність в кожній точці картини визначається оптичною різницею ходу $d(n_o - n_e)$, а вона, згідно з (4.7), залежить від напруженості в даному місці тіла, то на екрані виникають смуги, які відповідають максимумам чи мінімумам інтенсивності, і таким чином можна виявити в тілі небезпечні місця, що знаходяться під механічною напруженістю.

2. Штучна оптична анізотропія в електричному полі.

Під дією електричного поля електричні моменти молекул орієнтуються вздовж напрямку напруженості електричного поля, яке тим самим стає фізично виділеним напрямком в речовині, в той час як перпендикулярні до нього напрямки залишаються рівноправними. Таким чином, характер анізотропії відповідає випадку одновісного подвійно заломлюючого кристала. Напрямок напруженості електричного поля відіграє роль оптичної осі кристала. При попаданні світла на таку речовину виникає явище подвійного променезаломлення. Воно отримало назву *ефект Керра*. Теорія і досліди показують, що різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів пропорційна квадрату напруженості електричного поля:

$$n_o - n_e = kE^2, \quad (4.8)$$

де k — коефіцієнт пропорційності, залежить від властивостей речовини.

Схему пристрою для спостереження ефекту Керра зображено на рис. 61.

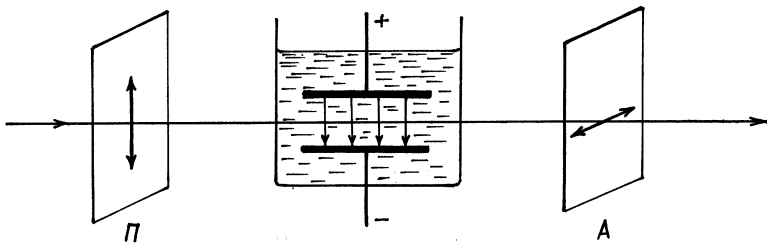


Рис. 61

Пристрій включає комірку Керра, що знаходиться між схрещеними поляризатором і аналізатором. Комірка Керра являє собою плоский конденсатор, що міститься в посудинах з рідиною. Якщо електричне поле відсутнє, то світло через таку систему не проходить. При вмиканні електричного поля рідина набуває властивостей одновісного кристала з оптичною віссю, спрямованою вздовж вектора напруженості. Внаслідок цього світло частково проходить через таку систему.

Ефект Керра практично безінерційне явище. Час, протягом якого відбувається упорядкована орієнтація молекул, становить близько 10^{-12} с. Тому комірка Керра використовується як оптичний затвор для з'йомок швидкозмінних процесів, модуляції світлових пучків в оптоелектриці тощо.

3. Штучна анізотропія в магнітному полі.

Якщо ізотропну речовину вмістити в магнітне поле, в ній виникає подвійне променезаломлення. Цей ефект аналогічний ефекту Керра, але значно слабкіший. Він отримав назву *ефект Коттона — Мутона*. Різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів пропорційна квадрату напруженості магнітного поля:

$$n_o - n_e = DH^2, \quad (4.9)$$

де D — коефіцієнт пропорційності, залежить від властивостей речовини. Явище Коттон — Мутон зумовлене орієнтацією магнітних моментів молекул в прикладеному магнітному полі. В цьому розумінні воно схоже на явище Керра.

Обидва явища підпорядковуються однаковим закономірностям. Роль оптичної осі відіграють напрямки полів. Квадратична залежність від характеристик поля означає, що обидва ефекти парні, тобто не змінюються при зміні напрямку поля на протилежне. Коефіцієнти k і D починають спадати з ростом температури, оскільки при цьому збільшується дезорієнтуюча дія теплового руху молекул. Для обох явищ характерна дисперсія, тобто залежність коефіцієнтів k і D від довжини хвилі.

4.6. ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ

Обертання площини поляризації вперше було виявлено на кристалах кварцу і полягало в тому, що площина поляризації плоскополяризованого світла при проходженні через речовину поверталась на якийсь певний кут. Речовини, що повертають площину поляризації, називаються *оптично активними*.

Нехай монохроматичне світло від джерела S падає на схрещену систему поляризатор P і аналізатор A , тобто їх головні площини взаємно перпендикулярні (рис. 62). В цьому випадку світло не дійде до спостерігача, оскільки аналізатор у відповідності до закону Малюса ($\varphi = 90^\circ$) не пропустить плоскополяризоване світло. Якщо між поляризатором і аналізатором розмістити кварцову пластинку так, щоб світло проходило вздовж її оптичної осі, то світло дійде до спостерігача. Якщо ж аналізатор повернути на деякий кут, то знову буде повне затемнення. Це говорить про те, що кварцова пластинка повернула площину поляризації на кут, що відповідає повороту аналізатора до отримання повного затемнення.

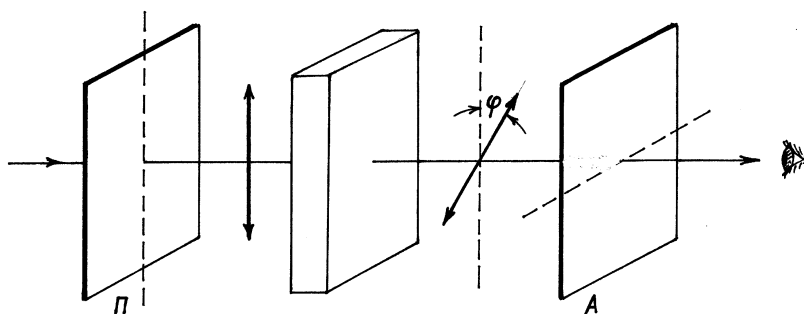


Рис. 62

Використовуючи в дослідах світло різної довжини хвиль, можна знайти, що в залежності від довжини хвилі кути повороту будуть різні. Наприклад, пластинка кварцу товщиною 1 мм повертає площину поляризації для червоного світла на 15° , для жовтого — на 21° , для фіолетового — на 51° .

Кут повороту залежить також від відстані, яку проходить поляризований промінь в оптично активному середовищі. Загальний вигляд формули для кута повороту такий:

$$\alpha = \alpha_1(\lambda)l, \quad (4.10)$$

де $\alpha_1(\lambda)$ — коефіцієнт пропорційності, або стала обертання площини поляризації, а l — довжина шляху в оптично активному середовищі.

Існують дві модифікації кварцу — ліво- та правообертаючі. У правообертаючій модифікації поворот площини поляризації відбувається за годинниковою стрілкою (для спостерігача, який дивиться назустріч променю), у лівообертаючій — проти годинникової стрілки. Стала обертання в обох випадках однакова.

Оптично активними є також багато некристалічних речовин, наприклад, рідини: скипидар, розчини цукру в воді, деякі гази і пари (пари камфори). Для розчинів встановлена така експериментальна залежність:

$$\alpha = [\alpha_0]Cl, \quad (4.11)$$

де C — концентрація оптично активної речовини, а $[\alpha_0]$ — питома обертання, яке приблизно обернено пропорційне квадрату довжини хвилі і залежить від температури та властивостей розчинника.

Співвідношення (4.11) лежить в основі досить чутливого методу вимірювання концентрації розчиненої речовини, зокрема, цукру. Називають цей метод *поляриметрія*.

Прилади для вимірювання концентрації цукру знайшли досить широке застосування в заводських лабораторіях підприємств з цукроваріння, в біофізичних дослідженнях, в харчовій промисловості, в медицині.

Здатність обертати площину поляризації мають деякі речовини, якщо їх розмістити в магнітному полі і спрямувати світлову хвилю вздовж ліній напруженості магнітного поля. Це так званий *ефект Фарадея*. Кут повороту площини поляризації φ пропорційний напруженості поля H і довжині шляху l , що проходить світло в речовині:

$$\varphi = \rho lH, \quad (4.12)$$

де ρ — коефіцієнт пропорційності (стала Верде) залежить від властивостей речовини і довжини світлової хвилі.

Напрямок обертання визначається напрямком магнітного поля. Від напрямку променя знак обертання не залежить. Тому, якщо поставити дзеркало, від якого промінь

буде відбиватись, і змусити його пройти через речовину ще раз у зворотному напрямку, поворот площини поляризації подвоїться.

Магнітне обертання площини поляризації зумовлене виникаючою під дією магнітного поля прецесією електронних орбіт.

Ефект Фарадея має дуже малу інерційність, порядку 10^{-8} с, і поряд з ефектом Керра використовується в оптоелектроніці для модуляції світла.

4.7. ДОСЛІДЖЕННЯ БІОЛОГІЧНИХ ТКАНИН В ПОЛЯРИЗОВАНОМУ СВІТЛІ

Поляризоване світло знаходить досить широке застосування при дослідженні біологічних тканин. Розглянемо деякі з них.

Обертання площини поляризації розчинами зумовлене взаємодією електромагнітної хвилі з асиметричними молекулами розчиненої оптично активної речовини. Такі молекули не мають дзеркальної симетрії, тобто при їх відбиванні від дзеркальної поверхні буде інша форма. Молекули з однаковою хімічною формулою, але різною структурою, повертають площину поляризації в різних напрямках.

Характерно, що більшість важливих біологічних молекул (білки, нуклеїнові кислоти, полісахариди та інші) асиметричні і можуть бути представлені попарно антиподами, кожен з яких є дзеркальне відображення іншого. Але при цьому в речовинах біологічного, а не синтетичного походження представлений лише один оптичний антипод. Так, наприклад, цукор, виготовлений звичайним шляхом, є правообертаючим, але при синтезі хімічними методами отримують суміш, що має рівну кількість «правих» і «лівих» молекул. Така суміш називається *рацемічною* і не повертає площину поляризації, оскільки відбувається взаємна компенсація дії різних молекул. Якщо в розчин синтетично отриманого цукру помістити бактерії, які живляться цукром, то вони будуть засвоювати тільки молекули правообертаючого

цукру. Рацемічна суміш є менш впорядкованою системою і має більшу ентропію, ніж така кількість молекул одного типу.

Поляриметрію застосовують не лише як метод визначення концентрації розчинів, а також як метод дослідження структурних перетворень у молекулярній біофізиці. Як приклад приведемо графік зміни питомого обертання $[\alpha_0]$ в одному із поліпептидів в залежності від складу розчинника, який являє собою бінарну суміш хлороформу CHCl_3 і дихлороцтової кислоти CHCl_2COOH (рис. 63). При 80 % дихлороцтової кислоти відбувається різка зміна оптичної активності, що свідчить про зміну конформації молекул поліпептиду.

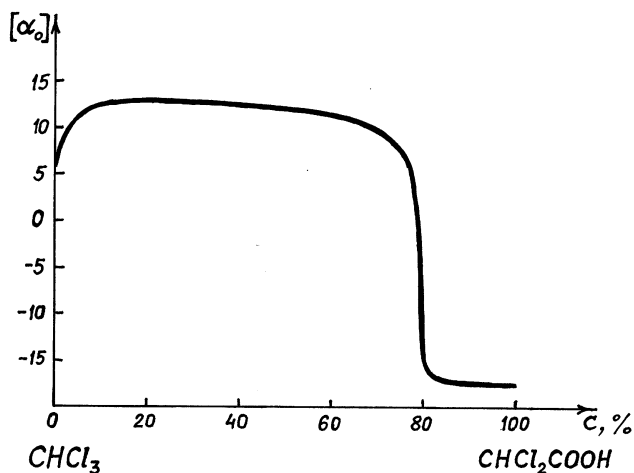


Рис. 63

Розглядаючи прозорі біологічні об'єкти в звичайному мікроскопі, важко виявити різні структури. Для цього застосовують спеціальні методи і прилади. До них відноситься *поляризаційний мікроскоп*. Він подібний до звичайного мікроскопа, але має поляризатор перед конденсором і аналізатор в тубусі між об'єктивом і окуляром. Предметний столик може повертатися навколо оптичної осі мікроскопу. Таким чином, об'єкт освітлюють поляризованими променями і розглядають через аналізатор. Якщо схрестити поляризатор і аналізатор, то поле зору

буде темним. Таким самим воно залишається якщо розглядати ізотропні, прозорі тіла. Анізотропні тіла змінюють поле зору у відповідності з тим, як вони впливають на напрямок площини коливань поляризованого світла. Оскільки для деяких тканин, наприклад, м'язових, кісткових, нервових, притаманна оптична анізотропія, то для дослідження таких біологічних об'єктів можна застосувати поляризаційну мікроскопію. При схрещених поляризаторі і аналізаторі будуть помітні тільки ті волокна, анізотропія яких змінює поляризаційне світло.

Як було зазначено вище, око людини не може відрізнити поляризоване світло від звичайного. Проте у деяких комах очі більш чутливі до поляризованого світла. Деякі види комарів, жуків, особливо бджоли сприймають напрямок поляризації світла, що поляризоване. Так, робоча бджола використовує поляризацію сонячного світла для визначення напрямку польоту. Були поставлені досліди, які показали, що бджоли при польоті орієнтуються по Сонцю. Навіть коли Сонце закрито хмарами, то вони можуть зберігати точний напрямок польоту, якщо в полі їхнього зору є хоча б клаптик чистого неба. Як було переконливо доведено, бджоли реєструють поляризацію сонячного світла, розсіяного цією невеликою ділянкою чистого неба, що дозволяє їм визначати положення Сонця.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Яке світло називають поляризованим?
2. Яким чином можна отримати поляризоване світло?
3. Поясніть фізичну суть явища поляризації.
4. Що таке оптична вісь кристала?
5. Як поводить себе промінь звичайного світла, що проходить вздовж оптичної осі кристала?
6. Сформулюйте і запишіть закон Малюса.
7. Що таке ступінь поляризації і чому вона дорівнює для плоскополяризованого світла, частково поляризованого та звичайного?

8. Поясніть, що відбувається із світлом при його відбитті та заломленні від ізотропного середовища.
9. Який кут називають кутом Брюстера і чому він дорівнює?
10. Що таке подвійне променезаломлення і де воно спостерігається?
11. Дайте характеристику звичайному і незвичайному променям.
12. Як поведуть себе звичайний і незвичайний промені, коли світло розповсюджується вздовж головної оптичної осі, а також в напрямку, перпендикулярному до головної оптичної осі?
13. Поясніть хід звичайного і незвичайного променя, користуючись принципом Гюйгенса.
14. Намалюйте та поясніть випадки нормального падіння світла на поверхню кристалів з різними напрямками головної оптичної осі.
15. Що таке призма Ніколя?
16. Поясніть явище інтерференції поляризованого світла.
17. Запишіть умови отримання максимуму і мінімуму при інтерференції поляризованого світла.
18. Що таке штучна оптична анізотропія?
19. Поясніть механізм утворення штучної анізотропії при механічних деформаціях, а також в електричному та магнітному полях.
20. Що таке комірка Керра та де вона застосовується?
21. Поясніть ефект Коттона — Мутона.
22. Від чого залежить кут повороту плоскополяризованого світла при проходженні його через оптично активну речовину?
23. Де застосовується явище обертання площини поляризації?

ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ

5.1. КЛАСИЧНА МОДЕЛЬ ВЗАЄМОДІЇ СВІТЛА
З РЕЧОВИНОЮ

Серед оптичних явищ особливе місце належить дисперсії. *Дисперсія світла* — це залежність показника заломлення світла від частоти. Пояснити це явище, користуючись хвильовою теорією, можна на основі взаємодії світлових електромагнітних хвиль з речовиною. Взаємодією світла з речовиною можна також пояснити такі явища, як поглинання світла речовиною, розсіювання світла в речовинах та інші. Для цього слід розглянути модель взаємодії світла з речовиною. Такими модельними уявленнями ми вже користувались раніше, наприклад, в електростатиці була модель диполя, в магнетизмі — модель молекулярного струму.

При описуванні взаємодії світла з речовиною будемо користуватись моделлю *осцилятора*. Згадаємо, осцилятором називається система, яка, будучи виведеною із положення рівноваги, а потім залишена сама по собі, здійснює вільні коливання. Будемо вважати кожен атом речовини осцилятором. Сили, які зв'язують заряджені частинки речовини (електрони і іони) є квазіпружними, тобто пропорційні зміщенню \vec{r} зарядженої частинки відносно положення рівноваги, тобто $\vec{f} = -k\vec{r}$. Як відомо з механіки (частина I), така частинка здійснює гармонічні коливання з коловою частотою ω_0 , що дорівнює $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$, де k — коефіцієнт пружності, а m — маса частинки. Якщо кожен атом є осцилятором, який здійснює коливання, то його можна уявити так, як це зображено на рис. 64. Всі такі коливання розділимо на дві групи: коливан-

ня електронів відносно практично нерухомих іонів (рис. 64а) і коливання іонів в багатоатомних молекулах і твердих тілах один відносно другого при практично незмінних положеннях електронів (рис. 64б).

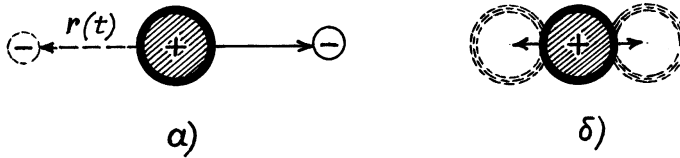


Рис. 64

Оскільки маса іона значно більша від маси електрона, то частота його коливань буде значно меншою, ніж частота коливань електрона. Власні частоти коливань електрона відповідають частотам електромагнітних хвиль у видимій і ультрафіолетовій області, в той час як власні коливання іонів припадають на інфрачервону область.

Заряд, що коливається, рухається з прискоренням, а будь-який заряд, що рухається з прискоренням, випромінює електромагнітну хвилю і таким чином втрачає енергію. В такому випадку його коливання повинні бути затухаючими. Нагадаємо, що мова йде про класичні уявлення, не квантові, які будуть розглянуті пізніше. Цю обставину, втрату енергії, можна врахувати, якщо ввести аналог сили тертя в механіці, а саме — гальмівну силу, пропорційну швидкості заряду $\vec{f} = -b\vec{v}$. Тоді рівняння руху зарядженої частинки буде мати вигляд:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -kr - b \frac{dr}{dt}. \quad (5.1)$$

Його розв'язком є затухаючі коливання.

Якщо на речовину падає монохроматична світлова хвиля, і напруженість поля цієї хвилі в фіксованій точці простору змінюється за законом $E = E_0 \cos \omega t$, то на частинку з зарядом e , наприклад, електрон, діє сила $f = eE = eE_0 \cos \omega t$. Силою Лоренца, що діє зі сторони магнітного поля на цю частинку і має

суттєво менше значення, знехтуємо. Тоді рівняння руху заряджених частинок середовища буде мати вигляд:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -kr - b \frac{dr}{dt} + eE_0 \cos \omega t. \quad (5.2)$$

Це є диференціальне рівняння вимушених коливань другого порядку для осцилятора, де сила, що діє зі сторони хвилі на електрон, відіграє роль вимушуючої сили. З такими рівняннями вимушених коливань ми уже зустрічались (частина I, § 6.4). Розв'язком цього рівняння є

$$r = A \cos(\omega t + \varphi), \text{ де } A = \frac{eE_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \\ \text{tg} \varphi = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (5.3)$$

де r — проекція радіус-вектора \vec{r} на напрямок вектора \vec{E}_0 , β — коефіцієнт згасання, що дорівнює $\beta = \frac{b}{2m}$, ω_0 — власна частота осцилятора, ω — частота світлової хвилі, яка падає на осцилятор.

Оскільки власна частота іонів значно менша частоти коливань світлових хвиль, то різниця $\omega_0^2 - \omega^2$ велика, і, згідно з (5.3), амплітуда вимушених коливань іонів дуже мала. Тому світлові хвилі не збуджують коливання іонів, і ми їх розглядати не будемо. Світлові хвилі збуджують лише коливання так званих *оптичних* електронів, власні частоти яких лежать в області або поблизу частот видимого світла. Звичайно — це електрони незаповнених оболонок, які найслабше зв'язані в атомі.

Щоб спростити в подальшому математичні викладки, зробимо допущення: для частот, які не лежать поблизу від власних частот, скористуємось наближенням, в якому відсутнє згасання, тобто $\beta = 0$, тоді формули (5.3) приймають вид:

$$r = A \cos \omega t, \text{ де } A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.4)$$

Таким чином, під дією світлової хвилі оптичні електрони в атомах здійснюють вимушені гармонічні коливання з частотою падаючої хвилі. Внаслідок цього атоми і молекули, а в твердих тілах — пари іон плюс електрон є диполями з гармонічно змінними з часом електричними моментами $p(t) = er(t)$ і самі починають випромінювати вторинні світлові хвилі тої самої частоти ω . Оскільки фази вимушених коливань і падаючої хвилі узгоджені, то вторинні хвилі когерентні між собою і з падаючою хвилею. Все підсумкове випромінювання, яке виникає внаслідок взаємодії падаючої хвилі з речовиною, визначається як результат інтерференції падаючої і вторинних хвиль.

5.2. ДИСПЕРСІЯ СВІТЛА

Відомо, що при пропусканні через скляну призму пучка білого світла на екрані, встановленому по іншу сторону призми, виникає райдужна смуга, яка називається *спектром*. Розкладання білого світла в спектр є наслідком залежності абсолютного показника заломлення світла від частоти. Це явище отримало назву *дисперсії світла*.

Дисперсію світла називають *нормальною*, якщо зі збільшенням частоти ω збільшується також показник заломлення, тобто $\frac{dn}{d\omega} > 0$. Такий характер залежності спостерігається в області тих частот, для яких середовище прозоре. Наприклад, звичайне скло прозоре для видимого світла і в цьому інтервалі має нормальну дисперсію. У фіолетових променів частота більша, ніж у червоних, і, відповідно, показник заломлення у них більший.

Дисперсію світла називають *аномальною*, якщо, навпаки, зі збільшенням частоти показник заломлення зменшується $\frac{dn}{d\omega} < 0$. Аномальна дисперсія спостерігається в області частот, що відповідають смугам інтенсивного поглинання світла речовиною, наприклад, для речовин, що мають певне забарвлення.

Розглянемо характерний хід експериментальної залежності показника заломлення від частоти світлової хвилі для кристала NaCl (рис. 65).

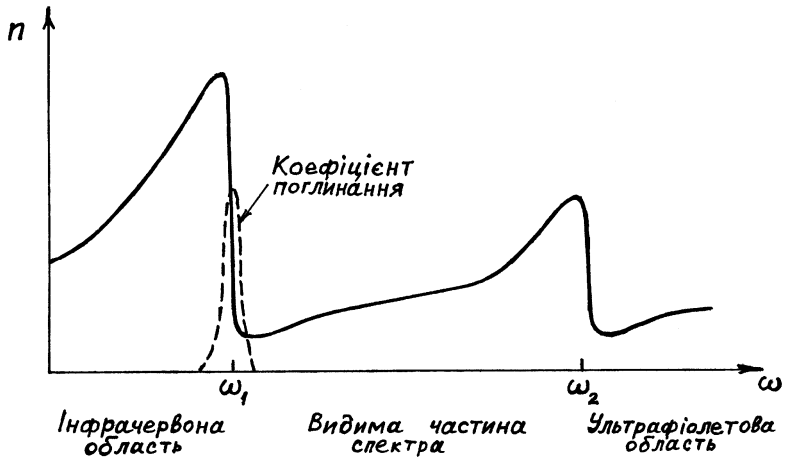


Рис. 65

Із рисунка видно, що за виключенням окремих областей, показник заломлення із збільшенням частоти збільшується, тобто спостерігається нормальна дисперсія, а біля частот ω_1 і ω_2 крива зазнає характерний злом, і показник різко зменшується із збільшенням частоти, тобто спостерігається аномальна дисперсія. На рис. 65 пунктиром показаний графік залежності коефіцієнта поглинання від частоти, біля якого видно аномальну дисперсію. Якщо частоти, на яких відбувається поглинання світла, розташовані одна біля другої, то залежність $n(\omega)$ має досить складний вигляд. У прозорих для світла речовин у видимій частині спектра немає смуг поглинання, тому дисперсія буде нормальною. Напроти, у різнокольорових речовин будуть області поглинання (чим і пояснюється їх колір), і, відповідно дисперсія буде аномальною.

Елементарна теорія дисперсії, яку ми розглянемо, базується на моделі взаємодії світла з речовиною. Так як показник заломлення зв'язаний з діелектричною сталою речовини таким

чином $n = \sqrt{\varepsilon}$, а вона, в свою чергу, пов'язана з діелектричною сприйнятливістю ε . Таким чином $\varepsilon = 1 + \varepsilon$, тому $n = \sqrt{1 + \varepsilon}$. З курсу електрики відомо, що вектор поляризації прямо пропорційно залежить від напруженості електричного поля, і коефіцієнтом пропорційності є діелектрична сприйнятливість $\vec{P} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$. Знайдемо залежність $n(\omega)$ через вектор поляризації як функцію від напруженості електричного поля світлової хвилі.

Речовину, на яку падає світлова хвиля, будемо розглядати як сукупність осциляторів. Припустимо, що в кожній молекулі (атомі) є лише один оптичний електрон з частотою власних коливань ω_0 . Під дією електричного поля світлової хвилі він починає здійснювати вимушені коливання відносно нерухомого іона, внаслідок чого молекула стає диполем зі змінним електричним моментом $\vec{p}(t) = e\vec{r}(t)$. Якщо помножити електричний дипольний момент на кількість молекул в одиниці об'єму, тобто на концентрацію, яку в даному випадку позначимо через N , то тим самим ми визначимо вектор поляризації $\vec{P}(t) = N\vec{p} = eN\vec{r}(t)$. Скориставшись формулами (5.4), а саме залежністю $r(t)$, і, враховуючи, що в даному місці напруженість електричного поля змінюється за гармонічним законом $E = E_0 \cos \omega t$, вектор поляризації запишемо так

$$P = eNA \cos \omega t = eN \frac{eE_0 \cos \omega t}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{e^2 N}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot E.$$

Підставимо замість вектора поляризації формулу його зв'язку з напруженістю електричного поля, і після скорочення на E ,

маємо $\varepsilon_0 \varepsilon = \frac{e^2 N}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$. Виразимо ε через n і остаточно для

квадрата показника заломлення отримаємо:

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.5)$$

Таким чином, ми знайшли залежність n^2 від частоти ω падаючої світлової хвилі. Сам показник заломлення буде дорів-

нювати кореню квадратному із виразу (5.5). Графіки залежності $n^2(\omega)$ і $n(\omega)$ представлені на рис. 66.

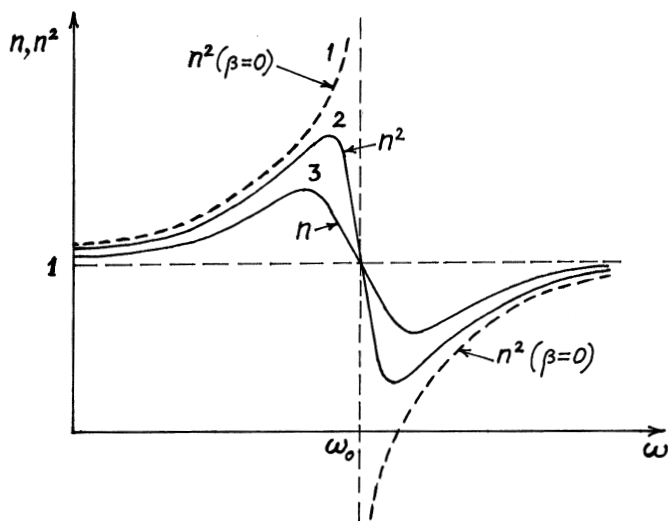


Рис. 66

Нагадаємо, щоб уникнути складних математичних викладок, ми скористались спрощеною моделлю осцилятора, в якому знехтували затушенням, тобто $\beta = 0$. Таку модель можна використовувати, якщо нас буде цікавити область частот, далеких від власної частоти ω_0 . Поблизу власної частоти нехтувати затушенням неможливо. Дійсно, як видно із графіка, біля частоти ω_0 отримана нами залежність $n^2(\omega)$ уходить на нескінченність. Якщо замість формули (5.4) користуватись формулами (5.3), тобто врахувати затушення, то це приведе до згладжування кривої 1, і залежність $n^2(\omega)$ буде мати вигляд кривої 2. А залежність показника заломлення від частоти $n(\omega)$ виражається кривою 3.

Якщо кожна молекула чи атом має не один, а декілька оптичних електронів, частоти власних коливань яких дорівнюють $\omega_{01}, \omega_{02}, \dots, \omega_{0n}$, то електричний момент молекули дорівнює сумі електричних моментів, зумовлених коливаннями кожного

її оптичного електрона: $\vec{p}(t) = \sum_{i=1}^k e\vec{r}_i(t)$. Повторюючи всі попередні викладки, знаходимо:

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m} \sum_{i=1}^k \frac{1}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}. \quad (5.6)$$

Тоді залежність $n(\omega)$ буде мати не один, а декілька зломів біля власних частот ω_{0i} (рис. 67).

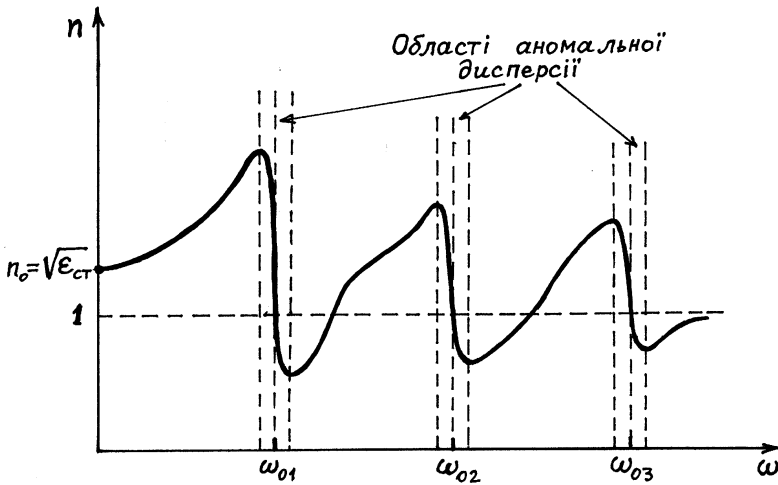


Рис. 67

Порівняння теоретичної кривої залежності $n(\omega)$ (рис. 67) з типовою експериментальною кривою (рис. 65), показує, що елементарна теорія дисперсії, яка базується на моделі осциляторів, пояснює дослідні дані. Із збільшенням частоти показник заломлення збільшується, спостерігається нормальна дисперсія. Поблизу частот, що відповідають власним частотам коливань оптичних електронів, спостерігається аномальна дисперсія.

Зробимо декілька зауважень. Із графіків на рис. 66 і 67 видно, що існують області, де показник заломлення менше одиниці. Це означає, що фазова швидкість хвилі більша, ніж швид-

кість світла у вакуумі. За теорією відносності цього бути не може. Більш того, можна навіть отримати, що $n^2 < 0$, тобто n буде уявним. Все це не є парадоксом і знаходить свої пояснення при більш широкому розгляді цієї проблеми, яка виходить за межі нашого курсу. Слід також мати на увазі, що при $\omega = 0$ поле буде електростатичним, і показник заломлення дорівнює кореню квадратному із статичної діелектричної проникливості

$$n_0 = \sqrt{\varepsilon_{\text{стат.}}}.$$

В сучасній фізиці поведінку таких мікросистем, як атом чи молекула, описувати методами класичної фізики неможливо. Для них слід застосовувати закони квантової механіки. Тобто теорія дисперсії повинна базуватись не на класичних уявленнях, а на квантово-механічних. Як показали дослідження, квантова теорія дисперсії приводить до такої ж залежності показника заломлення від частоти, що і класична. Однак, квантова теорія, на відміну від класичної, вказує на принципи теоретичного знаходження набору циклічних частот і сил осциляторів, чого не може зробити класична теорія. З квантово-механічними уявленнями ми познайомимося пізніше.

5.3. ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА РЕЧОВИНОЮ

При проходженні світла через речовину завжди має місце часткове його поглинання, зумовлене перетворенням енергії світлової хвилі в теплоту та інші види енергії. Дамо кількісну характеристику цьому явищу. Для цього скористаємось такою фізичною величиною, як *інтенсивність*. Нагадаємо, що інтенсивністю називають відношення енергії, що переноситься світловою хвилею через площадку, розташовану перпендикулярно світловому променю, до розмірів цієї площадки і до часу, за який вона переноситься. Інтенсивність I вимірюється

$$\text{в } \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right].$$

Дослід показує, що при проходженні тонкого шару речовини товщиною dx , відносний спад інтенсивності, тобто від-

ношення зміни інтенсивності dI до інтенсивності падаючого світла, пропорційний товщині шару речовини:

$$\frac{dI}{I} = -kdx, \quad (5.7)$$

де k — коефіцієнт пропорційності, який залежить від властивостей речовини, а також від частоти світлової хвилі і називається *коефіцієнтом поглинання*. Знак мінус у формулі (5.7) показує, що із збільшенням x ($dx > 0$) інтенсивність зменшується ($dI < 0$).

Зінтегруємо ліву частину (5.7) в границях від I_0 до I , а праву — від 0 до l , тоді отримаємо $\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^l kdx$; $\ln I - \ln I_0 = -kl$, звідки

$$I = I_0 e^{-kl}. \quad (5.8)$$

Це співвідношення називається *законом Бугера*. Тут I_0 — інтенсивність падаючого світла, I — інтенсивність світла, що пройшло через шар речовини товщиною l . Із формули (5.8) видно, що при $l = \frac{1}{k}$, $\frac{I_0}{I} = e = 2,73$. Таким чином, коефіцієнт поглинання світла є величина обернена товщині такого шару даної речовини, при проходженні якого інтенсивність світла послаблюється в e раз.

Для газів, а також для розчинів поглинаючої речовини в непоглинаючому розчиннику коефіцієнт поглинання пропорційний концентрації $k = k'c$. Тоді закон поглинання приймає вигляд:

$$I = I_0 e^{-k'cl} \quad (5.9)$$

і називається *законом Бера*. Закон Бера означає, що енергія світлової хвилі, яка поглинається речовиною, пропорційна кількості частинок, що зустрічаються на її шляху. При великих концентраціях починає проявлятися взаємодія між молекулами, яка призводить до зміни поглинальної здатності молекул, і закон Бера порушується.

Коефіцієнт поглинання k суттєво залежить від частоти падаючого світла. Дослідження чіткої залежності $k(\omega)$ пов'язано

з використанням комплексних чисел, і тому ми обмежимося якісним описом цієї залежності.

У речовин, атоми чи молекули яких не взаємодіють між собою (це можуть бути гази або пари металів при невисоких тисках), коефіцієнт поглинання для більшості частот близький до нуля, і лише в дуже вузьких спектральних областях спостерігаються різкі максимуми (рис. 68а). Ці максимуми відповідають резонансним частотам власних коливань осциляторів середовища. Слід мати на увазі, що на практиці прийнято характеризувати випромінювання і поглинання не частотою, а довжиною хвилі $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, і, відповідно, говорять про залежності $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ замість $n(\omega)$, $k(\omega)$, хоча це не має ніякого принципового значення.

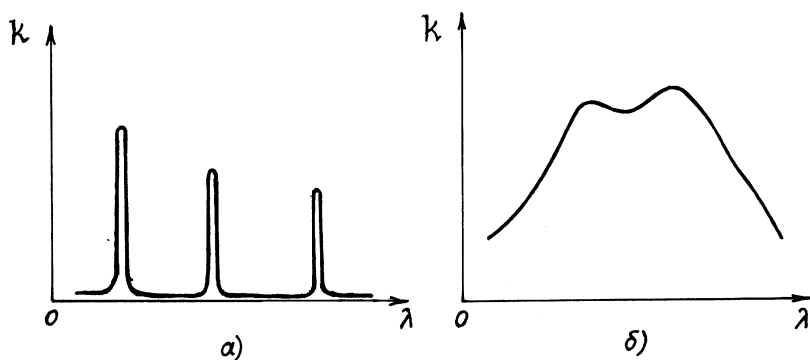


Рис. 68

У багатоатомних газів, які складаються із молекул, замість вузьких ліній спостерігаються досить широкі *смуги поглинання*. Дослідження приладами з великою розрізняльною здатністю показали, що кожна смуга складається з дуже тісно розташованих ліній. Крім того, у таких газів з'являються смуги поглинання в інфрачервоній області, які зумовлені коливанням іонів.

Гази при високих тисках, а також рідини і тверді тіла дають широкі смуги поглинання (рис. 68б). Із збільшенням тиску газів вузькі максимуми поглинання розширюються і при висо-

кому тиску наближаються до спектрів поглинання рідин. Це вказує на те, що розширення смуг поглинання є результатом взаємодії атомів між собою.

Метали, внаслідок наявності у них вільних електронів, не пропускають електромагнітне випромінювання аж до рентгенівського діапазону частот, і для світла є практично непрозорими. Проте, це не означає, що вони досить сильно поглинають світло, багато з них мають відбиваючу здатність (металеві дзеркала). Така поведінка металів є наслідком правила Ленца. Вільні електрони під дією падаючої світлової хвилі утворюють індукційний струм, електромагнітне поле якого протидіє причині, яка його породжує, тобто «гасить» світлову хвилю.

Дослідження поглинання світла різними речовинами здійснюється за допомогою *спектрофотометрів*. Принципова схема спектрофотометра зображена на рис. 69.

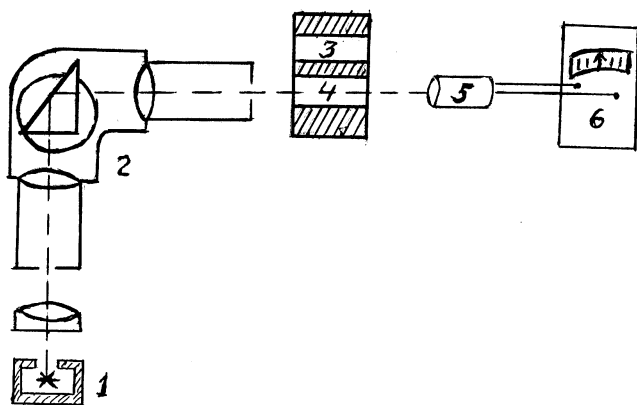


Рис. 69

Світло від джерела випромінювання 1 проходить через монохроматор 2 для виділення складової з певною довжиною хвилі. Розчин досліджуваної речовини та чистий розчинник знаходяться в двох кюветах 3 та 4, розміщених у спеціальних держалках. Світло проходить через кювету і падає на фотоеле-

мент 5, який перетворює світловий сигнал в електричний. Електричний сигнал реєструється вимірювальним приладом 6.

Принцип роботи спектрофотометра полягає у вимірюванні інтенсивності світла, що пройшло через розчинник, а також через розчин у тому самому розчиннику. Різниця інтенсивності світла дає змогу зробити висновок про ступінь поглинання світла розчиною речовиною. Для одержання спектра ця операція повторюється на багатьох довжинах хвиль. Спектр отримують у вигляді залежності $k(\lambda)$.

5.4. ФОТОБІОЛОГІЧНІ ПРОЦЕСИ

Фотобіологічними називають процеси, які починаються з поглинання світла молекулами, а закінчуються фізіологічною реакцією біологічного об'єкта. До фотобіологічних процесів відносяться фотосинтез, дія світла на органи зору, загар та еритема шкіри, бактерицидна дія, фотоперіодизм та багато інших.

Поглинанням світла зумовлені всі види взаємодії світла з речовиною, в тому числі фізико-хімічні і фізіологічні. Збуджені поглиняним світлом атоми (молекули) стають хімічно активними і можуть вступати в хімічні реакції, які називаються *фотохімічними*. Прикладом таких реакцій є реакція розкладу світлом бромистого срібла (на якій базується отримання фотографічного зображення), реакція розкладу зорового пурпура (на якій заснований зір), реакція розкладання кисню (за допомогою якої утворюється озон у верхніх шарах атмосфери).

Основний закон фотохімічних реакцій можна сформулювати так: *кількість речовини, що прореагувала, пропорційна до кількості поглиненої ним світлової енергії*. Для того щоб молекула вступила в фотохімічну реакцію, їй необхідно надати світлову енергію більшу, ніж енергії її активації.

На фотохімічній реакції заснований *фотосинтез*, який, безумовно, є найважливішим із процесів, що відбуваються на Землі під дією світла. Фотосинтез полягає в перетворенні неорганічних речовин (води і вуглекислого газу) в органіч-

ні (вуглеводи) під впливом сонячного світла, яке поглинається хлорофілом рослин і супроводжується виділенням газоподібного кисню. Фотосинтез відбувається і в бактеріях, але без виділення кисню. Фотосинтез є складною окисно-відновлювальною реакцією, яку можна записати в такому вигляді: $n\text{CO}_2 + n\text{H}_2\text{O} \xrightarrow[\text{хлорофіл}]{\text{світло}} (\text{CH}_2\text{O})_n + n\text{O}_2 - 490n$, де n — цілі числа, що відповідають хімічним формулам найбільш розповсюджених різновидностей вуглеводів (наприклад, для глюкози $\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$, $n=6$), 490 кДж — хімічна енергія, що запасується в одному молі утвореного вуглеводу CH_2O .

У зелених рослин фотосинтез спричиняється світлом з довжиною хвилі в діапазоні від 0,35 мкм до 0,71 мкм, причому максимум інтенсивності фотосинтезу припадає на інтервали 0,41–0,45 мкм і 0,64–0,68 мкм, що приблизно відповідають спектру поглинання листками рослин.

Фотосинтез починається при невеликих значеннях інтенсивності світла. По мірі збільшення інтенсивності світла зростає інтенсивність фотосинтезу, спочатку пропорційно, а потім, при достатньо великих значеннях інтенсивності світла, настає світлове насичення. Оптимальна температура для фотосинтезу 25–28 °С. При більш високих температурах фотосинтез уповільнюється, а при 45 °С — практично призупиняється.

По приблизним підрахункам, наземні і водні рослини земної кулі щорічно виробляють за допомогою фотосинтезу біля 500 млрд тонн органічних речовин. Завдяки фотосинтезу на нашій планеті створені колосальні запаси нафти, газу, кам'яного вугілля, торфу, ґрунтового гумусу. Безперервно створюючи органічні речовини, звільняючи атмосферу від вуглекислого газу і поповнюючи її киснем, фотосинтез забезпечує умови, необхідні для існування життя на Землі.

Великий вплив виявляє світло, при його поглинанні, на живі організми. Перш за все це дія світла на органи зору. Крім того, світло діє на шкірне покриття. Видиме і інфрачервоне випромінювання спричиняють головним чином поверхневе нагрівання шкіри. Ультрафіолетове поглинання викликає фотохімічну реакцію в зовнішньому шарі шкіри, яка спричиняє

утворення коричневого пігменту (загар). Цей пігмент, що називається *меланіном*, досить сильно поглинає ультрафіолетові промені, убезпечуючи тим самим організм від їх надмірного впливу. Помірні дози ультрафіолетового поглинання благотворно впливають на організм, підсилюючи його опір інфекційним захворюванням, і поліпшують обмін речовин.

Ультрафіолетові промені довжиною менше ніж 0,28 мкм мають сильну бактерицидну дію. Їх використовують для обеззаражування повітря в приміщеннях, для стерилізації молока. Це випромінювання створюють за допомогою кварцових ламп.

Цікавий приклад поглинання інфрачервоного випромінювання гадюкою. На голові гадюки між очима і ніздрями розташовані два заглиблення, в яких знаходяться органи, чутливі до інфрачервоних променів. За допомогою цих органів, гадюка поглинає навіть дуже слабе теплове випромінювання, яке надходить від дрібних тваринок, і визначає тим самим їх місце розташування. Тому, навіть у повній темряві, гадюка точно кидається на свою здобич.

5.5. РОЗСІЯННЯ СВІТЛА В РЕЧОВИНАХ

Згідно з класичною точкою зору, процес розсіяння світла полягає в тому, що світло, яке проходить через речовину, викликає коливання оптичних електронів в атомах. Ці електрони збуджують вторинні хвилі, які розповсюджуються по всіх напрямках. Це явище повинно було б приводити до повного розсіяння світла. Проте, вторинні хвилі є когерентними, тому необхідно враховувати їх взаємну інтерференцію.

В оптично однорідних середовищах плоска хвиля зберігає напрямок свого розповсюдження, не розсіюється в сторони, оскільки в цьому випадку вторинні хвилі повністю гасять одна одну по всіх напрямках, крім напрямку розповсюдження первинної хвилі.

Якщо в середовищі є неоднорідності, характерними розмірами яких не можна знехтувати в порівнянні з довжиною світ-

лової хвилі, то інтерференція вторинних хвиль приводить до того, що вони уже не гасять одна одну в бокових напрямках. Дифрагуючи на неоднорідностях середовища, вони створюють картину з рівномірним розподілом інтенсивності по всіх напрямках. Таке явище називають *розсіяння світла*.

Середовища з оптичними неоднорідностями носять назву *мутних середовищ*. Оптичні неоднорідності означають неоднаковість оптичних характеристик, таких як показник заломлення, коефіцієнт поглинання в різних точках середовища. До типових мутних середовищ належать: 1) дим, тобто завислі в газах тверді частинки; 2) туман — завислі в газах крапельки рідини; 3) суспензії, утворені твердими частинками, що плавають в рідині; 4) емульсії — це завислі частинки одної рідини в іншій; 5) тверді аморфні тіла, такі як перламутр, опал, молочне скло.

Характер розсіяння в першу чергу залежить від співвідношення між довжиною хвилі і розміром частинок, на яких відбувається розсіяння. Якщо лінійні розміри частинок менші, ніж $1/15$ довжини хвилі, то розсіяння називається *релеєвським*, по імені Д. У. Релея, який вивчав цей вид розсіяння. При великих розмірах частинок має місце *розсіяння Мі*. Німецький фізик Г. Мі розробив теорію розсіяння світла на діелектричних сферичних частинках. В наш час цю теорію відносять і до частинок довільної форми. Теорія Мі є більш загальною. Теорія релеєвського розсіяння впливає з теорії Мі як частковий випадок для частинок малих розмірів.

Розглянемо спочатку в загальних рисах релеєвське розсіювання. Його вперше експериментально вивчав англійський фізик Д. Тиндаль. Він пропускав інтенсивний пучок білого світла вздовж скляної труби, всередині якої знаходилась невелика кількість частинок, розміри яких були малими порівняно з довжиною хвилі, і спостерігав за розсіяним світлом під різними кутами до напрямку падаючого світла. Ним, а також його послідовниками були встановлені такі закономірності:

1) світло, розсіяне під кутом до первинного пучка (в боковому напрямку), має синьо-голубий відтінок. Інакше кажучи,

розсіяння відбувається в короткохвильовій частині видимої області спектру;

2) світло, розсіяне під прямим кутом до початкового пучка звичайного світла, повністю (якщо частинки ізотропні), або майже повністю, поляризоване;

3) індикатриса розсіяння симетрична відносно напрямку початкового пучка і перпендикулярна до нього, тобто:

$$I_{\theta} = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (5.10)$$

де I_{θ} і $I_{\pi/2}$ — інтенсивності розсіяного світла відповідно під кутами θ і $\pi/2$ (рис. 70а).

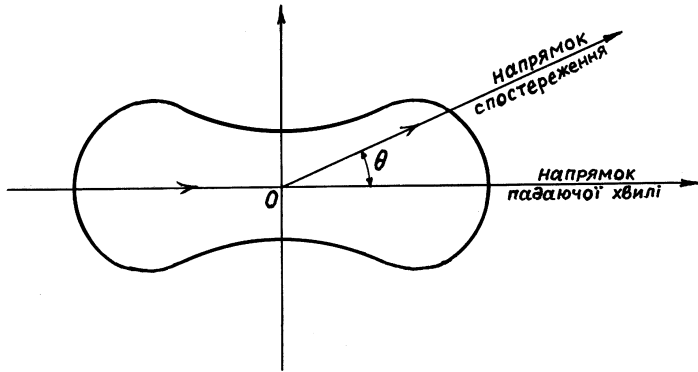
Вираз (5.10) визначає залежність інтенсивності розсіяного світла від кута розсіяння, якщо падаючий первинний пучок світла буде звичайним (неполяризованим). Просторову індикатрису можна отримати шляхом обертання цієї кривої навколо напрямку розповсюдження хвилі. Із рис. 70а видно, що $I(\theta) = I(\pi - \theta)$, тобто розсіяння вперед і назад однакове.

Релей розглядав задачу розповсюдження звичайного світла в суцільному середовищі, що містить частинки сферичної форми. Розміри цих частинок малі порівняно з довжиною хвилі світла, а їх діелектрична проникність ε_0 відмінна від діелектричної проникності ε суцільного середовища. Для інтенсивності розсіяного світла він отримав такий вираз:

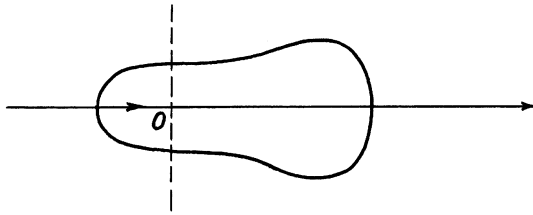
$$I_{\theta} = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N^2 V^2}{r^2 \lambda^4} \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\varepsilon_0 + \varepsilon} \right) (1 + \cos^2 \theta), \quad (5.11)$$

де r — відстань розсіяної частинки до точки спостереження, N — концентрація частинок, V — об'єм однієї частинки, θ — кут розсіяння. При виведенні цієї формули Релей вважав, що вторинні хвилі, які випромінюються частинками, є когерентні і тому при розрахунках інтенсивності розсіяного світла він підсумовував амплітуди розсіяних хвиль. З рівняння (5.11) видно, що при $\varepsilon = \varepsilon_0$ інтенсивність розсіяного світла $I_{\theta} = 0$. Інакше кажучи, в оптично однорідному середовищі розсіяння світла не буде.

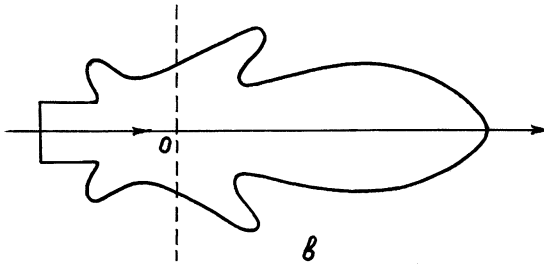
Надзвичайно важливими є два висновки, що випливають із рівняння (5.11):



а



б



в

Рис. 70

1) Інтенсивність розсіяного світла обернено пропорційна четвертому ступеню довжини хвилі $I_0 \sim \frac{1}{\lambda^4}$. Цей висновок часто називають законом Релея. Він пояснює переважно короткохвильове розсіяння світла.

2) *Інтенсивність розсіяного світла прямо пропорційна шостому ступеню радіусу частинки (квадрату її об'єму $I_0 \sim V^2 = a^6$).*

Як видно із закону Релея, чим коротша довжина хвилі, тим більше буде її розсіяння. Саме цей висновок дозволяє пояснити голубий колір неба і червоний колір Сонця при його сході та заході.

Коли Сонце розташовується вище горизонту, то за відсутності атмосфери ми могли б бачити яскраве Сонце і зорі на тлі абсолютно чорного неба. Саме таким бачать небо космонавти із космічного корабля. При наявності атмосфери інтенсивність розсіяного світла, згідно із законом Релея, обернено пропорційна довжині хвилі в четвертому ступеню, що і спричиняє голубий колір неба. Якщо ж Сонце розташовується низько над горизонтом, то до нас доходять промені, що зазнали розсіяння в товстому шарі атмосфери і втратили значну частину короткохвильового світла. Тому диск Сонця на сході чи заході бачимо червоним. Менше розсіяння червоних променів використовують в сигналізації, наприклад, розпізнавальні вогні на аеродромах, найбільш відповідальне світло світлофору — червоне.

Подальші спостереження показали, що наявність маленьких частинок в атмосфері не є єдиною причиною блакитного кольору неба і поляризації розсіяного світла. В гірських обсерваторіях, де повітря досить чисте і в ньому немає маленьких завислих частинок, на яких розсіюється світло, небо ще більше голубе. Цей факт послужив основою для створення теорії розсіяння світла на молекулярних структурах в однорідному середовищі, наприклад, в чистих газах чи рідинах. Воно називається *молекулярним розсіянням* і зумовлене, як вперше припустив М.Смолуховський, флуктуаціями густини, що виникають в процесі хаотичного теплового руху молекул середовища. Додатковими причинами виникнення оптичних неоднорідностей в чистих середовищах є флуктуації орієнтації молекул, так звані флуктуації анізотропії. А. Ейнштейн, взявши за основу ідею Смолуховського, створив теорію молекулярного розсіювання світла. Як показують розрахунки, розміри ділянок середовища, що відповідають значним флуктуаціям, при звичайних умовах,

значно менше довжини хвиль видимого світла. Тому теорія Ейнштейна привела до таких же результатів, що і теорія Релея.

Найбільш значні флуктуації густини в газах виникають в критичному стані. При цьому спостерігаються найбільш інтенсивне розсіювання, яке називається *критичною опалесценцією*.

Розсіяння світла на флуктуаціях анізотропії значно слабкіше, ніж на флуктуаціях густини. Проте воно виявляє великий науковий інтерес, так як із аналізу спектрального складу і поляризації розсіяного світла можна отримати цінну інформацію відносно електричних властивостей і будови анізотропних молекул.

Розглянемо особливості розсіяння світла на частинках, розміри яких порівняні з довжиною хвилі або більші за неї. Це так зване розсіяння Мі. Частинки значних розмірів складаються з молекул, кожна з яких є елементарним диполем. Під впливом електромагнітної хвилі такі диполі здійснюють коливання і стають джерелами вторинних хвиль, що й спричиняють розсіяння світла. В цьому відношенні механізм розсіяння Мі такий самий, як і у Релея. Проте є дві суттєві відмінності.

1. При релеєвському розсіянні всі елементарні диполі знаходяться в полі однієї і тієї ж хвилі, а тому випромінюються когерентно. В умовах розсіяння Мі елементарні диполі в межах однієї частинки знаходяться не в однакових полях. Це пояснюється тим, що на певний елементарний диполь впливає поле первинної хвилі, а також поле вторинних хвиль, що випромінюються іншими диполями.

2. В релеєвському розсіянні хвилі, що випромінюються елементарними диполями однієї і тієї ж частинки, інтерферують між собою з однаковою різницею фаз незалежно від напрямку їх розповсюдження. В умовах розсіяння Мі необхідно врахувати різницю фаз випромінювання елементарних диполів та різницю фаз, що обумовлена кінцевими відстанями між елементарними диполями.

Останнє спричиняє відмінність індикатрис розсіяння Мі порівняно з індикатрисами релеєвського розсіювання. Так, при збільшенні відносних розмірів частинок $\frac{a}{\lambda}$, індикатриса

розсіяння перестає бути симетричною. Переважає розсіяння вперед. На рис. 70б і в зображенні індикатриси розсіяння M_i на частинках з лінійними розмірами $\frac{\lambda}{4}$ б) і λ в).

При розсіянні M_i , на відміну від релеевського розсіяння, світло, розсіяне під кутом $\frac{\pi}{2}$, буде поляризоване лише частково, якщо первинне світло буде звичайним. Якщо ж світло, що падає, є поляризованим, то поляризація розсіяного світла залежить від поляризації первинного. Характер поляризації залежить також від оптичних властивостей частинок і напрямку, в якому спостерігається розсіяне світло.

Важливою особливістю розсіяння M_i є те, що інтенсивність розсіяного світла буде обернено пропорційна лише квадрату довжини хвилі. Внаслідок цього спектральний склад розсіяного світла практично співпадає з спектральним складом падаючого світла. Розсіяне світло вже не буде таким голубим, воно стає білим. Так, запилене небо великих промислових міст буде білим, на відміну від темно-синього неба морських просторів. Хмари, в яких є крапельки води є білими. Наслідком сильного розсіяння M_i є низька, або повна непрозорість туману, диму.

З математичної точки зору теорія M_i зводиться до розв'язування рівнянь Максвелла з граничними умовами на поверхні сферичної частинки довільного радіусу, що характеризується діелектричною і магнітною проникливістю і електричною провідністю. Розв'язок отримують у вигляді рядів, які дають повну інформацію про розсіяння. Ця теорія досить громіздка і виходить за рамки цього курсу.

Напрямок розсіяного світла, ступінь його поляризації, спектральний склад і т. ін. дають цінну інформацію про параметри, що характеризують міжмолекулярну взаємодію, розміри макромолекул у розчинах, частинок в колоїдних розчинах, емульсіях, аерозолях. Методи вимірювання розсіяного світла з метою отримання такого роду відомостей називають *нефелометрією*, а відповідні прилади — *нефелометрами*.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Що таке дисперсія світла?
2. Поясніть модель осцилятора.
3. Запишіть і поясніть рівняння руху електрона в моделі осцилятора.
4. Проаналізуйте, який розв'язок має рівняння руху електрона в моделі осцилятора.
5. Чому світлові хвилі не збуджують коливання іонів?
6. Що являє собою випромінювання, яке виникає внаслідок взаємодії падаючої світлової хвилі з речовиною?
7. Чому при проходженні світла через призму утворюється спектр?
8. Які види дисперсії ви знаєте? Дайте їм визначення.
9. Виведіть формулу залежності показника заломлення від частоти падаючої хвилі.
10. Де спостерігаються нормальна і аномальна дисперсії?
11. Чому при проходженні світла через речовину його інтенсивність зменшується?
12. Від чого залежить відносний спад інтенсивності при проходженні світла через речовину?
13. Запишіть і поясніть закон Бугера.
14. Запишіть закон поглинання світла при проходженні його через розчини.
15. Що таке фотосинтез?
16. Поясніть механізм розсіювання світла.
17. Що таке мутне середовище? Наведіть приклади мутних середовищ.
18. Як і чому відбувається розсіювання світла на флуктуаціях концентрації частинок газу?
19. Запишіть і поясніть закон Релея для розсіювання світла.
20. Намалюйте і поясніть індикатрису розсіювання та вкажіть її особливості.
21. Вкажіть на особливості розсіяння Мі.

ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

6.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Випромінювання електромагнітних хвиль речовинами відбувається, як ми вже неодноразово відмічали, завдяки коливанням електричних зарядів, що входять в склад атомів і молекул речовини. Так, коливальний рух іонів (атомів, молекул) створює інфрачервоне випромінювання. Коливання електронів в атомі створює видиме та ультрафіолетове випромінювання. Гальмівний рух електронів створює рентгенівське випромінювання.

Самим розповсюдженим в природі видом електромагнітного випромінювання є *теплове випромінювання*. Воно відбувається за рахунок енергії теплового руху атомів і молекул речовини, тобто за рахунок внутрішньої енергії речовини. Як відомо (частина I), внутрішня енергія визначається температурою. Тому теплове випромінювання повинно призводити до охолодження тіла. Оскільки атоми, молекули (маємо на увазі іони) завжди знаходяться в рухомому стані, то вони завжди, при будь-якій температурі, крім нуля Кельвіна, повинні випромінювати теплові хвилі. Теплове випромінювання має суцільний спектр, проте розподіл енергії в ньому суттєво залежить від температури. При низьких температурах теплове випромінювання буде переважно інфрачервоним, при високій температурі — видимим і ультрафіолетовим.

Як було показано раніше, тіла можуть не лише випромінювати електромагнітні хвилі, а і поглинати їх. Зрозуміло, що процес поглинання буде призводити до нагрівання тіл.

Очевидно, що тіло, втрачаючи енергію шляхом випромінювання, в той же час може отримувати енергію шляхом

поглинання. Зрештою тіло повинно прийти в стан *теплової* або *променевої рівноваги*, при якій втрата енергії за рахунок випромінювання буде компенсуватись припливом енергії за рахунок поглинання. Температура, яка відповідає такому стану, називається *температурою теплової рівноваги*. Досліди показують, що єдиним видом випромінювання, яке може знаходитись в рівновазі з випромінюючим тілом, є теплове випромінювання. Здатність теплового випромінювання знаходитись в рівновазі з випромінюючим тілом зумовлена тим, що його інтенсивність зростає при збільшенні температури. Припустимо, що рівновага між тілом і випромінюванням порушена, і тіло випромінює більше енергії, ніж поглинає. Тоді внутрішня енергія тіла і, відповідно, температура будуть зменшуватись. Це, в свою чергу, приведе до зменшення кількості енергії, що випромінюється тілом. Температура буде зменшуватись до тих пір, поки кількість енергії, що випромінюється тілом, не буде дорівнювати кількості енергії, що поглинається тілом. Якщо рівновага порушиться в іншу сторону, тобто кількість випромінюваної енергії буде менше, ніж поглинаючої, то температура буде зростати до тих пір, поки не встановиться рівновага. Тобто порушення рівноваги в системі тіло — випромінювання спричиняє виникнення процесів, які відновлюють рівновагу.

Таким чином, із всіх видів випромінювання рівноважним може бути лише теплове випромінювання. До рівноважних станів і процесів можна застосувати закони термодинаміки, тому теплове випромінювання повинно підпорядковуватись деяким загальним закономірностям, що витікають із принципів термодинаміки.

Для кількісної характеристики процесів теплового випромінювання і поглинання розглянемо декілька характеристик.

Енергетичною світністю, або повною випромінювальною здатністю E тіла називають відношення енергії, яка випромінюється з поверхні тіла, до площі та часу випромінювання. Виражається

вона в $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$.

Повною поглинальною здатністю A тіла називають відношення променевої енергії, що поглинається тілом, до всієї падаючої на тіло променевої енергії. Очевидно, що A — безрозмірна величина.

Значення E і A залежать від природи тіла і від температури.

Досліди показують, що енергія, яка випромінюється і яка поглинається тілом, різна для різних довжин хвиль. У зв'язку з цим вводиться поняття — спектральна випромінювальна (поглинальна) здатність.

Спектральною випромінювальною здатністю E_λ тіла називається енергетична світність в дуже вузькому інтервалі довжин хвиль $\Delta\lambda$ (від $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ до $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$).

Аналогічно вводиться поняття спектральна поглинальна здатність тіла A_λ . Поглинальна здатність всіх реальних тіл завжди менше одиниці.

Уявне тіло, яке поглинає всю падаючу на нього променеву енергію при будь-якій температурі, називається абсолютно чорним тілом (а. ч. т.).

Поглинальна здатність такого тіла для всіх довжин хвиль однакова і дорівнює одиниці $A_\lambda = A = 1$. Для видимої частини спектра тілом, близьким за своїми властивостями до а. ч. т., є сажа, $A = 0,95$. Зразком а. ч. т. може бути замкнута порожнина, внутрішня поверхня стінок якої покрита сажею (рис. 71).

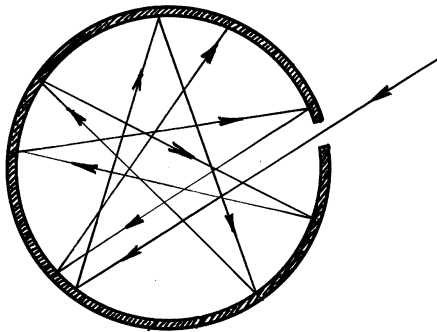


Рис. 71

Промінь, що потрапляє всередину порожнини, багаторазово відбивається стінками, при цьому кожен раз 95 % енергії поглинається, і тому він практично не виходить із порожнини.

Абсолютно чорне тіло, поглинаючи всю променеву енергію, разом з тим саме і випромінює. Тому при низьких температурах отвір буде сприйматись чорним, а при високих — ярко освітленим. Прикладами а. ч. т. можуть бути зіниця ока людини, оглядовий отвір мартенівської печі.

6.2. ЗАКОН КІРХГОФА

Знайдемо зв'язок між випромінювальною і поглинальною здатністю тіла. Уявімо собі ізольовану систему із двох тіл, які мають різні температури і обмінюються енергією лише шляхом випромінювання і поглинання. Через деякий час в такій системі наступить теплова рівновага. Нехай перше тіло випромінює з 1 м^2 за 1 сек. в n разів більше енергії, ніж друге, тобто $E_1 = nE_2$. Тоді воно повинно і поглинати в n разів більше енергії, ніж друге $A_1 = nA_2$. Інакше, перше тіло буде нагріватись або охолоджуватись за рахунок другого тіла, і його температура буде змінюватись, що суперечить умові теплової рівноваги. Із двох

останніх рівностей знаходимо $\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2}$.

Якщо ізольовану систему будуть складати n тіл, і серед них буде а. ч. т., то таку саму рівність можна записати і для такої системи

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \varepsilon, \quad (6.1)$$

де ε — випромінювальна здатність а. ч. т. (його поглинальна здатність дорівнює одиниці, і тому вона в знаменнику не написана).

Таким чином, для всіх тіл при даній температурі відношення випромінювальної здатності до поглинальної здатності є сталою величиною, яка дорівнює випромінювальній здатності абсолютно

чорного тіла при тій самій температурі. Це є закон Кірхгофа для теплового випромінювання.

Цей закон залишається справедливим і для спектральних характеристик

$$\frac{E_{\lambda 1}}{A_{\lambda 1}} = \frac{E_{\lambda 2}}{A_{\lambda 2}} = \frac{E_{\lambda 3}}{A_{\lambda 3}} = \dots = \varepsilon_{\lambda}. \quad (6.2)$$

Із закону Кірхгофа маємо два важливих наслідки.

1. Випромінювальна здатність будь-якого тіла при даній температурі дорівнює добутку його поглинальної здатності на випромінювальну здатність а. ч. т. при тій самій температурі

$$E = A\varepsilon, \quad E_{\lambda} = A_{\lambda}\varepsilon_{\lambda}. \quad (6.3)$$

Оскільки A для будь-якого реального тіла менше одиниці, то і $E < \varepsilon$. Тобто випромінювальна здатність будь-якого тіла менше випромінювальної здатності а. ч. т. при тій самій температурі.

2. Якщо тіло не поглинає які-небудь хвилі, то воно їх і не випромінює. Тобто, якщо $A_{\lambda} = 0$, то і $E_{\lambda} = 0$.

За допомогою співвідношення (6.3) визначають випромінювальну здатність будь-якого тіла. Для цього потрібно знати його поглинальну здатність A і випромінювальну здатність ε абсолютно чорного тіла.

Поряд із поняттям абсолютно чорного тіла в теорії теплового випромінювання часто користуються іншою ідеалізованою моделлю реальних тіл — *сірим тілом*. Тіло називається сірим, якщо його поглинальна здатність менша одиниці, однакова для всіх частот і залежить лише від температури, матеріалу і стану поверхні. Сірих тіл в природі немає, але деякі тіла у визначеному інтервалі довжин хвиль випромінюють і поглинають як сірі. Так, наприклад, тіло людини інколи вважають сірим, поглинальна здатність якого дорівнює 0,9 для інфрачервоної області спектра.

6.3. ЗАКОНИ ВИПРОМІНЮВАННЯ АБСОЛЮТНО ЧОРНОГО ТІЛА

Випромінююча здатність абсолютно чорного тіла відіграє дуже важливу роль при вивченні закономірностей теплового випромінювання. Якщо буде відома випромінювальна здатність а. ч. т. і поглинальна здатність тіла, яке нас цікавить, можна за формулою (6.3) розрахувати випромінювальну здатність цього тіла. Це суттєво, оскільки поглинальну здатність тіла можна знайти дослідним шляхом, а випромінювальну здатність а. ч. т., яка не залежить від особливостей а. ч. т., крім здатності повністю поглинати падаюче на нього випромінювання, можна розрахувати, виходячи із досить простої моделі, а потім порівняти результати розрахунку з експериментом. Експериментальні дослідження випромінювальної здатності а. ч. т. $\varepsilon_{\lambda, T}$ проводять таким чином: перед отвором порожнини а. ч. т. (рис. 71) розміщують спектральну установку, яка розкладає випромінювання в спектр. Приймач (термоелемент) поглинає спектральне випромінювання, перетворюючи його в електричний сигнал, який після градування дає спектральну випромінювальну здатність. Переміщуючи приймач вздовж спектра, можна таким чином отримати дослідну залежність спектральної випромінювальної здатності а. ч. т. від довжини хвилі при даній температурі. Оскільки стінки порожнини а. ч. т. знаходяться при певній температурі, то в ній встановлюється рівноважне випромінювання, невелика частина якого виходить через отвір і являє собою випромінювання а. ч. т., яке ми і досліджуємо. Змінюючи температуру а. ч. т., можна отримати вказану залежність $\varepsilon_{\lambda, T}$ при різних температурах.

Графік знайденого на дослідах розподілу енергії в спектрі випромінювання а. ч. т. при температурі $T = 1259$ К представлений на рис. 72. По осі абсцис відкладені довжини хвиль λ , а по осі ординат — відношення спектральної випромінювальної здатності ε_{λ} до інтервалу довжин хвиль $\Delta\lambda$, де вона спостерігається. Знайти аналітичний вираз для цього розподілу досить важко. Але якщо він відомий, то можна визначити повну, або

інтегральну випромінювальну здатність а. ч. т. Щоб її обчислити, скористаємось співвідношенням

$$\varepsilon = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} d\lambda. \quad (6.4)$$

На графіку (рис. 72) повна випромінювальна здатність а. ч. т. при даній температурі являє собою площу, обмежену кривою розподілу і віссю абсцис.

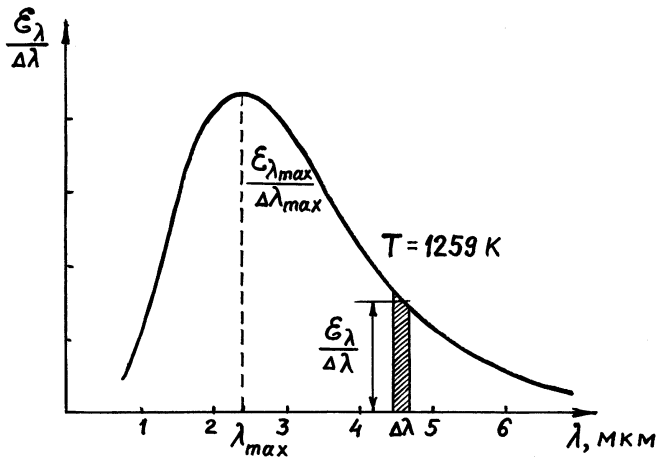


Рис. 72

Для повної випромінювальної здатності а. ч. т. австрійські фізики Й. Стефан (експериментально) і Л. Больцман (теоретично) встановили вираз, який називається *законом Стефана — Больцмана*:

$$\varepsilon = \sigma T^4, \quad (6.5)$$

де T — абсолютна температура, σ — стала Стефана — Больцмана.

Випромінювальна здатність а. ч. т. пропорційна четвертому ступеню його абсолютної температури. На основі численних дослідів була знайдена константа Стефана — Больцмана, вона дорівнює $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Із графіка видно, що при даній температурі максимум випромінювання а. ч. т. припадає на довжину хвилі $\lambda_{\max} \approx 2,4$ мкм. Це є інфрачервоне випромінювання.

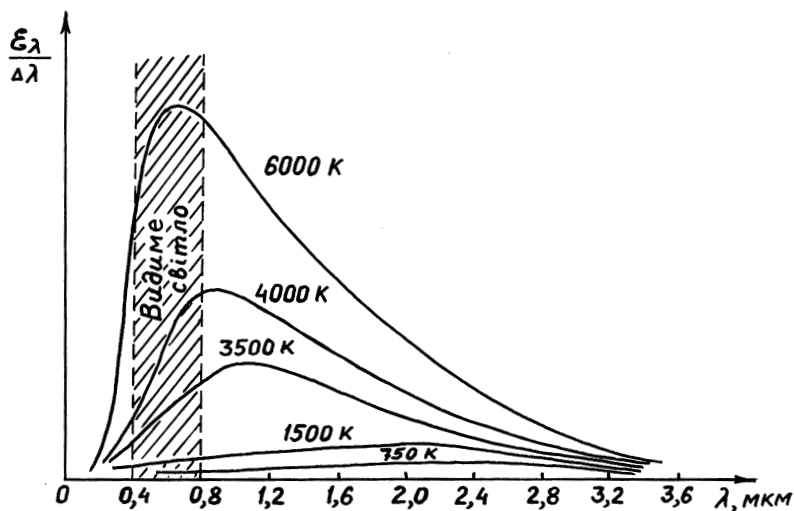


Рис. 73

На рис. 73 представлені графіки розподілу енергії в спектрі випромінювання вугілля при різних температурах (спектр випромінювання вугілля близький до спектру випромінювання а. ч. т.). Із графіків видно, по-перше, що із збільшенням температури повна випромінювальна здатність зростає, а саме — площа, що знаходиться між кривими і віссю абсцис, збільшується, а по-друге, довжина хвилі, що відповідає максимуму кривої розподілу, зміщується вліво. По-перше — відповідає закону Стефана — Больцмана, а по-друге: залежність довжини хвилі λ_{\max} від температури виражається *законом Віна*. Німецький фізик В. Він встановив закон, що визначає положення максимуму випромінювання в спектрі а. ч. т. в залежності від температури. Цей закон має вигляд:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (6.6)$$

де λ_{\max} — довжина хвилі, яка відповідає максимуму випромінювальної здатності а. ч. т., T — його абсолютна температура, b — стала Віна, яка дорівнює $2,898 \cdot 10^{-3}$ м·К.

Отже, за законом зміщення Віна, довжина хвилі, яка відповідає максимуму випромінювальної здатності а. ч. т., обернено пропорційна абсолютній температурі.

Наочним прикладом закону Віна є зміна кольору світіння металу, що нагрівається. Спочатку метал залишається темним (λ_{\max} лежить в інфрачервоній області), потім із збільшенням температури з'являється червоне світіння металу, потім помаранчеве, жовте і, нарешті, голубувато-біле. Слід мати на увазі, що метал не є а. ч. т. Але, як це видно із закону Кірхгофа, характер розподілу енергії в спектрі випромінювання а. ч. т. зберігається в загальних рисах і для нечорних тіл. Користуючись законом Віна, визначають температури розжарених тіл за спектром їх випромінювання.

Треба зазначити, що спектральну випромінювальну здатність а. ч. т. $\varepsilon_{\lambda,T}$ можна представити у вигляді залежності $\varepsilon_{\nu,T}$, тобто від частоти і від температури. Очевидно, що $\varepsilon_{\lambda,T}d\lambda$ і $\varepsilon_{\nu,T}d\nu$ є світловий потік, що приходить на інтервал довжин хвиль $d\lambda$ і, відповідно, частот $d\nu$. Так як $\varepsilon_{\lambda,T}d\lambda = \varepsilon_{\nu,T}d\nu$, то звідси отримаємо $\varepsilon_{\lambda,T} = \varepsilon_{\nu,T} \frac{d\nu}{d\lambda}$. Так як $\nu = \frac{c}{\lambda}$, а $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2}d\lambda$, то $\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$. Не звертаючи уваги на знак мінус, який вказує на зменшення частоти при збільшенні довжини хвилі, зв'язок між спектральними випромінювальними здатностями буде мати вигляд

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} \varepsilon_{\nu,T}. \quad (6.7)$$

В експериментах зазвичай користуються функцією $\varepsilon_{\lambda,T}$, в теоретичних розрахунках функцією $\varepsilon_{\nu,T}$. І останнього виразу видно, що при переході від кривої $\varepsilon_{\lambda,T}$ до кривої $\varepsilon_{\nu,T}$ вид кривої трансформується.

6.4. УЛЬТРАФІОЛЕТОВА КАТАСТРОФА. ФОРМУЛА ПЛАНКА

В кінці XIX сторіччя були зроблені спроби теоретично обґрунтувати і знайти закон розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Тобто отримати формулу для випромінювальної здатності а. ч. т. як функцію довжини хвилі, або те ж саме від частоти і термодинамічної температури. Наближений характер таких експериментальних залежностей зображено на рис. 73.

Розрахунки для випромінювальної здатності а. ч. т. провів Дж. Релей, а потім Д. Джинс. Вони виходили із загальних класичних уявлень про рівномірний розподіл енергії по ступеням вільності, і в результаті отримали таку формулу:

$$\varepsilon_{\nu,T} = (2\pi\nu^2/c^2)kT \quad \text{або} \quad \varepsilon_{\lambda,T} = 2\pi ckT\lambda^{-4}, \quad (6.8)$$

Тут k — стала Больцмана. Формула (6.8) записана як в частотному представленні, так і через довжину хвиль, і носить назву *формули Релея — Джинса*.

Формула Релея — Джинса добре узгоджується з експериментальними даними в області великих довжин хвиль. Проте для малих довжин хвиль вона різко розходила з експериментальними кривими. На рис. 74 суцільною лінією позначена експериментальна крива, а пунктирною — теоретична залежність (6.8) Релея — Джинса.

Крім того, при малих довжинах хвиль вона не лише розходиться з експериментальною кривою, вона взагалі суперечить законам Стефана — Больцмана і Віна. Дійсно, повна випромінювальна здатність а. ч. т., згідно з формулою Релея — Джинса при будь-якій температурі дорівнює нескінченності:

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} 2\pi ckT\lambda^{-4} d\lambda = \infty. \quad (6.9)$$

В той час як, згідно з законом Стефана — Больцмана, вона пропорційна четвертому ступеню температури і має скінченне значення.

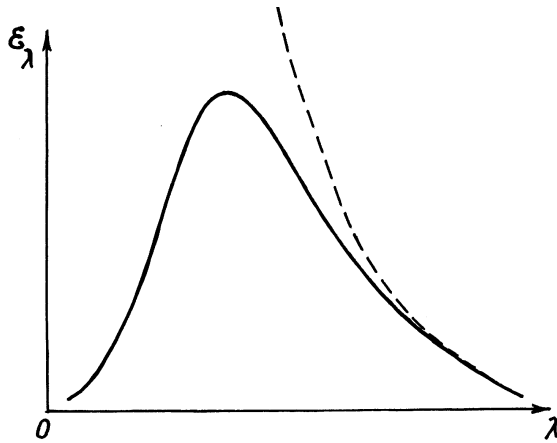


Рис. 74

Роботи Релея і Джинса показали, що застосування класичної фізики для дослідження спектрального складу випромінювання а. ч. т. дає невірні результати, особливо в області високих (ультрафіолетових) частот. Ця проблема отримала образну назву «ультрафіолетова катастрофа». Усі спроби вивести правильну формулу для розподілу енергії в спектрі випромінювання а. ч. т., виходячи з уявлень про атоми як класичні осцилятори, виявилися марними.

Першим відмовився від класичних уявлень при вирішенні проблеми випромінювання абсолютно чорного тіла в 1900 році німецький фізик М. Планк. Йому вдалося підібрати емпіричний вираз

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{a_1 \nu^3}{e^{\frac{a_2 \nu}{T}} - 1} \quad \text{або} \quad \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{a_1 c^4}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{a_2 c}{\lambda T}} - 1}, \quad (6.10)$$

який чудово узгоджувався з експериментальними даними при будь-яких довжинах хвиль і температурах. У формулі (6.10) a_1 і a_2 стали величини. Для теоретичної обґрунтованості формули (6.10) Планк запропонував принципово нову, дуже сміливу гіпотезу, яка знаходилася в протиріччі з уявленнями класичної фізики. Не вдаючись у подробиці виводу, представимо зна-

мениту формулу Планка для спектральної випромінювальної здатності а. ч. т. у вигляді:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad \text{або} \quad \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}, \quad (6.11)$$

де h — стала Планка, вона дорівнює $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Ця формула добре описує суцільну експериментальну криву на рис. 74.

Можна показати, що при великих довжинах хвиль $\lambda \rightarrow \infty$ величина $\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}$, яка має розмірність енергії, є малою порівняно з енергією теплового руху kT . В цьому випадку $\frac{hc}{k\lambda T} \rightarrow 0$, і вираз $e^{\frac{hc}{k\lambda T}}$ можна розкласти в ряд $e^{\frac{hc}{k\lambda T}} = 1 + \frac{hc}{k\lambda T} + \dots$. Якщо обмежитись першими двома членами розкладу, то із формули Планка (6.11) легко отримати формулу Релея — Джинса (6.8). Тобто в області великих довжин хвиль, випромінювання а. ч. т. можна описати за допомогою класичних уявлень. В області малих довжин хвиль потрібно користуватися іншими уявленнями, а саме — квантовими. Про це мова буде йти в наступному розділі

Із формули Планка, як наслідок, можна отримати закони Стефана — Больцмана (6.5) і Віна (6.6). Виведемо, наприклад, закон Стефана — Больцмана. Для цього зінтегруємо вираз (6.10) за всіма довжинами хвиль від ∞ до 0. Позначимо $2\pi hc^2 = A$, $\frac{hc}{k} = B$ і введемо допоміжну змінну $x = \frac{hc}{k\lambda T} = \frac{B}{\lambda T}$. Тоді $\lambda = \frac{B}{xT}$; $d\lambda = -\frac{B}{x^2 T} dx$. При цих позначеннях повна випромінювальна здатність $\varepsilon = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda d\lambda = \frac{AT^4}{B^4} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx$. Визначений інтеграл $\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}$, тому $\varepsilon = \frac{A\pi^4}{15B^4} \cdot T^4 = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4$. Множник при T^4 співпадає за числовим значенням і розмірністю із сталою Стефана — Больцмана σ . Таким чином $\varepsilon = \sigma T^4$. Це є закон Стефана — Больцмана.

Закон Віна також можна отримати із формули Планка, якщо досліджувати її на екстремум, тобто взяти від (6.11) похідну по λ і прирівняти її до нуля.

Таким чином, формула Планка дає можливість повного описання рівноважного теплового випромінювання.

6.5. ТЕПЛООБМІН ОРГАНІЗМУ

Тіло людини має певну температуру завдяки терморегуляції, суттєвою частиною якої є теплообмін організму з навколишнім середовищем. Теплообмін відбувається за допомогою теплопровідності, конвекції, випаровування і випромінювання (поглинання). Розподіл тепла, що віддає людина, серед перелічених процесів залежить від різних факторів: стану організму (температура, рухливість, емоційний стан), стану навколишнього середовища (температура, вологість, рух повітря), одягу (матеріал, товщина). Теплопровідність повітря невелика, тому цей вид тепловіддачі незначний. Більша віддача тепла відбувається завдяки конвекції. Вона може бути як звичайна, так і вимушена, при якій повітря обдуває нагріте тіло. Велику роль при цьому відіграє одяг. В умовах помірного клімату 15–20 % тепловіддачі людини відбувається завдяки конвекції. Біля 30 % тепловтрат відбувається завдяки випаровуванню з поверхні шкіри і легень.

Найбільша частина тепловтрат (біля 50 %) відбувається завдяки тепловому випромінюванню в навколишнє середовище від відкритих частин тіла і одягу. Основна частина цього випромінювання приходить на інфрачервоний діапазон з довжиною хвилі від 4 до 50 мкм. Для розрахунку цих втрат зробимо два припущення:

1. Тіло, що випромінює (шкіра, тканина одягу) будемо вважати сірим тілом, тоді із (6.3) і (6.5) знайдемо випромінювальну здатність тіла як

$$E = A\sigma T^4. \quad (6.12)$$

Поглиналина здатність A шкіри людини дорівнює 0,9, шерсті та шовку — 0,76, бавовняної тканини — 0,73.

2. Скористаємося законом Стефана — Больцмана для нерівноваженого випромінювання, яким є випромінювання тіла людини.

Якщо людина має температуру T_1 і знаходиться в кімнаті з температурою T_0 , то втрати на випромінювання можна підрахувати таким чином: людина випромінює із всієї поверхні площі S за одиницю часу енергію $N_1 = SE_1 = SA_1\sigma T_1^4$. Одночасно людина поглинає частину випромінювальної енергії від предметів кімнати, стін, стелі, підлоги та іншого. Якби поверхня тіла людини мала температуру T_0 , то випромінювальна і поглинальна енергії були б однакові і дорівнювали б $N_0 = SE_0 = SA\sigma T_0^4$. Така ж сама енергія буде поглинатися тілом людини і при інших температурах тіла. Втрату енергії при взаємодії людини з навколишнім середовищем за допомогою випромінювання розрахуємо таким чином:

$$N = N_1 - N_0 = SA\sigma(T_1^4 - T_0^4). \quad (6.13)$$

Оцінимо втрату енергії роздітої людини за допомогою випромінювання при температурі навколишнього середовища 18°C , температури шкіри 33°C , з площі $1,5\text{ м}^2$:

$$N = 1,5 \cdot 5,1 \cdot 10^{-8} (306^4 - 291^4) \approx 122 \text{ Дж/с}.$$

При тій же температурі навколишнього середовища людина, одягнута у бавовняний одяг, температура поверхні якого становить 24°C , втрачає

$$N = 1,5 \cdot 4,2 \cdot 10^{-8} (297^4 - 291^4) \approx 37 \text{ Дж/с}.$$

Максимум спектральної випромінювальної здатності тіла людини у відповідності з законом Віна приходить на довжину хвилі приблизно $\lambda_{\text{max}} \approx 9,5\text{ мкм}$ при температурі поверхні 32°C .

У здорових людей розподіл температури по різних точках поверхні тіла досить характерний. Проте запальні процеси можуть змінити місцеву температуру. Реєстрація випромінювання різних ділянок поверхні тіла є діагностичним методом. Цей метод називається *термографією*. Він знаходить досить широке застосування в клінічній практиці.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Як виникає теплове випромінювання, та що його створює?
2. Що таке теплова рівновага?
3. Що таке повна випромінювальна здатність тіла? В яких одиницях вона вимірюється?
4. Що таке повна поглинальна здатність тіла? В яких одиницях вона виражається?
5. Що таке спектральні випромінювальні та поглинальні характеристики тіла?
6. Яке тіло називається абсолютно чорним?
7. Який зв'язок існує між випромінювальною і поглинальною здатністю тіла?
8. Сформулюйте і запишіть закон Кірхгофа для теплового випромінювання.
9. Поясніть наслідки закону Кірхгофа для теплового випромінювання.
10. Яке тіло називають сірим?
11. Намалюйте і поясніть графіки розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла при різних температурах.
12. Сформулюйте і запишіть закон Стефана — Больцмана.
13. Як і в скільки разів зміниться випромінювальна здатність а. ч. т., якщо його температуру збільшити в 2 рази?
14. Поясніть і запишіть закон Віна для теплового випромінювання.
15. Визначте за допомогою закону Віна температуру Сонця, якщо максимум енергії сонячного випромінювання припадає на довжину хвилі $\lambda_{\max} \approx 0,48 \text{ мкм}$.
16. Що таке «ультрафіолетова катастрофа»?
17. Сформулюйте гіпотезу Планка.
18. Виходячи з гіпотези Планка, поясніть «ультрафіолетову катастрофу».
19. Отримайте з формули Планка закон Стефана — Больцмана.

Розділ 7

КВАНТОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

7.1. ГІПОТЕЗА ПЛАНКА. ПОНЯТТЯ ПРО СВІТЛОВИЙ КВАНТ

В класичній фізиці енергія будь-якої системи, в тому числі і гармонічного осцилятора може змінюватися безперервно. Першим, хто відмовився від класичних уявлень при вирішенні проблеми випромінювання абсолютно чорного тіла, був М. Планк. У 1900 р. він запропонував принципово новий метод розрахунку випромінювальної здатності а. ч. т., який ґрунтується на квантових уявленнях. Згідно з його гіпотезою енергія осцилятора може приймати лише дискретні значення, рівні цілому числу найменшої порції енергії квантів — E_0 .

$$E_n = nE_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7.1)$$

Випромінювання і поглинання відбувається при переході осцилятора із одного дискретного стану в інший.

Виходячи із розподілу Больцмана (частина I), легко довести, що при дискретному розташуванні енергетичних рівнів, середня енергія осцилятора дорівнює:

$$\bar{E} = \frac{E_0}{e^{\frac{E_0}{kT}} - 1}. \quad (7.2)$$

Тоді для випромінювальної здатності а. ч. т. із формули (6.8) отримуємо:

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \bar{E} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{E_0}{e^{\frac{E_0}{kT}} - 1}. \quad (7.3)$$

Якщо прийняти, що енергія кванта E_0 пропорційна частоті випромінювання

$$E_0 = h\nu, \quad (7.4)$$

де h — відома вже нам універсальна стала, що носить назву стала Планка, то, підставляючи (7.4) в (7.3) для випромінювальної здатності а. ч. т., маємо:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}. \quad (7.5)$$

Вираз (7.5.) носить назву *формула Планка*. Він чудово описує експериментальні залежності розподілу енергії випромінювання а. ч. т. по довжинам хвиль (або по частотам) рис. 73.

Таким чином, виходячи з формул (7.4) і (7.5), можна зробити такі висновки:

1. Елементарна порція енергії гармонічного осцилятора прямо пропорційна частоті коливань.
2. Мінімальна енергія світлового кванта, поглиненого чи випроміненого при переході осцилятора із одного стану в другий, прямо пропорційна частоті випроміненого (поглинутого) світла.

Гіпотеза Планка щодо дискретності енергетичних станів осцилятора стала основою сучасної квантової фізики. Проте властивість дискретності Планк встановив лише для нагрітих тіл, що випромінюють, чи поглинають світло, а не для електромагнітного випромінювання. В 1905 р., розвиваючи ідею Планка, А. Ейнштейн висунув нову гіпотезу, згідно з якою саме електромагнітне випромінювання складається з окремих «корпускул» (квантів) — фотонів з енергією

$$E_0 = h\nu = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}, \quad (7.6)$$

де ω — циклічна частота, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, c — швидкість світла.

Крім енергії, фотони мають також масу і імпульс. До них можна застосувати закони збереження енергії, імпульсу. Формула для визначення маси фотону може бути виведена із формули взаємозв'язку маси і енергії в теорії відносності:

$$E = mc^2 \quad \text{і} \quad E = h\nu, \quad \text{звідси} \quad m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (7.7)$$

Маса фотона суттєво відрізняється від маси макроскопічних тіл і елементарних частинок. Ця відмінність полягає в тому, що фотон не має маси спокою $m_0 = 0$. Тобто фотона, який знаходиться в стані спокою, не існує. Крім маси, фотон, як рухлива корпускула, має імпульс, який визначають наступним чином:

$p = mv$, але $v = c$, тоді $p = mc$. А так як $m = \frac{h\nu}{c^2}$, то імпульс дорівнює:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k = \hbar k, \quad (7.8)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число, а $\frac{h}{2\pi} = \hbar$.

Напрямок імпульсу співпадає з напрямком розповсюдження світла, що характеризується хвильовим вектором \vec{k} , який чисельно дорівнює хвильовому числу. Отже

$$\vec{p} = \vec{k}\hbar. \quad (7.9)$$

Таким чином, фотон, як і будь-яка частинка, що рухається, має енергію, масу, імпульс. Всі три корпускулярні характеристики фотона пов'язані з хвильовою характеристикою світла — його частотою ν .

Гіпотеза Ейнштейна в подальшому була підтверджена чисельними, експериментально встановленими фактами і лягла в основу для пояснення цілого ряду таких оптичних явищ, як фотоефект, ефект Комптона, досліди Вавілова та інші, які не могла пояснити хвильова природа світла. Розглянемо нижче деякі з них.

7.2. ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ

Явище фотоелектричного ефекту було відкрито в 1887 році Г. Герцем і досліджено російським фізиком О. Г. Столетовим.

Фотоефектом називається звільнення електронів від їх зв'язків з атомами і молекулами речовини під дією світла (видимого, інфрачервоного, ультрафіолетового). Якщо електрони виходять за

межі речовини, що освітлюється, фотоэффект називається *зовнішнім*. Якщо ж електрони розривають зв'язки лише із своїми атомами чи молекулами, але залишаються всередині речовини, що освітлюється, в якості вільних електронів, збільшуючи тим самим електропровідність речовини, то фотоэффект називається *внутрішнім*.

Розглянемо спочатку зовнішній фотоэффект. Він спостерігається у металах. Принципова схема, за допомогою якої вивчався російським фізиком О. Г. Столетовим фотоэффект, зображена на рис. 75.

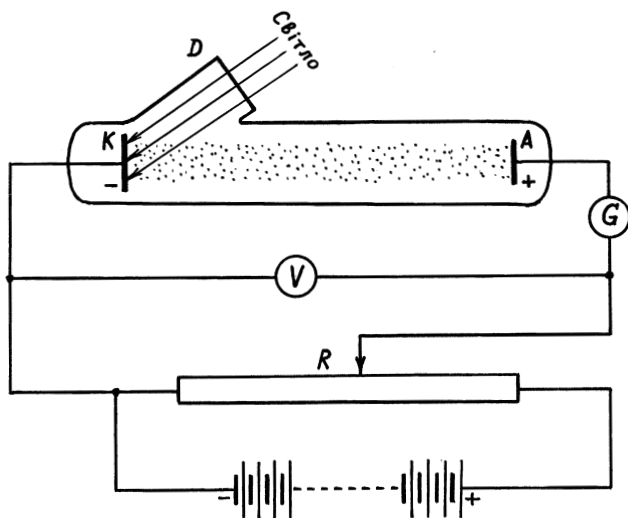


Рис. 75

Світло через кварцеве віконце падало на катод, покритий досліджуваним металом. Між катодом і анодом у вакуумній трубці встановлювалась певна напруга, яку можна було регулювати за допомогою потенціометра. Оскільки всередині трубки електричне коло розімкнуте, то струм у ньому відсутній. При освітленні катода світло вириває з нього електрони, їх називають *фотоелектронами*, які прямують до анода, і в колі з'являється струм (фотострум). Схема дає можливість виміряти

гальванометром силу фотоструму і швидкість фотоелектронів для різних значень напруги між катодом і анодом і при різних умовах освітленості катода.

На рис. 76 зображені криві залежності сили фотоструму I від напруги U , що відповідають двом різним енергетичним освітленням катода $E_2 > E_1$. Частота світла в обох випадках однакова. Існування фотоструму в області від'ємної напруги пояснюється тим, що фотоелектрони, вибиті світлом із катода, мають відмінну від нуля кінетичну енергію. За рахунок зменшення цієї енергії електрони можуть виконати роботу проти сил електричного поля в трубці і досягти анода. Очевидно, що максимальна початкова швидкість v_{\max} фотоелектронів зв'язана з U_0 співвідношенням:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_0, \quad (7.10)$$

де e — заряд електрона, m — його маса, U_0 — затримуюча напруга. При $U \leq -U_0$ фотострум $I = 0$.

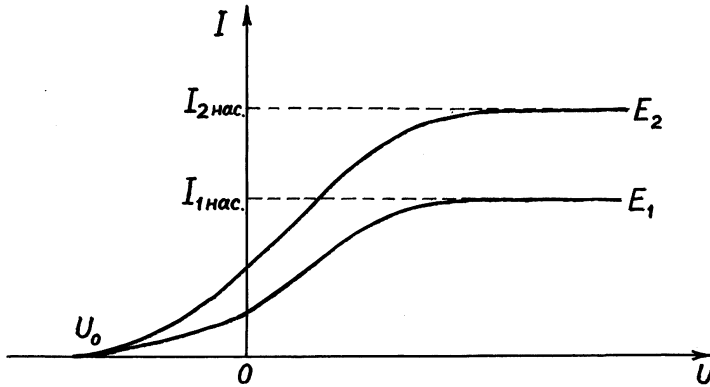


Рис. 76

Із збільшенням U фотострум зростає, оскільки все більша кількість електронів здатна досягнути анода. Максимальне значення $I_{\text{нас}}$ називають *фотострумом насичення*, воно відповідає таким значенням U , при яких всі електрони, вибиті із катода, досягають анода.

В результаті експериментальних досліджень були встановлені наступні три основних закони зовнішнього фотоефекту, вони отримали назву *закони Столетова для фотоефекту*.

1. Фотострум насичення (тобто максимальне число електронів, що звільняються за допомогою світла в 1 секунду) прямо пропорційний світловому потоку:

$$I_{\text{нас.}} = k\Phi, \quad (7.11)$$

де k — коефіцієнт пропорційності, його називають *фоточутливістю* освітленої поверхні.

2. Швидкість фотоелектронів зростає із збільшенням частоти падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.

3. Незалежно від інтенсивності світла фотоефект починається лише при певній для даного металу мінімальній частоті світла, яка називається *червоною межею фотоефекту*.

Другий і третій закони фотоефекту неможливо пояснити, виходячи із хвильової теорії світла. Дійсно, за цією теорією, інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди електромагнітної хвилі. Тому світло будь-якої частоти, але великої інтенсивності повинно виривати електрони із металу, тобто не повинна існувати червона межа. Цей висновок суперечить третьому закону фотоефекту. Крім того, чим більша інтенсивність світла, тим більшу кінетичну енергію повинен отримати електрон. Тому швидкість фотоелектрона повинна зростати із збільшенням інтенсивності світла. Це суперечить другому закону фотоефекта.

Закони зовнішнього фотоефекту можна пояснити на основі квантової теорії світла. Згідно з цією теорією, світловий потік визначається числом світлових квантів (*фотонів*), що падають за одну секунду на поверхню металу. Кожен фотон може взаємодіяти лише з одним електроном. Тому максимальне число фотоелектронів повинно бути пропорційно світловому потоку (перший закон фотоефекту).

Енергія фотона $h\nu$, поглинена електроном, витрачається на *роботу виходу* A електрона із металу, а частина енергії, що залишається, являє собою кінетичну енергію фотоелектро-

на $\frac{mv^2}{2}$. Тоді, згідно з законом збереження енергії, можна записати:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}. \quad (7.12)$$

Цю формулу запропонував А. Ейнштейн, і вона отримала назву *формула Ейнштейна для фотоефекту*.

Із формули Ейнштейна видно, що швидкість фотоелектронів зростає із збільшенням частоти і не залежить від інтенсивності світла. Цей висновок відповідає другому закону фотоефекту.

Оскільки робота виходу A для даного металу є сталою величиною, то, як це видно з (7.12), із зменшенням частоти кінетична енергія буде зменшуватись. При певній частоті $\nu = \nu_0$ чи

довжині хвилі $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ кінетична енергія фотоелектрона буде

дорівнювати нулю, і фотоефект припиниться. Так пояснюється третій закон фотоефекту. Він має місце тоді, коли $h\nu_0 = A$, тобто енергії фотона вистачає лише на роботу виходу. Тоді

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \text{ або } \lambda_0 = \frac{hc}{A}. \quad (7.13)$$

Ці формули визначають червону межу фотоефекту. Зрозуміло, що вона залежить від роботи виходу електрона для даного металу. У різних металів робота виходу різна. В таблиці приведені значення роботи виходу і червоної межі фотоефекту для деяких металів.

Метал	λ_0 , мкм	A, eВ	Метал	λ_0 , мкм	A, eВ
Платина	0,235	5,29	Натрій	0,552	2,25
Вольфрам	0,276	4,50	Цезій	0,620	1,89
Цинк	0,290	4,19	Цезієва плівка на вольфрамі	0,913	1,36
Торій	0,364	3,41			

Видно, що в одних металів, наприклад, у цезієвої плівки, вона починається з інфрачервоного випромінювання і продовжується у видимій і ультрафіолетовій областях, в інших, на-

приклад, платина, вольфрам — з ультрафіолетового. А червоною межею вона називається тому, що настає вона із сторони червоного випромінювання.

Внутрішній фотоефект — це явище виникнення всередині напівпровідника надлишкових носіїв струму під дією світла. У власних напівпровідниках випромінювання збуджує валентні електрони в зоні провідності, де вони знаходяться у вільному стані і можуть приймати участь в процесі переносу заряду. Вклад у провідність дають також дірки, що виникають у валентній зоні. В домішкових напівпровідниках *n*-типу, крім власного фотоефекту, можливе також збудження електронів із зв'язаних станів на донорних центрах в зону провідності. Аналогічно для напівпровідників *p*-типу можливе збудження електронів із валентної зони на акцепторні рівні і появою тим самим рухомих дірок. Так само, як і зовнішній фотоефект, внутрішній проявляється в однорідному матеріалі в присутності зовнішнього електричного поля.

Зазначимо, що явище фотоефекту знайшло дуже широке застосування в найрізноманітніших областях науки і техніки, народного господарства.

7.3. ДОСЛІДИ ВАВІЛОВА

Виявленню квантових властивостей світла присвячений відомий дослід С. І. Вавілова. Вчений висловив ідею, про те, що світловий потік являє собою сукупність окремих фотонів, і згідно з законом статистичної фізики він повинен флуктувати, тобто кількість фотонів в одиниці об'єму весь час змінюється довільним чином. Ці флуктуації мають спостерігатися при будь-якому стані постійного джерела світла, якщо тільки потік буде досить розрідженим. Якщо інтенсивність світла велика, то його корпускулярна природа не буде проявлятися. Тут можна провести аналогію з кінетичною теорією газів. Якщо кількість молекул в газі велика, то їх властивості проявляють себе через середні величини (тиск, концентрація, т. ін.) і відхилення від

них не помітні. Якщо число молекул мале, то відхилення (які називаються флуктуаціями) від середніх становиться помітним. Так само ведуть себе і фотони. Якщо кількість фотонів в потоці мала, то флуктуації інтенсивності можуть стати помітними.

Самим чутливим інструментом, який може зафіксувати флуктуації фотонів в слабкому світловому потоці, є око людини. Вавілов встановив, що поріг зорового відчуття людини дуже низький. В області зеленого світла $\lambda=0,550$ мкм око людини, адаптоване до темряви, здатне реагувати на світловий потік, який відповідає всього 100 фотонам, що падають на сітчатку. Зменшення числа фотонів приблизно на 10, приводить до повного зникнення зорового відчуття. Неможливо спостерігати квантові флуктуації в неперервному світловому потоці, через скінчену тривалість зорового відчуття і усереднення внаслідок цього флуктуацій. Неможливе також спостереження флуктуації при великих кутових розмірах світної поверхні.

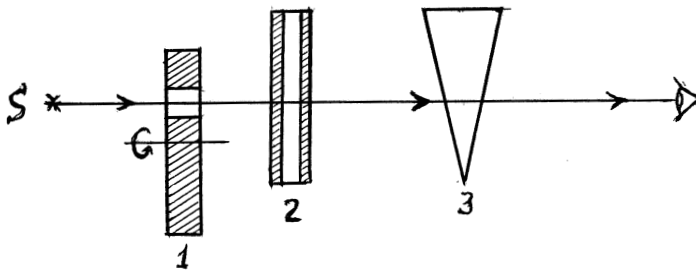


Рис. 77

Вавілов у своїх дослідях (рис. 77) спостерігав пучок світла від джерела S , який перекривався диском 1 з отвором, що обертався з частотою 1 оберт за 1 секунду, періодично пропускаючи світло протягом 0,1 сек і затримуючи його на 0,9 сек. Потім за допомогою фільтра 2 виділялась зелена складова світла, і після ослаблення інтенсивності в клині 3 світло потрапляло на сітківку ока. Якщо потік був не дуже слабким, спостерігач сприймав кожний спалах світла на протязі 0,1 сек. При достатньому ослабленні світлового потоку деякі спалахи око спостерігача уже не

сприймало. Чим більше був ослаблений потік, тим частішими були пропуски спалахів. Очевидно, що цим пропускам спалахів відповідали такі світлові потоки, в яких число фотонів, внаслідок флуктуацій, було менше порогу зорового відчуття. Таким чином, були безпосередньо виявлені флуктуації числа фотонів в світловому потоці, що підтверджує корпускулярну структуру світла.

7.4. ЕФЕКТ КОМПТОНА

Так само як і фотоефект, явище Комптона є переконливим доказом справедливості корпускулярної природи світла.

Комптон вивчав розсіяння рентгенівських променів речовиною. Він встановив, що розсіяне речовиною рентгенівське проміння, крім основної компоненти падаючого променя довжиною λ , містить хвилю з більшою довжиною $\lambda' > \lambda$. Тобто у розсіяному випромінюванні виникає компонента, зміщена у бік довгих хвиль. Величина цього зміщення $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не залежить від природи розсіювальної речовини, але залежить від кута розсіяння. Кутом розсіяння є кут між напрямком розсіяння і первинним пучком. Зміщення $\Delta\lambda$ тим більше, чим більший кут розсіяння.

$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (7.14)$$

де K — стала величина, яка описує величину зміни довжини хвилі при розсіянні під кутом 90° . Із збільшенням кута розсіяння збільшується інтенсивність зміщеної компоненти і зменшується інтенсивність основної. Якщо спостерігати розсіяння під одним кутом, а змінювати при цьому розсіювач, то можна встановити, що інтенсивність основної компоненти зростає із збільшенням атомного номеру розсіювальної речовини. Пояснити ці явища, виходячи із хвильової природи рентгенівського проміння, неможливо. Проте легко їх можна пояснити, виходячи з корпускулярної природи рентгенівського випромінювання.

Ефект Комптона спостерігається при зіткненні фотонів із слабо зв'язаними (практично вільними) електронами розсіювача. При взаємодії з електроном, фотон віддає не всю свою енергію, а лише частину. При цьому електрон відскакує в бік. Енергія фотона зменшується, що приводить до збільшення довжини хвилі рентгенівського випромінювання. Напрямок руху фотонів також змінюється, отже відбувається їх розсіяння.

Для кількісного пояснення ефекту Комптона будемо вважати, що зіткнення фотона з електроном відбувається по законам пружного зіткнення кульок. При цьому фотон налітає на нерухомий електрон. Тоді закон збереження енергії запишемо так:

$$mc^2 + hv = c\sqrt{p_e^2 + m^2c^2} + hv', \quad (7.15)$$

тут hv і hv' — відповідно, енергія падаючого і розсіяного фотонів, mc^2 і $c\sqrt{p_e^2 + m^2c^2}$ — повна енергія електрона, відповідно, до і після зіткнення, m — маса електрона, p_e — імпульс електрона.

Закон збереження імпульсу для системи фотон — електрон має вигляд:

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}_e + \vec{p}'_\phi, \quad (7.16)$$

де \vec{p}_ϕ — імпульс падаючого фотона, \vec{p}'_ϕ — імпульс розсіяного фотону. На рис. 78 зображені всі три вектори, які, згідно з законом збереження імпульсу, утворюють трикутник.

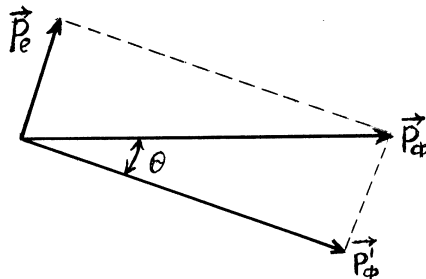


Рис. 78

Використовуючи теорему косинусів, маємо:

$$p_e^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h}{c}\right)^2 \nu\nu' \cos\theta, \quad (7.17)$$

тут $p_\phi = \frac{h\nu}{c}$, $p'_\phi = \frac{h\nu'}{c}$. Враховуючи, що $\lambda = \frac{c}{\nu}$ і $\lambda' = \frac{c}{\nu'}$, із співвідношень (7.15) і (7.17) знайдемо вираз для зміщення довжини хвилі розсіяного на електроні рентгенівського випромінювання:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (7.18)$$

Величину $\frac{h}{mc} = K = 2,426 \cdot 10^{-12}$ м називають *комptonівською*

довжиною хвилі. Формула (7.18) підтверджує експериментальний факт залежності зміщення від кута розсіяння.

Комптонівське зміщення проявляє себе для фотонів великих енергій, які відповідають рентгенівському випромінюванню. Для видимого світла воно майже не спостерігається. Ефект Комптона є переконливим доказом справедливості корпускулярної природи світла, а також законів збереження енергії і імпульсу.

7.5. ТИСК СВІТЛА

Розглянуті вище ефекти підтверджують корпускулярну природу світла. Проте світло — це електромагнітна хвиля. Наглядним прикладом взаємодії світла з речовиною, де поведінку світла можна пояснити як з точки зору хвильової, так і з точки зору корпускулярної природи, є досліди по визначенню тиску, що здійснює світло на предмети, які зустрічаються на шляху його розповсюдження.

З хвильової точки зору, як це теоретично показав Максвелл, електромагнітні хвилі повинні чинити тиск на тіла, що зустрічаються на їх шляху. Дійсно, якщо на плоску поверхню метала нормально падає плоскополяризована хвиля, то під дією елек-

тричного поля хвилі вільні електрони переміщуються в сторону, протилежну вектору \vec{E} (рис. 79) (значно масивніші іони практично не реагують на хвилі з великою частотою).

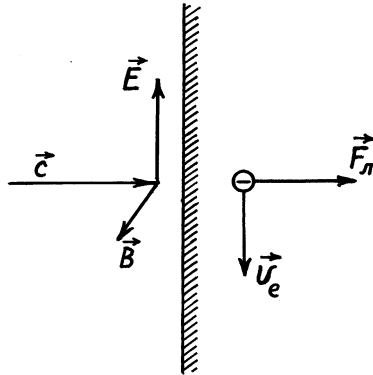


Рис. 79

Зі сторони магнітного поля на кожен рухомий, зі швидкістю v_e електрон, діє сила Лоренца $\vec{F}_L = -e[\vec{v}_e \times \vec{B}]$. Ці сили спрямовані всередину метала і перпендикулярно до поверхні. Вони і створюють тиск.

З квантової точки зору тиск світла на поверхню якого-небудь тіла зумовлений тим, що при ударі з цією поверхнею кожен фотон передає їй свій імпульс. Імпульс сили, який передає фотон площадці S , згідно з законом зміни імпульсу, дорівнює різниці імпульсів фотона до і після удару фотона по площадці. Якщо площадка повністю поглинає світло, тобто буде чорною, то імпульс фотона після удару дорівнює нулю, тоді зміна імпульсу фотона дорівнює $\frac{h\nu}{c} - 0 = \frac{h\nu}{c}$. Якщо ж площадка повністю відбиває світло, тобто дзеркальна, то зміна імпульсу дорівнює

$$\frac{h\nu}{c} - \left(-\frac{h\nu}{c}\right) = \frac{2h\nu}{c}.$$

Тиск світла дорівнює повному імпульсу, отриманому за 1 с площадкою 1 м^2 від всіх N падаючих на неї фотонів. Отже, для

поглинаючої площадки повний імпульс $p = N \frac{h\nu}{c}$, а для площадки, що відбиває світло, $p = 2N \frac{h\nu}{c}$. Оскільки інтенсивність I є енергія світла, що падає на площу 1 м^2 за 1 с , а енергія фотона $h\nu$, то $I = Nh\nu$, де N — число фотонів, що падають на площу 1 м^2 за 1 с . Тоді для тиску на площадку, що поглинає світло, отримаємо вираз:

$$p = \frac{I}{c}, \quad (7.19)$$

а для тиску на площадку, що відбиває світло:

$$p = \frac{2I}{c}, \quad (7.20)$$

тобто у два рази більший, ніж на площадку, що поглинає світло. Такі самі результати можна отримати з електромагнітної теорії Максвелла.

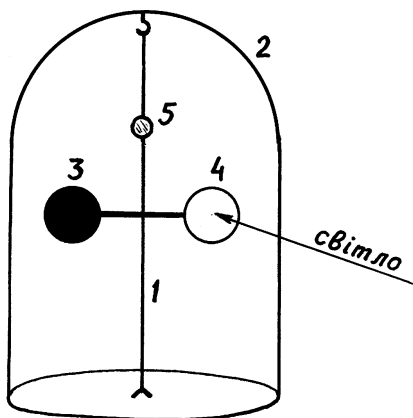


Рис. 80

Дослідно ці результати підтвердив російський фізик П. Н. Лебедев. Принципова схема його дослідів показана на рис. 80. До скляної нитки 1, натягнутої у посудині 2, з якої ви-

качане повітря, прикріплені дві легкі, дуже тонкі пластинки 3 і 4, одна з яких темна (поглинає світло), а друга дзеркальна (відбиває світло). Пластинка, на яку спрямовується пучок світла, зміщувалась під дією світлового тиску. При цьому нитка закручувалась на деякий кут, який можна було виміряти за допомогою зорової труби і дзеркальця 5, прикріпленого до нитки.

По куту закручення розраховувався тиск на пластинки. Значення світлового тиску, отриманого Лебедевим на дослідах, збіглися з теоретичними. Тиск світла на пластинку, що відбивала світло, був у два рази більший, ніж на пластинку, яка поглинала світло.

Закінчуючи огляд оптичних явищ, слід ще раз звернути увагу на двоїсту природу світла — хвильову з одного боку, і корпускулярну — з другого. Не слід помилково робити спробу протиставити один одному ці властивості світла. Дійсно, властивості неперервності, характерні для електромагнітного поля світлової хвилі, не виключають властивостей дискретності, характерних для світлових квантів — фотонів. Світло одночасно має властивості неперервних електромагнітних хвиль і властивості дискретних фотонів. Однак, в проявленні цих протилежних властивостей світла є певна закономірність. У довгохвильового випромінювання, наприклад, інфрачервоного світла, квантові властивості проявляються менше, тоді як хвильові властивості виявляються чіткішими. Якщо ж рухатись вздовж шкали електромагнітних хвиль від довгих у бік коротких, то поступово хвильові властивості проявлятимуться менше, поступаючись місцем корпускулярним, які стають чіткішими. Це видно, наприклад, із аналізу випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від довжини хвилі, пояснення червоної межі фотоэффекту та інші, а гамма-випромінювання взагалі називають гама-частинками.

Одночасне існування у світла хвильових і квантових властивостей ставить питання про їх поєднання та взаємозв'язок. Взаємозв'язок знаходить просте тлумачення при статистичному підході до розгляду питання про розповсюдження світла. Проходячи через який-небудь отвір (щілину), хвиля зазнає дифрак-

ції. При цьому внаслідок накладання дифрагуючих хвиль одна на одну відбувається підсилення чи послаблення амплітуди в різних місцях простору. На фотопластинці, що знаходиться за отвором, після проявлення виявляються місця, що почорніли (дифракційні максимуми). Ступінь почорніння пропорційна інтенсивності світла в даному місці пластинки. Інтенсивність, в свою чергу, пропорційна квадрату амплітуди хвилі.

Частинку (фотон) ми не можемо уявити собі розмазаною у просторі. Вона потрапляє в якесь певне місце фотопластинки і спричиняє почорніння одного зерна фотоемulsії. Попадання окремих фотонів у певні місця пластинки носить випадковий характер. Інколи декілька фотонів поспіль можуть потрапити в одне і те ж місце, інколи вони потрапляють у різні місця пластинки. Якщо кількість фотонів, що потрапляють на пластинку, велика, то виявляється, що в деякі місця пластинки, а саме там, де спостерігаються максимуми, фотонів потрапляє багато, в інші — менше. Там, де розташовані світлі місця, фотони взагалі не потрапляють. Можна виразитись так, що фотони після проходження отвору (щілини) на одні ділянки фотопластинки потрапляють з більшою ймовірністю, а на другі — з меншою. Мірою ймовірності в даному випадку є доля фотонів, що потрапили на дану ділянку, із числа всіх, що потрапили на фотопластинку.

У випадку дифракції фотонів ступінь почорніння окремих ділянок пластинки ми пов'язуємо з ймовірністю потрапляння фотонів на ці ділянки. У випадку світлової хвилі ступінь почорніння пропорційний квадрату амплітуди. Звідси ми робимо висновок: *що квадрат амплітуди світлової хвилі в якійсь точці простору є мірою ймовірності потрапляння фотонів в цю точку.*

Таким чином, корпускулярні і хвильові властивості світла не виключають, а навпаки, доповнюють один одного. Вони відображають дві різні, але в той же час взаємопов'язані закономірності розповсюдження електромагнітного випромінювання і його взаємодію з речовиною. Корпускулярні властивості зумовлені тим, що енергія, імпульс і маса випромінювання локалізовані в дискретних частинках — фотонах. Хвильові властивості

зумовлені статистичними закономірностями, що визначають ймовірність знаходження фотонів в різних точках простору.

Із дослідів по дифракції світла відомо, що при зміні інтенсивності падаючого світлового потоку характер дифракційної картини, тобто співвідношення між інтенсивностями в одних і тих самих точках екрану не змінюється. Це дає підставу вважати, що хвильові властивості світла притаманні не лише сукупності великої кількості фотонів, що одночасно рухаються, але також кожному окремому фотону. Хвильові властивості фотона проявляються в тому, що для нього неможливо вказати, в яку саме точку екрану він потрапить після проходження перешкоди. Можна лише говорити про ймовірність потрапляння кожного фотона в різні точки екрану. Таким чином, фотони якісно відрізняються від світлових корпускул Ньютона, рух яких, як вважав Ньютон, був подібний до руху макроскопічних тіл за законами динаміки Ньютона і початковими умовами. Із сказаного вище зрозуміло, що створення квантової теорії світла аж ніяк не означає повернення до механічної корпускулярної теорії Ньютона. Була створена нова квантова теорія світла, а разом з нею почала розвиватись і нова квантова теорія речовин.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Як отримати формулу Планка?
2. Що таке фотон? Чому дорівнює його маса та імпульс?
3. Що таке фотоелектричний ефект?
4. Сформулюйте закони Столетова?
5. Запишіть і поясніть формулу Ейнштейна для фотоелектру.
6. Що таке «червона межа» фотоелектру?
7. Поясніть природу внутрішнього фотоелектру.
8. Що підтверджують досліді Вавілова? Поясніть їх суть.
9. В чому проявляється ефект Комптона? Опишіть схему установки та отримані результати.
10. Розрахуйте зміщення довжин хвиль в розсіяному рентгеновському пучку під кутом 60° .

11. Поясніть тиск світла, виходячи із хвильової природи світла.
12. Поясніть тиск світла, виходячи із корпускулярної природи світла.
13. На яку з пластинок в дослідах Лебедева тиск світла був більший і чому?
14. Дайте пояснення статистичному підходу до розгляду питання про корпускулярно-хвильову природу світла.
15. Чим відрізняються властивості сучасного фотона від властивостей корпускул Ньютона?

8.1. ДОСЛІДИ РЕЗЕРФОРДА. ЯДЕРНА МОДЕЛЬ АТОМА

Перш ніж розглядати квантову теорію речовин, звернемось до розвитку поглядів на будову речовин. Ще в давнину у вчені грецьких філософів Левкіппа, Демокріта, Епікура знайшла відображення ідея, що речовина складається з величезної кількості найдрібніших частинок — атомів. В XIX сторіччі вчені приходять до висновку, що атом не є елементарною частинкою. Було доведено, що атоми — це складні системи, які містять негативно і позитивно заряджені частинки. Позитивний заряд пов'язаний із основною масою атома, але розподіл частинок всередині атома був невідомий.

Перша спроба створити модель атомної структури належить Дж. Томсону. В 1902 році він висловив гіпотезу, що атом — це сфера з діаметром порядку 10^{-10} м, усередині якої зі сталою об'ємною густиною розподілений позитивний заряд. Сумарний позитивний заряд сфери дорівнює сумарному негативно-му заряду, який у вигляді елементарних частинок електронів, вкраплений у сферу. Ця модель отримала назву «пудинг з родзинками». Модель Томсона виявилась неспроможною пояснити цілий ряд явищ, таких як лінійчастий спектр випромінювання атомів, періодичність у властивостях атомів та інші. В наш час модель Томсона має лише історичне значення, як одне із ланцюгів розвитку уявлень про будову атомів.

Розподіл позитивних і негативних зарядів в атомі можна вяснити шляхом зондування внутрішніх областей атома. Таке зондування провів в 1911 році англійський фізик Е. Резерфорд за допомогою α -частинок, спостерігаючи зміну напрямку їх руху при проходженні через тонкі шари речовини. В той час було відомо, що α -частинки випромінюються деякими речо-

винами при радіоактивному розпаді. Їх швидкості порядку 10^7 м/с. Вони мають позитивний заряд, рівний за модулем подвійному заряду електрона і що при приєднанні двох електронів перетворюються в атом гелію.

Досліди проводились на установці, схема якої зображена на рис. 81. Пучок α -частинок, що випромінюється радіоактивною речовиною P , потрапляв на тонку металеву фольгу Φ . При проходженні через фольгу α -частинки відхилялись від початкового напрямку під різними кутами. Розсіяні α -частинки вдарились об екран E , покритий сцинтиляційною речовиною, і їх кількість спостерігалась в мікроскоп. Мікроскоп і екран можна було повертати навколо осі, що проходить через розсіювальну фольгу, на будь-який кут. Весь прилад розміщувався в камері, з якої відкачувалось повітря, щоб не було зіткнень α -частинок з молекулами повітря.

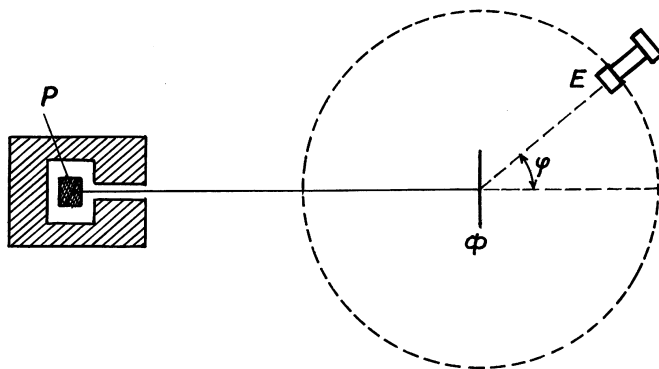


Рис. 81

Виявилось, що більшість α -частинок проходить через фольгу без помітних відхилень від початкового напрямку, деякі α -частинки відхилилися на невеликі кути, і лише зовсім невелика кількість α -частинок розсіювалась під дуже великими кутами (майже до 180°). Проаналізувавши результати досліду, Резерфорд прийшов до висновку, що таке відхилення можливе в тому випадку, якщо всередині атомів фольги є дуже сильне

електричне поле, яке створюється зарядом, зв'язаним з великою масою і сконцентрованому в дуже малому об'ємі. Виходячи з цих міркувань, він розробив кількісну теорію розсіювання α -частинок і вивів формулу для розподілу розсіяних частинок під різними кутами ϕ . Це дало йому змогу створити ядерну модель атома.

Згідно з Резерфордом, атом являє собою систему зарядів, в центрі якої розташоване важке додатне ядро з зарядом Ze , розміри якого не перевищують 10^{-15} м. Навколо ядра розташовані Z електронів, розподілених по всьому об'єму, що займає атом, розміри якого порядку 10^{-10} м. Майже вся маса атома зосереджена в ядрі.

Разом з тим ядерна модель виявилась в протиріччі з законами класичної механіки і електродинаміки. Оскільки система нерухомих зарядів не може знаходитись в стійкій рівновазі, Резерфорду довелось припустити, що електрони рухаються навколо ядра, описуючи еліпсоїдальні траєкторії. Але в такому випадку електрон буде рухатись з прискоренням. Згідно з законами електродинаміки, заряджена частинка, що рухається з прискоренням, випромінює електромагнітну хвилю. Процес випромінювання супроводжується втратою енергії. У зв'язку з чим електрон, обертаючись навколо ядра, повинен поступово наближатись до нього, рухаючись по спіралі, і нарешті впасти на ядро. Атом при цьому припинить своє існування. По мірі наближення до ядра частота обертання електрона, а разом з нею і частота електромагнітного випромінювання будуть безперервно змінюватись. Таким чином, атом повинен випромінювати суцільний спектр. Тобто з точки зору класичної фізики атом буде нестійкою (недовговічною) системою, яка випромінює суцільний спектр. В дійсності атоми являють собою досить стійкі утворення, які випромінюють лінійчасті спектри.

8.2. ЛІНІЙЧАСТИЙ СПЕКТР АТОМА ВОДНЮ

Дослідження спектрів випромінювання різних розріджених газів, які світяться, показали, що кожен газ випромінює свій характерний лише для нього лінійчастий спектр. У відповідності із законом Кірхгофа, спектри поглинання також мають характерну лінійчасту структуру. Більш того, було виявлено, що спектральні лінії можна розподілити по групам, або інакше кажучи, по *серіям*. Лінії, що належать до однієї серії, пов'язані між собою певною закономірністю. Так, вивчаючи лінійчастий спектр водню, швейцарський вчитель фізики І. Бальмер в 1885 році встановив, що довжини хвиль відомих в той час дев'яти ліній спектра, пов'язані між собою такою закономірністю:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (8.1)$$

де $\lambda_0 = 0,3643$ мкм, а $n = 3, 4, 5, \dots, 11$ — цілі числа. Формулу (8.1) частіше всього записують в іншому вигляді, а саме:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (8.2)$$

де ν^* — хвильове число, $R' = 10973731,77 \text{ м}^{-1}$, $n = 3, 4, 5, \dots$. Константа R' вперше була визначена Р. Рідбергом і отримала назву *стала Рідберга*. Бальмер вперше звернув увагу на особливу роль цілих чисел в спектральних закономірностях, і це в подальшому відіграло велику роль у розвитку вчення про будову атома.

В наш час відома велика кількість ліній у спектрі водню, довжини яких досить добре визначаються формулою Бальмера. Формулу Бальмера записують для частот ν відповідних ліній.

Оскільки $\nu = \frac{c}{\lambda}$, то вона має такий вигляд:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (8.3)$$

Добуток $Rc = R = 3,28984 \cdot 10^{15} \text{ 1/с}$ також називають *сталою Рідберга*, але вираженою в с^{-1} . Змінюючи в формулі (8.3) n від 3 до ∞ , отримуємо *серію ліній Бальмера*. Значення $n = \infty$ визначає границю серії ліній Бальмера. Їй відповідає довжина хвилі

$\lambda_{\text{сп.}} = 0,3645$ мкм. На рис. 82 схематично зображена серія ліній Бальмера. Над спектральними лініями проставлені відповідні їм значення довжин хвиль і частот, розраховані за формулою (8.3).

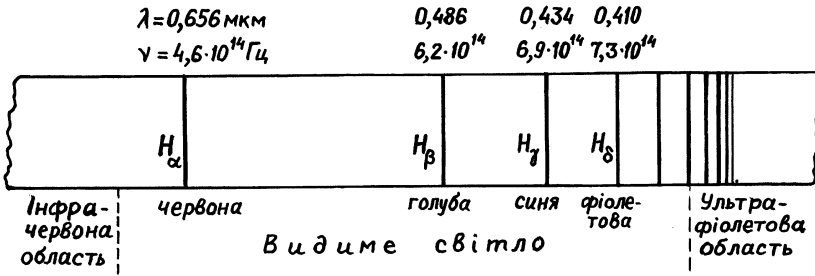


Рис. 82

У формулі Бальмера червоній лінії H_{α} відповідає ($n = 3$), голубій H_{β} ($n = 4$), синій H_{γ} ($n = 5$), фіолетовій H_{δ} ($n = 6$). Інші лінії цієї ж серії лежать в ультрафіолетовій області.

Пізніше в спектрі водню було знайдено ще декілька серій. Так, в 1906 році англійським фізиком Лайманом в ультрафіолетовій області спектра була відкрита серія ліній, які описуються формулою:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (8.4)$$

де $n = 2, 3, 4, \dots$ Ці лінії отримали назву *серія ліній Лаймана*.

В 1908 році німецький фізик Пашен в інфрачервоній області спектра водню відкрив серію ліній, що підпорядковуються формулі:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (8.5)$$

де $n = 4, 5, 6, \dots$ Ця серія отримала назву *серія ліній Пашена*.

В далекій інфрачервоній області були також виявлені:

$$\text{серія Брекета } \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 5, 6, 7, \dots \quad (8.6)$$

$$\text{серія Пфунда } \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 6, 7, 8, \dots \quad (8.7)$$

$$\text{серія Хемфрі } \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 7, 8, 9, \dots \quad (8.8)$$

Всі ці емпіричні формули мають однакову структуру. Причина такої збіжності буде розглянута в наступних параграфах. Відмітимо лише те, що ці правила мають глибокий фізичний зміст.

8.3. ПОСТУЛАТИ БОРА

Лінійчастий характер спектрів випромінювання і поглинання атомів наводить на думку про те, що атом може випромінювати і поглинати енергію лише певними порціями — квантами. Виходячи з цього, датський фізик Н. Бор в 1913 р. створив нову теорію випромінювання, в якій він об'єднав теорію квантів з ядерною моделлю атома Резерфорда і пояснив емпіричні закономірності, що спостерігаються в спектрі атома водню. Ейнштейн дуже високо оцінив роботу Бора, «як вищу музикальність в області думки». Бор за допомогою геніальної інтуїції вірно оцінив суть справи. Він не відкинув закони класичної фізики. Але для досягнення своєї мети йому довелось класичне описування доповнити деякими обмеженнями, що наклались на можливі стани електронів в атомі. Ці обмеження були сформульовані у вигляді трьох постулатів, фізичний зміст яких суперечив класичному опису руху електронів в атомі. Проте такий підхід привів до вірних результатів, частково до пояснення спектральних закономірностей атома водню.

Перший постулат Бора (постулат стаціонарних станів) говорить про те, що: *існують стаціонарні стани атома, перебуваючи в яких, він не випромінює енергію*. Цим стаціонарним станам відповідають певні визначені стаціонарні орбіти, по котрим рухаються електрони. Не дивлячись на те, що електрони рухаються з прискоренням, вони не випромінюють електромагнітні хвилі.

Другий постулат Бора (правило квантування орбіт) стверджує, що в стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по круговій орбіті, повинен мати квантове значення моменту імпульсу, яке задовольняє умові:

$$mvr = n\hbar, \quad (8.9)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots, m$ — маса електрона, v — швидкість електрона, r — радіус його орбіти, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h — стала Планка.

Третій постулат Бора (правило частот) встановлює, що при переході атома із одного стаціонарного стану в другий випромінюється або поглинається один квант енергії. Енергія кванта дорівнює різниці енергій стаціонарних станів атома до і після випромінювання чи поглинання:

$$h\nu = E_1 - E_2. \quad (8.10)$$

Таким чином, частота електромагнітних хвиль, що випромінюються атомом, визначається не частотою обертання електрона в атомі, а різницею енергій стаціонарних станів атома. Випромінювання відбувається при переході атома із стану з більшою енергією в стан з меншою енергією, при переході електрона з більш віддаленої від ядра орбіти на більш наближену до нього орбіту. Поглинання випромінювання супроводжується переходом атома в стан з більшою енергією, що відповідає переходу електрона на більш віддалену від ядра орбіту.

8.4. ТЕОРІЯ БОРА ДЛЯ ВОДНЕПОДІБНИХ СИСТЕМ

Розглянемо атом водню, в якому навколо ядра (протона, що має заряд e^+), рухається один електрон. Ядро можна вважати нерухомим, оскільки його маса в 1840 раз більша маси електрона. Орбіти електрона в першому наближенні будемо вважати круговими. Сила, що утримує електрон на орбіті радіуса

r , є кулонівська сила притягання $F_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ між електроном і

ядром. Запишемо другий закон Ньютона для електрона, який буде мати вигляд: $ma_n = F_k$, де a_n — доцентрове прискорення $a_n = \frac{v^2}{r}$. Тоді

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (8.11)$$

Тут m — маса електрона, v — його швидкість, e — заряд. Це — чисто класичне рівняння руху електрона. Друге рівняння буде квантовим (8.9). Розв'язуючи рівняння (8.11) спільно з рівнянням (8.9), отримаємо після нескладних перетворень вираз для радіуса стаціонарних орбіт атома водню:

$$r = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} n^2, \quad (8.12)$$

де квантове число n приймає значення 1, 2, 3, ... За формулою (8.12) можна розрахувати радіус будь-якої стаціонарної орбіти. Радіус першої можливої орбіти, найближчої до ядра, коли $n = 1$, дорівнює $r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10}$ м. Оскільки в правій частині рівняння (8.12) всі величини, крім n , є сталими, то радіуси орбіт відносяться між собою як квадрати чисел натурального ряду, тобто 1:4:9:16 і т. д., і становлять $r_2 = 2,12 \cdot 10^{-10}$ м, $r_3 = 4,77 \cdot 10^{-10}$ м, $r_4 = 8,48 \cdot 10^{-10}$ м, $r_5 = 13,25 \cdot 10^{-10}$ м, $r_6 = 19,08 \cdot 10^{-10}$ м. На рис. 83 зображені відповідні орбіти без збереження масштабу.

Визначимо повну енергію E електрона в атомі. Вона включає кінетичну енергію руху $E_k = \frac{mv^2}{2}$ і потенціальну енергію взаємодії електрона з ядром $E_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$. Згідно з формулою (1.58) (частина друга), потенціальна енергія повинна бути від'ємною, оскільки робота по зближенню зарядів від'ємна. Враховуючи формулу (8.11), кінетичну енергію представимо у вигляді $E_k = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$. Повна енергія електрона буде від'ємною і за абсолютною величиною дорівнюватиме кінетичній енергії:

$$E = E_{\kappa} + E_n = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (8.13)$$

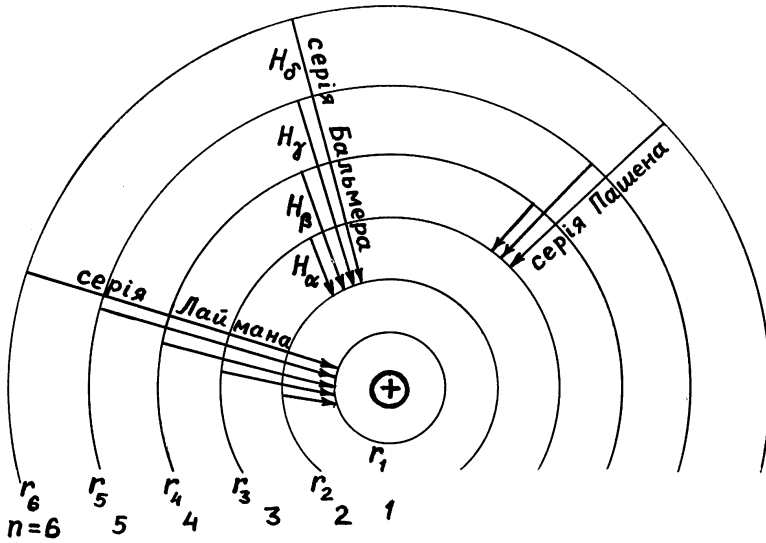


Рис. 83

Підставимо у формулу (8.13) вираз для радіуса орбіти (8.12), і повну енергію запишемо у вигляді:

$$E = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}. \quad (8.14)$$

За цією формулою можна розрахувати енергію для будь-якої стаціонарної орбіти. Для першої, найближчої до ядра орбіти ($n = 1$) отримаємо:

$$E_1 = -\frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{8 \cdot (6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})^2 \cdot (8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м})^2} \cdot \frac{1}{1^2} \approx -21,68 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = -13,55 \text{ еВ}.$$

Для другої орбіти ($n = 2$) $E_2 = -3,38$ еВ, для третьої — ($n = 3$) $E_3 = -1,50$ еВ, для четвертої — ($n = 4$) $E_4 = -0,84$ еВ, для п'ятої —

($n = 5$) $E_5 = -0,54$ еВ, для шостої — ($n = 6$) $E_6 = -0,38$ еВ. Згідно з (8.14), енергія атома зростає із збільшенням квантового числа n . Враховуючи, що енергія від'ємна, зменшення її абсолютного значення відповідає зростанню енергії. Мінімум енергії буде, коли $n = 1$, тобто якщо електрон рухається по першій, найближчій до ядра орбіті $E = -13,55$ еВ, а максимум — коли $n = \infty$, тоді $E = 0$.

При переході електрона з одної стаціонарної орбіти на іншу (ближчу до ядра) орбіту, випромінюється квант енергії, що дорівнює різниці енергетичних рівнів атома до випромінювання і після нього:

$$h\nu = E - E_0. \quad (8.15)$$

Цьому кванту буде відповідати частота, яку можна визначити таким чином:

$$\nu = \frac{E - E_0}{h}. \quad (8.16)$$

Підставимо в цю формулу відповідні значення енергії із (8.14), тоді отримаємо:

$$\nu = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \left[-\frac{1}{n^2} - \left(-\frac{1}{n_0^2} \right) \right] = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (8.17)$$

де n і n_0 — квантові числа, що відповідають початковому і кінцевому стану атома. Величина, що стоїть за дужкою, відповідає константі Рідберга:

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} = R. \quad (8.18)$$

Тоді формула (8.17) прийме вигляд:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (8.19)$$

Порівнюючи формулу (8.19) з емпіричними формулами (8.3) — (8.8) для спектральних частот, бачимо, що при $n_0 = 1$, а $n = 2, 3, 4, \dots$ формула (8.19) описує серію ліній Лаймана, при

$n_0 = 2$, а $n = 3, 4, 5, \dots$ — серію ліній Бальмера, при $n_0 = 3$, а $n = 4, 5, 6, \dots$ — серію ліній Пашена і т. д.

Тобто серія ліній Лаймана відповідає випромінюванню атома водню при переході електрона з другої, третьої, четвертої і т. д. орбіт на першу. Серія ліній Бальмера відповідає переходу електрона з третьої, четвертої, п'ятої і т. д. орбіт на другу. Лінії серії Пашена відповідають переходу з четвертої, п'ятої, шостої орбіти на третю. Схематично ці енергетичні переходи показані на рис. 84.

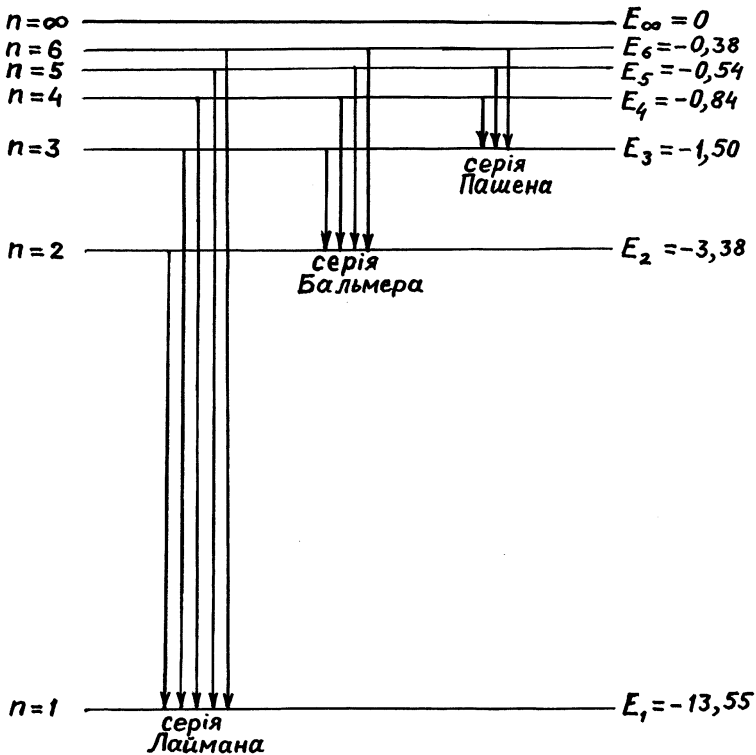


Рис. 84

Самодовільний перехід електрона з нижчого енергетичного рівня на вищий неможливий. Для здійснення такого перехо-

ду атому необхідно надати ззовні певну кількість енергії. Атом слід *збуджувати*. Проте кількість енергії, необхідної для збудження, має бути не будь-якою, а лише такою, яка відповідає різниці енергетичних рівнів. Тобто атом випромінює і поглинає хвилі лише певних частот. Цим і пояснюється лінійчастий спектр як при випромінюванні, так і при поглинанні.

Розглянуту теорію для атома водню можна застосувати також і до воднеподібних атомів, наприклад, до іонізованих атомів, які мають лише ядро і один електрон, наприклад, He^+ , Li^{++} , Be^{+++} . Але в цьому випадку слід мати на увазі, що заряд ядра дорівнює eZ , де Z — атомний номер елемента. Тоді формула (8.19) буде мати вигляд:

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (8.20)$$

Теорія Бора в період 1913–1925 років була тріумфом розвитку атомної фізики. Вперше для пояснення експериментальних закономірностей були введені квантові уявлення.

Проте, поряд з великим успіхом, незабаром стали помітні і її певні недоліки. Головним з них була внутрішня суперечність, яка полягала в тому, що в ній класична фізика поєднувалась з квантовими постулатами, які суперечать їй. Серйозним недоліком теорії Бора була неможливість за її допомогою побудувати теорію атома гелію, який, крім ядра, мав два електрони, і взагалі для будь-яких інших систем, що складаються з ядра і мають більше, ніж один електрон. Теорія Бора не могла пояснити різницю в інтенсивностях спектральних ліній, тобто відповісти на питання, чому одні енергетичні переходи більш імовірні, ніж інші. Подальший розвиток фізики показав, що теорія Бора, яка правильно пояснювала одні факти і виявилась неспроможною пояснити інші, була лише певним перехідним етапом на шляху до створення нової послідовної теорії. Такою теорією була квантова (хвильова) механіка. Застосування її до атомних процесів дозволило пояснити не лише велику кількість атомних явищ, але і розкрити фізичний зміст самих постулатів Бора.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Поясніть суть дослідів Резерфорда.
2. Що з себе являє ядерна модель атома за Резерфордом? Опишіть її недоліки.
3. Що таке спектральна серія ліній Бальмера для водню? Які ще серії спектральних ліній водню ви знаєте?
4. Сформулюйте постулати Бора.
5. Як, згідно з теорією Бора, отримати квантування радіусів орбіт електрона в атомі водню?
6. Розрахуйте енергію електрона для стаціонарних орбіт в атомі водню.
7. Поясніть закономірність в серії ліній Лаймана на основі теорії Бора.
8. Розрахуйте енергію фотона та визначте довжину хвилі при переході електрона з третьої орбіти на другу.
9. Які цілочисленні значення може приймати квантове число n в різних серіях спектральних ліній в атомі водню?
10. Намалуйте схему енергетичних рівнів в атомі водню та покажіть можливі переходи електрона при випромінюванні світла згідно з теорією Бора.
11. Поясніть за допомогою схем енергетичних переходів поглинання світла атомом водню.
12. Яка відмінність у спектрах ліній водню і воднеподібних атомів?
13. Вкажіть недоліки квантової теорії Бора.

**9.1. КОРПУСКУЛЯРНО-ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ
ЧАСТИНОК РЕЧОВИНИ. ГІПОТЕЗА ДЕ БРОЙЛЯ**

Розглянуті в оптиці явища інтерференції, дифракції, поляризації знаходять своє пояснення на основі хвильових уявлень про природу світла. Такі явища, як зовнішній фотоефект, тиск світла та інші, можна пояснити, виходячи із квантових, корпускулярних уявлень, що світло — це потік частинок, які називають фотонами. Згідно із сучасними уявленнями про природу світла, в ньому проявляється діалектична єдність корпускулярного та хвильового. Залежно від умов досліду виявляються або хвильові, або корпускулярні властивості світла. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світлових явищ закладений в формулі (7.8), в якій одночасно присутні як хвильові (довжина хвилі λ), так і корпускулярні (імпульс p) характеристики фотона.

В 1924 році французький фізик Луї де Бройль висунув гіпотезу про універсальність корпускулярно-хвильового дуалізму в фізичних явищах. Він припустив, що не лише фотони, а і мікрочастинки (електрони, протони) мають як хвильові, так і корпускулярні властивості. Замінивши у формулі (7.8) імпульс фотона на вираз для імпульсу мікрочастинки $p = mv$, де Бройль отримав

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (9.1)$$

Формулу (9.1) називають *формулою де Бройля*, а λ — *дебройлівською довжиною хвилі частинки*. За де Бройлем, рух частинки, наприклад, електрона, подібний хвильовому процесу з довжиною хвилі λ , що визначається формулою (9.1). Ці хвилі називають *хвилями де Бройля*. З самого початку відмітимо, що

ці хвилі не електромагнітні. Вони мають специфічну природу, для якої неможливо знайти аналогії в класичній фізиці.

Гіпотеза де Бройля була досить незвичайна, і вона отримала визнання лише тоді, коли отримала експериментальне підтвердження, тобто коли була відкрита дифракція електронів.

Оцінімо довжину хвилі де Бройля. Для цього знайдемо залежність довжини хвилі електрона від прискорюючої напруги U електричного поля, в якому він рухається. Зміна кінетичної енергії електрона дорівнює роботі сил поля $\Delta E_k = A$, або $\frac{mv^2}{2} = eU$. Звідси знайдемо швидкість і підставимо її значення в формулу (9.1), тоді

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU}}. \quad (9.2)$$

Якщо напруга буде дорівнювати, наприклад, 1 кВ, то $\lambda = 0,4 \cdot 10^{-10}$ м, що відповідає довжині хвилі рентгенівського випромінювання. Таким чином, щоб спостерігати дифракцію електронів, потрібно так само, як і для спостереження дифракції рентгенівських променів, використовувати кристалічні ґратки речовини.

Перші досліди по дифракції електронів були проведені в 1927 році К. Девіссоном і Л. Джермером, які спостерігали розсіювання електронів на монокристалі нікелю. Згодом, трохи пізніше, дифракцію електронів вивчали Дж. Томсон і незалежно від нього П. С. Тартаковський на металевій фользі, що мала полікристалічну структуру. На рис. 85 зображені дифракційні картини, отримані при розсіюванні: а) рентгенівських променів на алюмінієвій пластинці і б) пучка електронів, що пройшли через тонку пластинку міді.

Порівнюючи ці картини, можна помітити схожість дифракції електронів і рентгенівських променів.

Дифракцію окремих електронів спостерігали в 1949 р. Л. Біberman, Н. Сушкін і В. Фабрикант. Джерело електронів дуже малої інтенсивності випромінювало електрони, які через дифракційну пластинку потрапляли на екран. Інтенсивність

електронного пучка була настільки мала, що фактично кожен електрон проходив через пластинку незалежно від інших. При досить тривалій експозиції вчені отримали таку ж саму дифракційну картинку, як і від пучка електронів великої густини. Таким чином було доведено, що хвильові властивості притаманні кожному електрону окремо.

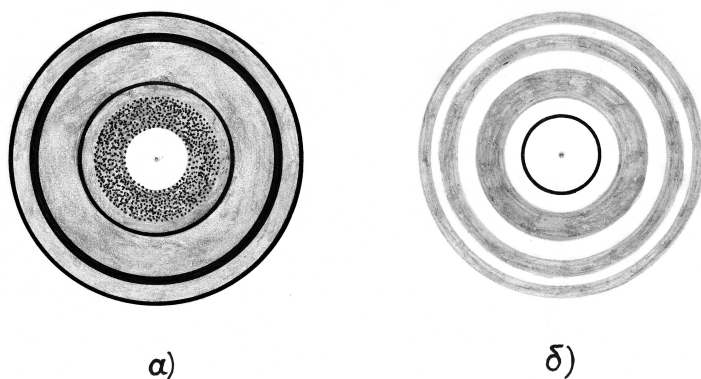


Рис. 85

Здатність дифрагувати мають і інші мікрочастинки, як заряджені (протони, іони), так і нейтральні (нейтрони, атоми, молекули). Відкриття хвильових властивостей мікрочастинок зумовило появу і розвиток нових методів дослідження структури речовин, таких як електроннографія та нейтроннографія, що мають переваги порівняно з рентгеноструктурним аналізом. Хвильові властивості електронів покладено в основу роботи електронних мікроскопів.

Як показано в § 1.3, розрізнявальна здатність оптичного мікроскопа визначається довжиною хвилі. Оскільки довжина хвилі де Бройля значно менша від довжини світлових хвиль, що сприймаються оком людини, то, використовуючи замість пучка світлових фотонів пучок електронів, що прискорюється електричним полем, можна побудувати так званий електронний мікроскоп з розрізнявальною здатністю 10^{-10} м, тобто порядку розмірів самих атомів чи молекул. На рис. 86 зображена

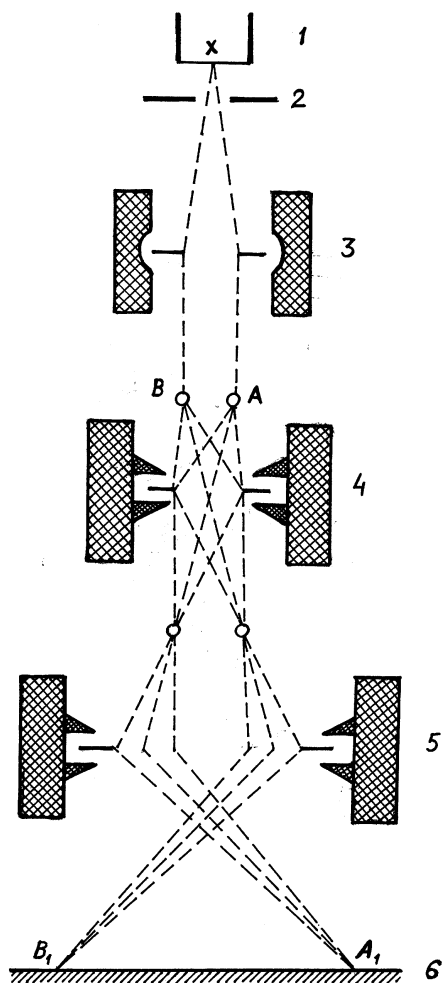


Рис. 86

схема електронного мікроскопа. Носієм інформації про предмет є електрон. Джерелом електронів є катод, що підігривається. Прискорення електронів і утворення пучка здійснюється фокуруючим електродом і анодом, системою 2, 3, яка називається електронною пушкою. Після взаємодії з предметом потік електронів містить інформацію про предмет. Подальше фор-

мування потоку електронів відбувається під дією електричного поля (система електродів і конденсаторів) і магнітного поля (система котушок зі струмом). Ці системи 4, 5 називають електронними лінзами по аналогії з оптичними лінзами, які формують світловий потік. В тих частинах, де пролітають електрони, повинен бути вакуум. Сучасні електронні мікроскопи дають 600 000-кратне збільшення.

Може виникнути питання: чому хвильові властивості не проявляють макрочастинки? Якщо, наприклад, підрахувати дебройлівську довжину хвилі, що відповідає кулі масою 9 г, яка летить зі швидкістю $v = 400$ м/с, по формулі (9.1), то вона буде дорівнювати $\lambda \approx 2 \cdot 10^{-34}$ м. Така довжина хвилі не може бути виявлена жодним дифракційним дослідом. Тому можна вважати, що хвильові властивості у макроскопічних тіл відсутні.

9.2. ХВИЛЬОВА ФУНКЦІЯ І ЇЇ СТАТИСТИЧНИЙ ЗМІСТ

Хвилі де Бройля, зв'язані з рухомими мікрочастинками, мають специфічну квантову природу. Вони не мають аналогів у класичній фізиці. Раніше було підкреслено, що хвилі де Бройля не електромагнітні. Виключається також можливість природи будь-яких інших хвиль, відомих в класичній фізиці. Щоб краще сприйняти фізичний зміст хвиль де Бройля, рекомендуємо повернутись до § 7.5, де в самому кінці розглядається корпускулярно-хвильова двоїста природа світла. Взаємозв'язок корпускулярних і хвильових властивостей світла знаходить розуміння при статистичному підході до розгляду питання про розповсюдження світла. Розглядаючи явище дифракції світла з точки зору хвилі і з точки зору фотона, приходимо до висновку, що квадрат амплітуди світлової хвилі в якійсь точці простору є мірою ймовірності потрапляння фотонів в цю точку.

Повернемось до дифракції мікрочастинок. Із дослідів видно, що розподіл електронів, так само як і розподіл фотонів, по різних напрямках різний. Спостерігаються максимуми та мінімуми. Це означає, що число електронів, які розсіюються чи

відбиваються під різними кутами, різне. З хвильової точки зору наявність максимумів числа електронів в деяких напрямках означає, що ці напрямки відповідають найбільшій інтенсивності хвиль де Бройля, а інтенсивність, як відомо, пропорційна квадрату амплітуди. Іншими словами, інтенсивність хвиль в даній точці простору визначає число електронів, що потрапляють в цю точку за одиницю часу. Це стало основою для статистичного, ймовірного тлумачення хвиль де Бройля. *Квадрат модуля амплітуди хвиль де Бройля в даній точці є мірою ймовірності того, що частинка буде знаходитись в цій точці.* Викладки § 7.5 вказують на аналогічну інтерпретацію взаємозв'язку між корпускулярними і хвильовими властивостями світла.

Для опису розподілу ймовірності знаходження частинки в даний момент часу в деякій області простору вводять функцію $\Psi(x, y, z, t)$, яку називають *хвильовою функцією* (або *псі-функцією*). Тобто з рухом мікрочастинки зіставляється рівняння деякої хвилі, що в найпростішому випадку має вигляд

$$\Psi = \Psi_0 e^{-i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right)}. \quad (9.3)$$

Формально це рівняння збігається з класичним рівнянням механічної хвилі (частина I, 6.32), або електромагнітної (частина II, 4.140), які записані з використанням тригонометричних функцій. У квантовій механіці прийнято користуватись комплексною формою запису рівняння хвилі, і показник експоненти брати зі знаком мінус. В механічній інтерпретації хвильовій функції відповідає певна деформація пружного середовища (для даної точки простору в даний момент часу). В електромагнітній хвилі — відповідні значення напруженості електричного та магнітного полів.

У квантовій механіці хвильову функцію визначають так: *квадрат модуля хвильової функції визначає ймовірність ω перебування мікрочастинки в одиничному об'ємі простору:*

$$\omega = |\Psi|^2 = \Psi\Psi^*, \quad (9.4)$$

тут Ψ^* — функція, комплексно спряжена з Ψ .

Таким чином, фізичний зміст має не сама функція Ψ , а квадрат її модуля. Його ще називають *густиною ймовірності*.

Ймовірність виявити частинку в деякому об'ємі dV визначається співвідношенням:

$$dW = |\Psi|^2 dV = |\Psi|^2 dx dy dz. \quad (9.5)$$

Зі змісту хвильової функції випливає, що квантова механіка має статистичний характер. Вона не дає змоги визначити місцезнаходження частинки в просторі, або траєкторію, по якій рухається частинка. За допомогою хвильової функції можна лише передбачити, з якою ймовірністю частинку можна виявити в різних точках простору.

Із визначення хвильової функції виходить, що вона повинна задовольняти такій умові:

$$\int_V |\Psi|^2 dV = 1. \quad (9.6)$$

Умова (9.6) носить назву *умова нормування*. Цей інтеграл означає ймовірність того, що частинка обов'язково перебуває в об'ємі, по якому проводиться інтегрування. Тобто ймовірність вірогідної події дорівнює одиниці. На інших важливих умовах, яким повинна задовольняти Ψ -функція, ми зупинимось пізніше в § 9.4.

9.3. СПІВВІДНОШЕННЯ НЕВИЗНАЧЕНОСТЕЙ ГЕЙЗЕНБЕРГА

У класичній механіці стан руху частинки в будь-який момент часу можна визначити, знаючи її координати та імпульс. Для опису хвильових процесів у класичній механіці застосовується інша схема, яка базується на поняттях механіки суцільних середовищ. При цьому характеристики, що описують механічний рух і хвильові процеси, різні між собою.

Як уже зазначалось, мікрочастинки одночасно мають як хвильові, так і корпускулярні властивості. Тому їхній рух не може

бути описаний у межах суто корпускулярних або суто хвильових уявлень. Проте, якщо ми спробуємо описати рух мікрочастинки як корпусули, то наявність у неї хвильових властивостей має спричинити в такому разі до появи певних обмежень. Такі обмеження в 1927 році відкрив В. Гейзенберг, і їх було названо *співвідношеннями невизначеності*.

Щоб знайти ці співвідношення, розглянемо такий уявний дослід для одночасного визначення координати та імпульсу електрона (рис. 87). Нехай електрон рухається вздовж осі x і має імпульс \vec{p} . Щоб визначити координату вздовж осі y , поставимо на його шляху екран із щілиною шириною d . Якщо електрон пройде крізь щілину, то її координата y буде визначена з точністю до ширини щілини, тобто $\Delta y = d$. Проте після проходження щілини електрон, завдяки хвильовим властивостям дифрагує і відхиляється від початкового напрямку, тобто набуває невизначеного за величиною імпульсу Δp_y , який дорівнює:

$$\Delta p_y = p \operatorname{tg} \alpha = p \alpha, \quad (9.7)$$

(для малих кутів $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$, $\sin \alpha \approx \alpha$). Якщо крізь щілину пропускати значну кількість електронів, то на екрані внаслідок їх хвильових властивостей виникає дифракційна картина з максимумами та мінімумами. Якщо обмежитись центральним максимумом і мінімумами по обидві сторони і згадати умову отримання першого мінімуму (див. 3.8), то можна записати $d \sin \alpha = \lambda$. Оскільки $d = \Delta y$, а $\sin \alpha = \alpha$, то отримуємо

$$\Delta y \cdot \alpha = \lambda. \quad (9.8)$$

З корпускулярно-хвильової точки зору (9.7) і (9.8) повинні розглядатись спільно. Якщо врахувати, що λ є довжина хвилі де Бройля, яка, згідно з (9.1), дорівнює $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}$, і виключити із отриманих рівнянь кут α , то отримуємо

$$\Delta p_y \cdot \Delta y = h. \quad (9.9)$$

Зміст цього співвідношення полягає в тому, що для електрона неможливо одночасно як завгодно точно визначити коор-

динату та імпульс. Якщо $\Delta y = 0$, тобто буде точно визначена координата, то $\Delta p_y = \frac{h}{\Delta y} \rightarrow \infty$, і імпульс буде невизначеним, і навпаки, коли точно виміряти імпульс $\Delta p_y = 0$, то положення електрона в просторі $\Delta y = \frac{h}{\Delta p_y} \rightarrow \infty$ буде зовсім невизначеним.

При виведенні формули (9.9) було враховано лише перший мінімум. З врахуванням мінімумів вищих порядків формулу (9.9) записують ще так:

$$\Delta p_y \cdot \Delta y \geq \hbar, \quad (9.10)$$

де $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Аналогічні співвідношення записують і для інших просторових координат:

$$\begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x &\geq \hbar, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq \hbar. \end{aligned} \quad (9.11)$$

Ці формули отримали назву *співвідношення невизначеностей Гейзенберга*. Вони здобуті при спробі описати рух мікрочастинки за допомогою класичних характеристик координати та імпульсу, тоді як мікрочастинки мають також хвильові властивості. Оскільки в класичній фізиці координату та імпульс можна виміряти з будь-якою точністю, то співвідношення невизначеностей Гейзенберга задає межі застосування класичного способу описування руху мікрооб'єктів.

З врахуванням $\Delta p_x = m\Delta v_x$ формулу (9.11) запишемо так: $\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{m}$. Звідси випливає, що для мікрооб'єктів з великими масами добуток $\Delta x \cdot \Delta v_x$ буде дуже малий, близький до нуля. Це означає, що невизначеності в координаті і швидкості дуже малі, і для опису руху таких частинок можна застосувати поняття координати і траєкторії у відповідності з законами класичної механіки.

Розглянемо два приклади. Нехай куля масою 9 г летить зі швидкістю 1000 м/с, положення якої визначається

з точністю до 1 см, тоді невизначеність імпульсу дорівнює:

$$\Delta p_x = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{10^{-2} \text{ м}} = 6,6 \cdot 10^{-32} \frac{\text{КГ} \cdot \text{М}}{\text{с}}, \text{ імпульс кулі дорівнює}$$

$$p_x = 9 \cdot 10^{-3} \text{ КГ} \cdot 1000 \frac{\text{М}}{\text{с}} = 9 \frac{\text{КГ} \cdot \text{М}}{\text{с}}, \text{ а відносна невизначеність стано-}$$

$$\text{вить } \frac{\Delta p_x}{p_x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-32}}{9} = 7,3 \cdot 10^{-31} = 7,3 \cdot 10^{-29} \%. \text{ Це число настіль-}$$

ки мале, що жоден із лабораторних приладів не може його зафіксувати, і тому можна скористатися класичним описом руху кулі, точно визначити її місцезнаходження і траєкторію.

Другий приклад: розглянемо рух електрона в атомі. Координату рухомого електрона можна визначити з точністю до розмірів атома $\Delta x = 10^{-10} \text{ м}$, тоді невизначеність імпульсу

$$\text{буде } \Delta p_x = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{10^{-10} \text{ м}} = 6,6 \cdot 10^{-24} \frac{\text{КГ} \cdot \text{М}}{\text{с}}, \text{ імпульс електрона}$$

$$p_x = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ КГ} \cdot 2,3 \cdot 10^6 \frac{\text{М}}{\text{с}} = 2,1 \cdot 10^{-24} \frac{\text{КГ} \cdot \text{М}}{\text{с}}, \text{ відносна невизначе-}$$

$$\text{ність } \frac{\Delta p_x}{p_x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-24}}{2,1 \cdot 10^{-24}} \approx 3,1 \cdot 100 \% = 310 \%. \text{ Як бачимо, невизна-}$$

ченість настільки велика, що в цьому випадку поняття траєкторії, координати втрачає зміст, тобто описувати рух електрона в атомі закони класичної механіки не можуть.

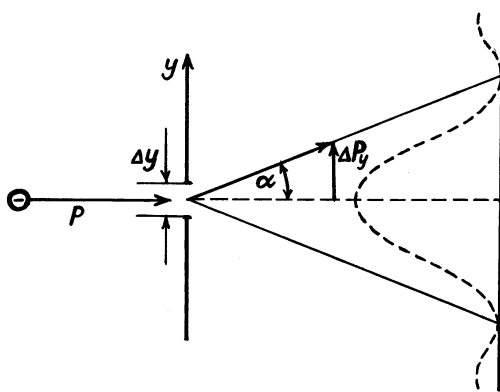


Рис. 87

Корпускулярно-хвильовий дуалізм мікрочастинок призводить не лише до невизначеності координати та імпульсу. Виникає невизначеність також у значеннях їхньої енергії. Дійсно, зміна кінетичної енергії $dE = d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = mv dv = vd(mv) = v dp$, або $\Delta E = v \Delta p_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \Delta p_x$, звідки $\Delta E \Delta t = \Delta x \Delta p_x$, а оскільки $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$, то

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (9.12)$$

Співвідношення (9.12) показує, що коли частинка перебуває в нестационарному (збудженому) стані протягом часу Δt , то значення її енергії може бути задане з обмеженою точністю. А це означає, що частота фотона, що випромінюється, також повинна мати невизначеність $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{\hbar}$. Тобто лінія спектра не буде строго монохроматичною. Вона буде розширена і буде охоплювати діапазон частот від $\nu + \Delta \nu$ до $\nu - \Delta \nu$.

9.4. РІВНЯННЯ ШРЕДІНГЕРА

У класичній механіці основне рівняння, що дозволяє за відомими силами, які діють на тіло, і початковими умовами знайти прискорення, швидкість, координати тіла в будь-який момент часу, є рівняння Ньютона. В квантовій механіці слід врахувати, що для мікрочастинок характерними є як корпускулярні, так і хвильові властивості. Тим самим обмежуються можливості застосування до таких частинок класичних понять про координати і швидкості (імпульси). Ймовірне (статистичне) тлумачення хвиль де Бройля і співвідношення невизначеностей Гейзенберга вказують на те, що основне рівняння руху в квантовій механіці повинно бути таким, щоб воно дозволяло пояснити хвильові властивості частинок, які спостерігаються на дослідах. Оскільки стан мікрочастинки визначається в квантовій механіці хвильовою функцією $\Psi(x, y, z, t)$, точніше $|\Psi|^2$, що вказує на ймовірність знаходження частинки в точці (x, y, z) в момент часу t , то

основне рівняння квантової механіки повинно бути рівнянням відносно функції $\Psi(x, y, z, t)$. Крім того, це рівняння повинно бути *хвильовим рівнянням*, тому що з нього повинні отримати своє пояснення досліди по дифракції мікрочастинок.

Таке рівняння було знайдено в 1926 році Е. Шредінгером. Так само, як і рівняння Ньютона, що лежать в основі класичної механіки, і не виводяться, рівняння Шредінгера також не можна вивести з інших елементарних принципів, і його розглядають в квантовій механіці як постулат. Справедливість рівняння Шредінгера визначається тим, що всі здобуті з його розв'язків висновки, які можна перевірити на дослідах, підтверджуються.

Рівняння Шредінгера має такий вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x, y, z, t) = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}. \quad (9.13)$$

Тут m — маса частинки, $U(x, y, z, t)$ — потенціальна енергія частинки в силовому полі, де частинка рухається,

$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа, $i = \sqrt{-1}$ — уявна одиниця, $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ — шукана функція.

Шукана хвильова функція (псі-функція) повинна бути засобом для опису фізичних явищ. Щоб виконати цю роль, хвильова функція, будучи розв'язком рівняння Шредінгера, повинна задовольняти таким умовам:

1) функція Ψ повинна бути скінченною (ймовірність не може бути неоднозначною) і неперервною (ймовірність не може змінюватись стрибкоподібно);

2) похідні $\frac{\partial\Psi}{\partial x}$, $\frac{\partial\Psi}{\partial y}$, $\frac{\partial\Psi}{\partial z}$, $\frac{\partial\Psi}{\partial t}$ повинні бути неперервні;

3) функція $|\Psi|^2$ повинна інтегруватися, і інтеграл $\int|\Psi|^2 dV$ повинен бути скінченним. Це є умова нормування.

Рівняння (9.13) називають часовим рівнянням Шредінгера, оскільки воно містить похідну від функції Ψ за часом. Але для великої кількості фізичних явищ, що відбуваються в мікросвіті, наприклад для опису поведінки електрона в атомі, важливо

вміти знаходити *стаціонарні* розв'язки рівняння Шредінгера, які не залежать від часу. Це має сенс для тих задач, в яких потенціальна енергія U не залежить від часу $U(x, y, z)$. В цьому випадку хвильову функцію, яка є розв'язком рівняння Шредінгера, представимо у вигляді двох співмножників, один з яких залежить лише від координат, другий — від часу:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-\frac{iE}{\hbar}t}, \quad (9.14)$$

тут E — повна енергія частинки, яка у випадку стаціонарного поля залишається сталою.¹ Підставимо (9.14) в рівняння Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-\frac{iE}{\hbar}t} \Delta\psi + U\psi e^{-\frac{iE}{\hbar}t} = i\hbar \left(-i \frac{E}{\hbar} \right) \psi e^{-\frac{iE}{\hbar}t}.$$

Скоротивши на множник $e^{-\frac{iE}{\hbar}t}$, отримаємо:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U\psi = E\psi. \quad (9.15)$$

Це є *рівняння Шредінгера для стаціонарних станів*. Надалі ми будемо користуватись саме таким рівнянням, яке записують ще так:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0. \quad (9.16)$$

У квантовій механіці користуються таким поняттям, як *оператор*. Під оператором мають на увазі певну математичну дію, завдяки якій вихідна функція перетворюється в іншу функцію. Наприклад, під оператором Δ розуміють двократне диференціювання по всім трьом координатам з наступним підсумовуванням отриманих виразів. Оператор може являти собою операцію множення вихідної функції Ψ на деяку функцію U .

¹ Формулу (9.14) можна отримати із (9.3), замінивши ω і λ через E і p , а саме $\omega = \frac{E}{\hbar}$, а $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{p}$, тоді $\Psi = \Psi_0 e^{\frac{i}{\hbar}(Et - px)}$, або $\Psi = \Psi_0 e^{\frac{i}{\hbar}px} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$. По-значимо $\Psi_0 e^{\frac{i}{\hbar}px}$ через $\psi(x)$, отримаємо $\Psi = \psi(x) e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$. Для просторової хвилі $\Psi = \psi(x, y, z) e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$.

Якщо символом \hat{H} позначити оператор, рівний сумі операторів $-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta$ і U :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U, \quad (9.17)$$

який називають оператором Гамільтона, або *гамільтоніаном*, то стаціонарне рівняння Шредінгера записують так:

$$\hat{H}\psi = E\psi. \quad (9.18)$$

Скорочувати в цьому рівнянні на ψ не можна, оскільки \hat{H} не є простим скалярним множником. Рівняння (9.18) слід розуміти так: оператор \hat{H} , діючий на функцію ψ , дорівнює повній енергії, помноженій на функцію ψ . Таким чином, оператор Гамільтона є оператор енергії.

У квантовій механіці динамічним змінним зіставляються інші оператори, наприклад, оператори імпульсу, моменту імпульсу і т. д. Для кожної динамічної змінної величини q складається рівняння, аналогічне (9.18). Воно має вигляд

$$\hat{Q}\psi = q\psi, \quad (9.19)$$

де \hat{Q} — оператор для змінної величини q .

9.5. КВАНТУВАННЯ ЕНЕРГІЇ

Рівняння Шредінгера дозволяє знайти хвильову псі-функцію даного стану і тим самим визначити ймовірність знаходження мікрочастинки в певних точках простору. Крім цього, із рівняння (9.18) і умов, яким повинна задовольняти псі-функція, випливають правила квантування енергії. За своїм змістом псі-функція повинна бути однозначною, неперервною і скінченною, а також мати скінченні і неперервні похідні. Сукупність цих умов носить назву *стандартні умови*.

В рівняння Шредінгера в якості параметра входить повна енергія E мікрочастинки. В теорії диференціальних рівнянь

доводиться, що рівняння виду (9.18) мають розв'язки, які задовольняють стандартним умовам не при будь-яких значеннях параметрів рівняння, а лише при деяких обраних значеннях. У нашому випадку ми можемо знайти псі-функцію, що задовольняє стандартним умовам не при будь-яких значеннях енергії E , а лише при певних. Ці певні значення називають *власними значеннями* відповідної величини (у нашому випадку енергії). Розв'язки, що відповідають власним значенням E , називають *власними функціями* задачі.

Сукупність власних значень називають *спектром* величини. Якщо сукупність утворює дискретну послідовність власних значень, спектр називають *дискретним*. Якщо власні значення утворюють неперервну послідовність, спектр називають *суцільним*. В подальшому ми обмежимося розглядом лише таких задач та прикладів, в яких спектр власних значень буде дискретним.

У випадку дискретного спектра власні значення і власні функції можна пронумерувати:

$$\begin{aligned} E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \\ \Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_n. \end{aligned} \quad (9.20)$$

Таким чином, квантування енергії отримуємо з основного рівняння квантової механіки, на відміну від постулятивного принципу Бора.

9.6. МІКРОЧАСТИНКА В ПОТЕНЦІАЛЬНІЙ ЯМІ

Знаходження власних значень і власних функцій, як правило, досить складна математична задача. Розглянемо достатньо простий та повчальний приклад розв'язування стаціонарного рівняння Шредингера.

Знайдемо власні значення енергії і відповідні їм значення власних функцій для частинки масою m , що знаходиться в одновимірній нескінченно глибокій потенціальній ямі шириною l (рис. 88).

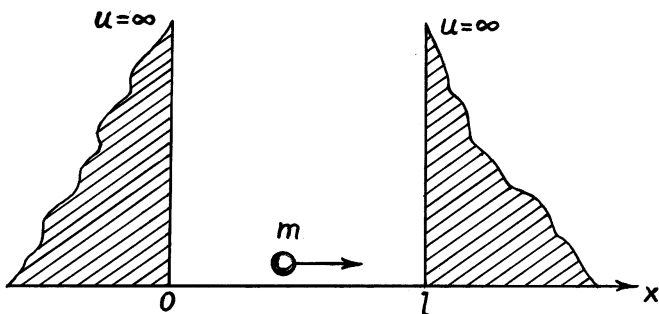


Рис. 88

Всередині ями $0 \leq x \leq l$ потенціальна енергія U дорівнює нулю, а зовні $x < 0$ і $x > l$ перетворюється в нескінченність. Очевидно, що частинка може переміщуватись лише всередині ями і не може вийти за її межі.

Розглянемо стаціонарне рівняння Шредінгера у вигляді (9.16). Для нашого одномірного випадку воно буде мати такий вигляд:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \quad (9.21)$$

Оскільки за межі потенціальної ями частинка потрапити не може, то ймовірність виявити її там і, відповідно, ψ за межами будуть дорівнювати нулю. Із умови неперервності виходить, що ψ повинна дорівнювати нулю і на границях ями, тобто:

$$\psi(0) = \psi(l) = 0. \quad (9.22)$$

Це і є стандартна умова для нашої задачі.

Оскільки всередині ями $U = 0$, то рівняння Шредінгера запишемо так:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0. \quad (9.23)$$

Введемо позначення

$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E, \quad (9.24)$$

тоді рівняння Шредінгера буде мати відомий вигляд, з яким ми вже не раз зустрічалися:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\omega^2\psi. \quad (9.25)$$

Розв'язком цього рівняння є

$$\psi(x) = a \sin(\omega x + \alpha). \quad (9.26)$$

Із умови $\psi(0) = 0$ також маємо

$$\psi(0) = a \sin \alpha, \quad (9.27)$$

звідки виходить, що α повинна дорівнювати нулю. Із умови $\psi(l) = 0$ також маємо:

$$\psi(l) = a \sin \omega l, \quad (9.28)$$

що можливо у випадку, якщо

$$\omega l = \pm \pi n, \text{ де } n = 1, 2, 3, \dots \quad (9.29)$$

Знайдемо ω і підставимо його в (9.24), тоді для енергії будемо мати такі власні значення:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2, \text{ де } n = 1, 2, 3, \dots \quad (9.30)$$

Спектр енергії виявився дискретним.

Оцінімо відстань між сусідніми енергетичними рівнями

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n. \text{ Якщо взяти молекулу}$$

газу $m \sim 10^{-26}$ кг в посудині розміром $l = 10$ см = 0,1 м, то відстань між сусідніми енергетичними рівнями буде дорівнювати

$$\Delta E \approx \frac{(3,14)^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-68}}{10^{-26} \cdot 10^{-2}} \cdot n = 10,9 \cdot 10^{-40} \cdot n \text{ Дж} = 6,8 \cdot 10^{-21} \cdot n \text{ еВ. Така}$$

дуже мала різниця між сусідніми енергетичними рівнями говорить про те, що вони розташовані дуже щільно і практично утворюють суцільний спектр. І хоча квантування енергії має місце, але на характер руху молекули воно впливати не буде, і тому для описування її руху можна застосовувати рівняння класичної механіки.

Інший результат ми отримуємо для електрона, який рухається в області з границями порядку розмірів атома $l \sim 10^{-10}$ м. Тоді маємо: $\Delta E \approx \frac{(3,14)^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-68}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-20}} \cdot n \approx 1,2 \cdot 10^{-17} \cdot n$ Дж $\approx 1 \cdot 10^2 \cdot n$ еВ. Як бачимо, тут дискретність енергетичних рівнів досить значна.

Сама хвильова функція має вигляд:

$$\psi_n(x) = a \sin \frac{n\pi x}{l}. \quad (9.31)$$

Для знаходження амплітуди a скористуємось умовою нормування, а саме:

$$a^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1. \quad (9.32)$$

На кінцях проміжку інтегрування підінтегральна функція перетворюється в нуль, тому значення інтеграла можна отримати, помноживши середнє значення $\sin^2 \frac{n\pi x}{l}$, яке дорівнює $\frac{1}{2}$, на довжину l . Тоді отримуємо $a^2 \cdot \frac{1}{2} l = 1$, звідки $a = \sqrt{\frac{2}{l}}$. Таким чином, власні функції будуть мати вигляд:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l}, \text{ де } n = 1, 2, 3, \dots \quad (9.33)$$

На рис. 89а зображені графіки власних функцій для різних n , а на рис. 89б графіки густини ймовірності знаходження частинки на різних відстанях від стінок ями.

Із графіка 89б видно, що при $n = 2$, частинку виявити всередині ями неможливо. Згідно з класичними уявленнями, всі положення частинки в ямі рівно ймовірні.

В реальних умовах висота потенціальної ями скінченна. Наприклад, електрон всередині металу може рухатись, проте його виходу в навколишній простір перешкоджає потенціальний бар'єр, висота якого дорівнює роботі виходу електрона з металу. Розв'язуючи рівняння Шредінгера для такої задачі, отримуємо такі результати:

- енергія електрона в такій ямі також буде квантовою;
- існує відмінна від нуля ймовірність того, що електрон з енергією, меншою за висоту потенціального бар'єра, вийде за його межі, чого не може бути, згідно з класичними уявленнями.

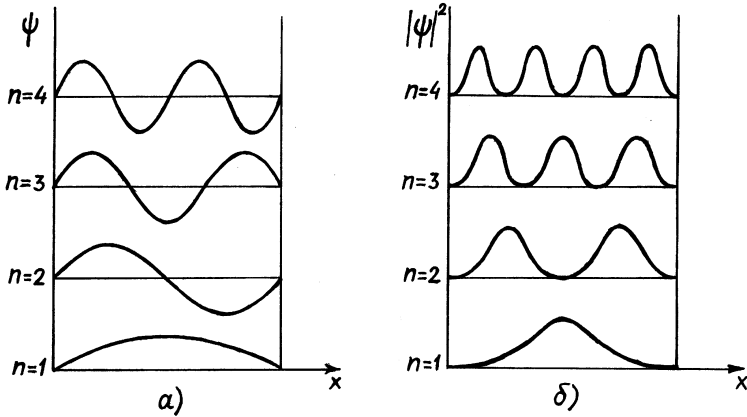


Рис. 89

9.7. КВАНТУВАННЯ МОМЕНТУ ІМПУЛЬСУ

У квантовій механіці кожній фізичній величині можна задати свій оператор (9.19). Для моменту імпульсу існують чотири оператори: \hat{L}^2 — оператор квадрата моменту імпульсу і три оператора проєкцій моменту імпульсу на осі координат: $\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z$. Одночасно можуть мати визначені значення лише квадрат моменту імпульсу і одна із проєкцій. Дві інші проєкції будуть невизначеними. Це означає, що «вектор» моменту імпульсу не має визначеного напрямку в просторі.

Розв'язок стаціонарного рівняння Шредінгера для квадрату моменту імпульсу

$$\hat{L}^2 \psi = L^2 \psi \quad (9.34)$$

дуже складний, і тому обмежимося кінцевим результатом. Власні значення оператора квадрата моменту імпульсу дорівнюють:

$$L^2 = \hbar^2 l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (9.35)$$

де l — квантове число, яке називають *орбітальним*, або *азимутальним*. Отже, модуль моменту імпульсу може мати лише такі дискретні значення:

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (9.36)$$

тобто момент імпульсу квантований.

Розв'язуючи стаціонарне рівняння Шредингера відносно проекції моменту імпульсу, наприклад, на вісь z

$$\hat{L}_z \psi = L_z \psi, \quad (9.37)$$

також можна знайти власні значення оператора проекції моменту імпульсу

$$L_z = m\hbar, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (9.38)$$

тут m — *магнітне квантове число*. Таким чином, проекція моменту імпульсу також квантована.

Оскільки проекція вектора не може бути більшою за модуль, то повинна виконуватись умова:

$$|m\hbar| \leq \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (9.39)$$

Звідси виходить, що максимальне значення $|m|$ дорівнює l , тобто m може приймати значення

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l. \quad (9.40)$$

Із правил квантування моменту імпульсу бачимо, що сталу Планка \hbar можна розглядати як одиницю виміру моменту імпульсу.

Момент імпульсу для системи, що включає декілька мікрочастинок, наприклад, атома, дорівнює сумі моментів окремих частинок. Сумарний момент атома, як і кожний момент, квантується за таким загальним правилом:

$$L_L = \hbar\sqrt{L(L+1)}, \quad (9.41)$$

де L — орбітальне квантове число результуючого моменту. У випадку системи, що складається з двох мікрочастинок, число L може мати такі значення:

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|, \quad (9.42)$$

де l_1 і l_2 — числа, що визначають модулі відповідних моментів $L_i = \hbar\sqrt{l_i(l_i+1)}$. Результуючий момент може мати $2l_2 + 1$, або $2l_1 + 1$ різних значень (необхідно взяти менше із двох l).

Проекція результуючого моменту імпульсу атома на виділений напрямок, як і для будь-якого моменту, визначається так:

$$L_z = m_L \hbar, \quad m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm L. \quad (9.43)$$

Механічні моменти, як це відомо із частини II (3.59), нерозривно пов'язані з магнітними моментами. Магнітні моменти можуть взаємодіяти між собою, як, наприклад, взаємодіють дві рамки зі струмом. Кожному із можливих значень результуючого моменту імпульсу буде відповідати своє значення енергії взаємодії. При дії на систему слабого магнітного поля зв'язок між моментами не порушується, і на напрямок B проектується результуючий момент. У випадку сильного магнітного поля зв'язок між моментами розривається, і на виділений напрямок проектується кожен момент окремо.

9.8. КВАНТОВИЙ ГАРМОНІЧНИЙ ОСЦИЛЯТОР

Гармонічним осцилятором називають частинку, яка здійснює одномірні коливальні рухи під дією квазіпружної сили $F = -kx$. Модель гармонічного осцилятора добре описує коливання атомів всередині молекули, або в рідині (частина I, 10.1), або в твердому тілі (частина I, § 11.1, § 11.2). Потенціальна енергія гармонічного осцилятора (частина I, 6.8) є параболічна функція координати x :

$$U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}. \quad (9.44)$$

Запишемо рівняння Шредингера для одномірного гармонічного осцилятора:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0, \quad (9.45)$$

тут E — повна енергія осцилятора.

Опустимо громіздкі математичні розрахунки і запишемо кінцевий результат. Рівняння (9.45) буде мати скінченні, однозначні і неперервні розв'язки лише тоді, коли параметр E (енергія мікрочастинки) набуває таких дискретних, квантованих значень:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega, \text{ де } n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (9.46)$$

На рис. 90 показано схему енергетичних рівнів гармонічного осцилятора. Для наочності енергетичні рівні вписані в параболічну криву потенціальної енергії (9.44). Рівні енергії гармонічного осцилятора є еквідістантними, тобто знаходяться один від одного на однакових відстанях.

Мінімальне значення енергії дорівнює $E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega$. Це значення називають *нульовою енергією*. У класичній фізиці показано, що середнє значення енергії теплового руху пропорційне kT . Тоді із зменшенням температури $T \rightarrow 0$, енергія також повинна прямувати до нуля, що суперечить квантовомеханічному результату, а саме існуванню нульової енергії. Досліди по розсіюванню світла на коливаннях атомів кристалу при низьких температурах підтвердили наявність нульової енергії.

Квантова механіка дозволяє розрахувати ймовірності різних переходів квантової системи з одного стану в інший. Такі розрахунки показали, що для гармонічного осцилятора можливі лише переходи між сусідніми рівнями. При таких переходах квантове число n змінюється на одиницю:

$$n = \pm 1. \quad (9.47)$$

Умови, що накладаються на зміну квантових чисел при переходах системи з одного стану в інший, називаються *правилами відбору*. Таким чином, для гармонічного осцилятора правило відбору виражається формулою (9.47). Із правила відбору витікає, що енергія гармонічного осцилятора може змінюватися лише порціями $\hbar\omega = h\nu$. Щоб розрахувати випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, Планку довелося без доказу постулювати цей факт. В квантовій механіці його отримують як наслідок із рівнянь.

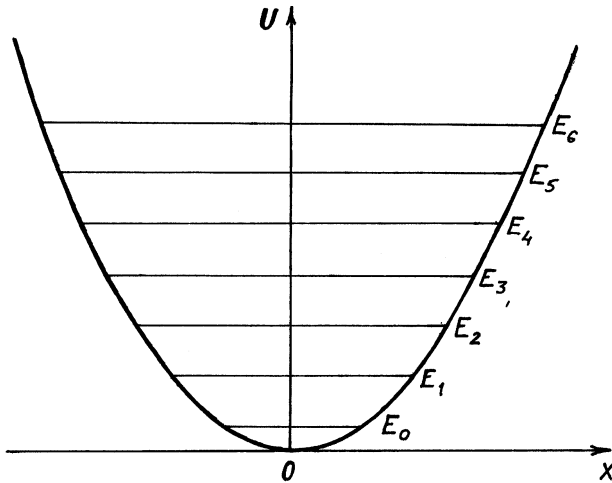


Рис. 90

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Поясніть ідею де Бройля.
2. Що таке дебройлівська довжина хвилі і чому вона дорівнює?
3. Які досліди підтверджують хвильові властивості електронів?

4. Поясніть принцип роботи електронного мікроскопа.
5. Сформулюйте статистичне тлумачення змісту хвиль де Бройля.
6. Що таке хвильова функція? Який вона має вигляд?
7. Як визначають хвильову функцію в квантовій механіці?
8. Що можна визначити за допомогою хвильової функції?
9. Запишіть і поясніть умову нормування.
10. Що таке співвідношення невизначеностей?
11. Запишіть та поясніть формулу невизначеностей для координати та імпульсу.
12. Чому не користуються співвідношенням невизначеностей для частинок, що мають велику масу?
13. Запишіть і поясніть невизначеності в енергії та часі.
14. Навіщо потрібне і яким повинно бути основне рівняння квантової механіки?
15. Яким умовам повинен задовольняти розв'язок рівняння Шредінгера?
16. Запишіть рівняння Шредінгера для стаціонарного стану.
17. Що таке оператор Гамільтона? Якій фізичній величині він зіставляється?
18. Що таке власні значення енергії і що таке власні функції?
19. Розгляньте та поясніть знаходження мікрочастинки в потенціальній ямі з квантової точки зору.
20. опишіть рух електрона всередині метала з квантової точки зору та поясніть відмінність його руху в порівнянні з класичними уявленнями.
21. Чому дорівнює модуль моменту імпульсу та його проекція на визначений напрямок?
22. Які квантові числа квантують момент імпульсу та його проекцію?
23. Чому дорівнює енергія квантового гармонічного осцилятора?
24. Що таке нульова енергія?
25. Запишіть і поясніть правила відбору для квантового осцилятора.

10.1. КВАНТОВО-МЕХАНІЧНА МОДЕЛЬ АТОМА ВОДНЮ

Описування станів атомів та молекул за допомогою рівняння Шредінгера є достатньо складною задачею. Найбільш просто вона розв'язується для найпростішого елемента водню, а також воднеподібних іонів (одноразово іонізованого атома гелію, двічі іонізованого атома літію та ін.), тобто таких систем, де один електрон знаходиться в полі ядра. Проте і в цих випадках математичний розв'язок задачі виходить за межі нашого курсу. Тому будемо розглядати лише основні результати, отримані при застосуванні рівняння Шредінгера до атома водню.

Потенціальна енергія електрона в атомі водню дорівнює $U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$. Рівняння Шредінгера має вигляд:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0. \quad (10.1)$$

Поле, в якому рухається електрон, є центрально-симетричним. Тому доцільно при розв'язуванні задачі користуватись не декартовою системою координат (x, y, z) , а сферичною (r, θ, φ) . У сферичних координатах рівняння Шредінгера (10.1) розбивається на три рівняння, кожне з яких містить лише одну змінну r , θ або φ . Це спрощує розв'язок задачі, оскільки кожне із здобутих рівнянь — це звичайне диференціальне рівняння.

Розв'язок рівняння Шредінгера має вигляд:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = f_1(r) \cdot f_2(\theta) \cdot f_3(\varphi). \quad (10.2)$$

Кожна з функцій повинна відповідати стандартним умовам, тобто бути однозначною, скінченною і неперервною. Це буде

лише при певних відповідних дискретних параметрах. Математично дискретність полягає в тому, що будь-яка з функцій рівняння (10.2) має цілий набір (спектр) розв'язків, кожному з яких відповідає визначене квантове число. Тому, на відміну від розглянутого вище прикладу з потенціальною ямою в § 9.6, стан електрона в атомі водню буде характеризуватись не одним, а трьома квантовими числами.

Розв'язавши рівняння відносно r , знаходять значення енергії атома водню. З'ясувалось, що енергія атома квантується, тобто набуває таких дискретних значень:

$$E = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (10.3)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ називають *головним квантовим числом*. Вираз (10.3) збігається з виразом енергії (8.14), отриманим в теорії Бора. Проте при його здобутті не було введено жодних постулатів, як в теорії Бора.

Для воднеподібних атомів потенціальна енергія дорівнює

$$U = -\frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}, \quad \text{де } z \text{ — заряд ядра і, відповідно, повна енергія}$$

$$E = -\frac{me^4 z^2}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Розв'язавши рівняння відносно θ , можна знайти момент імпульсу електрона L . Допустимі значення моменту імпульсу утворюють дискретний ряд значень, що визначаються *орбітальним квантовим числом* l :

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (10.4)$$

де число l може приймати значення $0, 1, 2, \dots, n-1$. Це число характеризує орбітальний момент імпульсу електрона відносно ядра.

І, нарешті, розв'язуючи рівняння Шредінгера відносно φ , знаходимо проєкцію моменту імпульсу на виділений напрямок, наприклад, напрямок зовнішнього магнітного поля:

$$L_z = m\hbar, \quad (10.5)$$

де m — магнітне квантове число, яке набуває цілочислових значень в інтервалі, обмеженому орбітальним квантовим числом l (від $(-l)$, через нуль, до $(+l)$).

$$m = -l, \dots, -1, 0, 1, \dots, l. \quad (10.6)$$

Дискретний характер проєкцій моменту імпульсу L_{iz} на виділений напрямок отримав назву *просторового квантування*. У зовнішньому магнітному полі момент імпульсу електрона може набувати лише таких напрямків, проєкція яких на напрямок цього поля буде виражатись цілим числом. На рис. 91 показані різні орієнтації вектора \vec{L} при заданому значенні орбітального квантового числа l .

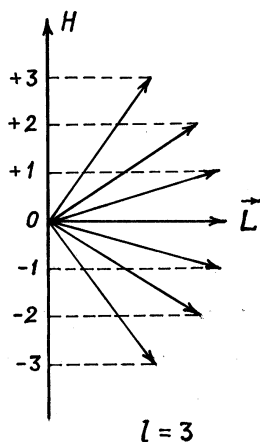


Рис. 91

Отже, стан електрона в атомі описується трьома квантовими числами n , l , m , значення яких визначають величину енергії, моменту імпульсу та проєкції моменту імпульсу на виділений напрямок. Оскільки енергія електрона квантується числом n , то кожному власному значенню енергії E_n будуть відповідати декілька власних функцій ψ_{nlm} , які відрізняються значеннями квантових чисел l і m . Це означає, що атом водню може мати одне і те ж значення енергії, знаходячись при цьому в декількох

різних станах. В нижчеприведеній таблиці представлені відповідні стани для перших трьох енергетичних рівнів.

Рівень енергії	Псі-функція Ψ_{nlm}	Квантові числа		
		n	l	m
E_1	Ψ_{100}	1	0	0
E_2	Ψ_{200}	2	0	0
	Ψ_{21-1}	2	1	-1
	Ψ_{210}	2	1	0
E_3	Ψ_{211}	2	1	1
	Ψ_{300}	3	0	0
	Ψ_{31-1}	3	1	-1
	Ψ_{310}	3	1	0
	Ψ_{311}	3	1	1
	Ψ_{32-2}	3	2	-2
	Ψ_{32-1}	3	2	-1
	Ψ_{320}	3	2	0
Ψ_{321}	3	2	1	
Ψ_{322}	3	2	2	

Стани з однаковою енергією називають *виродженими*, а число їх різних станів називають *кратністю виродження* відповідного енергетичного рівня. Кратність виродження рівнів водню легко підрахувати, виходячи із можливих значень l і m . Кожному із n значень квантового числа l відповідає $2l+1$ значень квантового числа m . Отже, число різних станів, що відповідають даному n , дорівнює

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (10.7)$$

Таким чином, кратність виродження енергетичних рівнів атома водню n^2 .

Стани з різними значеннями орбітального квантового числа l відрізняються величиною моменту імпульсу. Електрон, який знаходиться в стані з $l = 0$, в атомній фізиці прийнято називати s -електроном (відповідний стан — s -стан), з $l = 1-p$ стан,

з $l = 2$ — d -стан, з $l = 3$ — f стан, далі йдуть g , h і т. д. за латинським алфавітом. Вказуючи перед кожним умовним позначенням квантового числа l значення головного квантового числа n , можливі стани електрона в атомі водню будуть мати такий вигляд

$1s$
 $2s, 2p$
 $3s, 3p, 3d$
 $4s, 4p, 4d, 4f$
 $5s, 5p, 5d, 5f, 5g$ і т. д.

Відомо, що випромінювання і поглинання світла відбувається при переході електрона з одного енергетичного рівня на інший. При такому переході фотон, що випромінюється чи поглинається, має власний момент імпульсу. При випромінюванні він уносить із атома цей момент, рівний приблизно \hbar , а при поглинанні навпаки, привносить його, тому при різних переходах орбітальне квантове число l , яке квантує момент імпульсу, може змінюватись лише на одиницю:

$$\Delta l = \pm 1. \quad (10.8)$$

Це є так зване *правило відбору*. Фактично правило відбору — це наслідок закону збереження моменту імпульсу.

На рис. 92 схематично зображені енергетичні рівні атома водню, частково їх виродження, а також можливі переходи, які дозволяє правило відбору.

Стан $1s$ є основний стан атома водню. В цьому стані атом має найменшу енергію. Щоб перевести атом з основного стану в збуджений, йому необхідно надати енергію. Це можна здійснити за рахунок теплової взаємодії, або за рахунок зіткнення атома з досить швидким електроном, або ж за рахунок поглинання атомом фотона. Фотон в останньому випадку зникає, передаючи атому свою енергію. Атом може поглинути лише ті фотони, енергія яких дорівнює різниці енергій двох рівнів. Тоді спектр поглинання атома повинен мати лінії, які відповідають переходам

$$1s \rightarrow np, \text{ де } n = 2, 3, 4, \dots \quad (10.9)$$

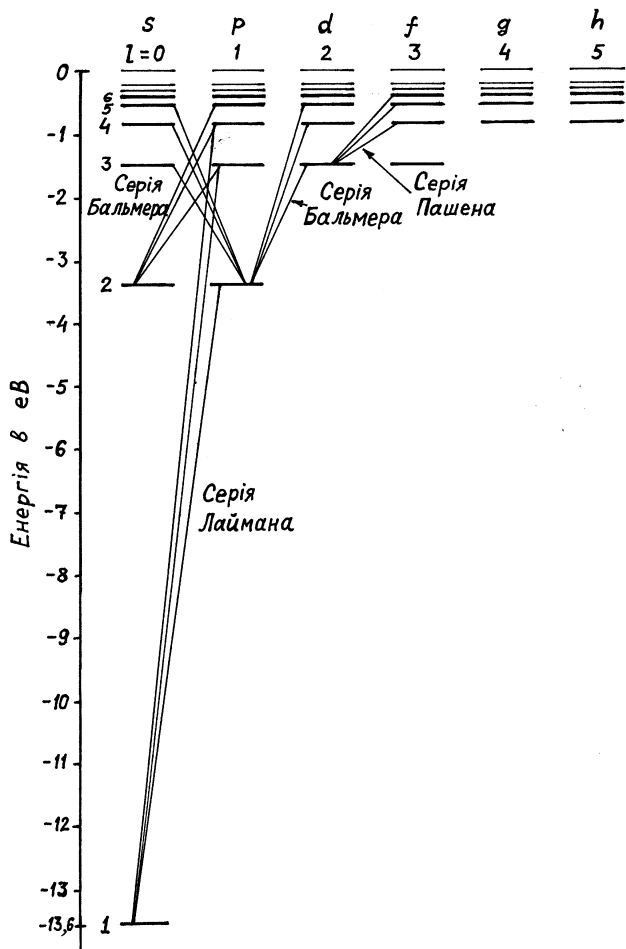


Рис. 92

Розглянемо розподіл густини ймовірності $\Psi \Psi^*$ знаходження електрона в атомі водню. В загальному випадку вона залежить як від трьох координат r, θ, φ , так і від квантових чисел n, l, m . Кожен стан характеризується своїм відмінним від інших розподілом густини ймовірності. Результати розрахунку розподілу густини ймовірності ω в залежності від абсолютного значення радіуса r представлені на рис. 93.

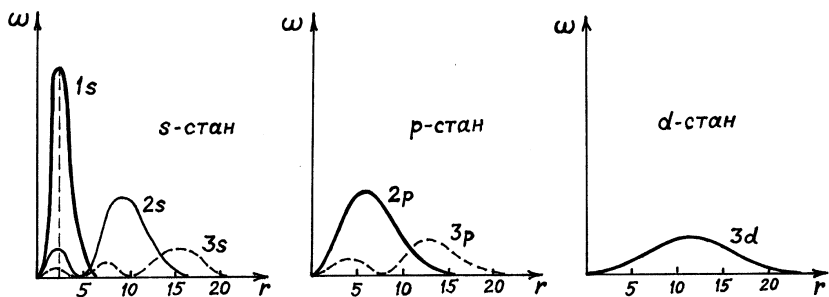


Рис. 93

За одиницю масштабу для осі r прийнятий радіус першої орбіти Бора (8.12), коли $n = 1$. Порівнюючи рис. 93 з рис. 83, бачимо, що, за теорією Бора, електрон рухається по певним фіксованим орбітам. Згідно ж з квантовою механікою, електрон можна виявити лише в певній електронній хмаринці. Максимальна ймовірність в стані $1s$ відповідає першому борівському радіусу r_1 . Ймовірність виявити електрон на інших відстанях менша, проте не дорівнює нулю. Електрон, що знаходиться в $2p$ стані, має максимальну ймовірність поблизу $4r_1$, а електрон в $3p$ стані — поблизу $12r_1$.

10.2. ЛУЖНІ МЕТАЛИ

Розгляд квантових властивостей атомів лужних металів так само, як і розгляд атома водню та воднеподібних атомів почнемо із дослідження їх спектрів. Спектри лужних металів багато в чому схожі на спектр випромінювання водню і мають декілька серій ліній, які отримали назву: головна, різка, дифузійна і основна. Головна серія відповідає переходам електрона в основний стан, вона також спостерігається і при поглинанні. Різка і дифузійна мають вигляд різких і розмитих (дифузійних) ліній. Основна серія, або ще її називають серія ліній Бергмана, схожа на серії ліній водню.

На рис. 94 зображені енергетичні рівні та переходи між ними для атома натрію. Ця схема відрізняється від аналогічної схеми

для атома водню (рис. 92) тим, що енергетичні рівні, які відповідають певному головному квантовому числу n , але з різними l , лежать на неоднаковій висоті. Разом з тим обидві схеми багато в чому схожі. Це дає підставу вважати, що спектри лужних металів випромінюються валентними зовнішніми електронами.

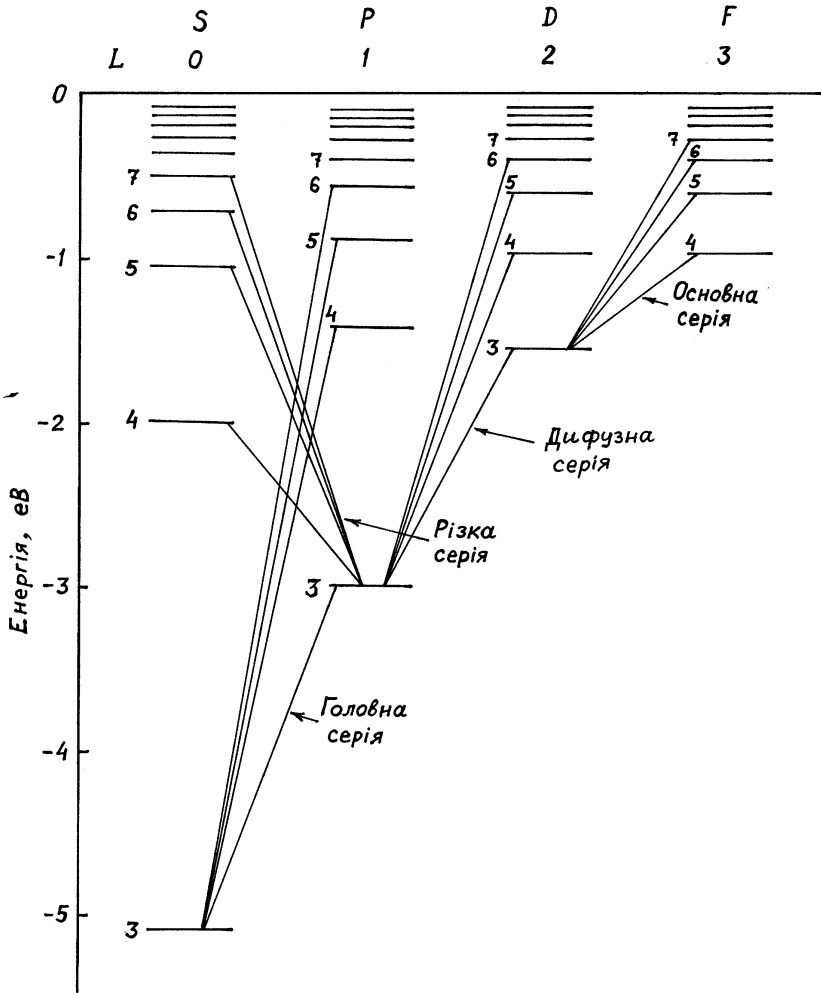


Рис. 94

Із рис. 94 видно, що енергія стану з одним і тим значенням квантового числа n різна. Вона залежить від величини моменту імпульсу електрона. Це підтверджується квантово-механічними розрахунками, які ми тут не приводимо. В атомах лужних металів, які більш складні, ніж атом водню, кожен електрон рухається в полі, що створює ядро і решта електронів. На відміну від атома водню, це усереднене поле не є кулонівським полем, але має центральну симетрію, тобто залежить від r . Розв'язок рівняння Шредінгера для електрона, який рухається в центральносиметричному некулонівському полі, показує, що енергетичні рівні залежать не тільки від квантового числа n , а і від квантового числа l :

$$E = E_{nl} \quad (10.10)$$

Таким чином знімається виродження по l . Із збільшенням l енергія рівнів з однаковим n зростає.

Дослідження оптичних спектрів іонів лужних металів показало, що момент імпульсу атомного залишку (тобто ядра та інших електронів, крім зовнішнього, валентного електрона) дорівнює нулю. Отже, момент імпульсу атома лужного металу дорівнює моменту імпульсу його валентного електрона, і тоді L атома співпадає з l цього електрона. Для валентних електронів атомів лужних металів діє таке ж саме правило відбору (10.8), як і для електрона атома водню. При збудженні атома лужного металу і при випромінюванні ним світла змінюється лише стан валентного електрона. Спектральні лінії для натрію можна виразити так:

головна серія $nP \rightarrow 3S \quad n = 3, 4, \dots$

різка серія $nS \rightarrow 3P \quad n = 4, 5, \dots$

дифузійна серія $nD \rightarrow 3P \quad n = 3, 4, \dots$

основна серія $nF \rightarrow 3D \quad n = 4, 5, \dots$

10.3. СПІН ЕЛЕКТРОНУ

Як було показано раніше (частина II, § 3.8), електрон, поряд з орбітальним механічним моментом імпульсу L , який було позначено через L_l , має нерозривно пов'язаний з ним орбітальний магнітний момент $p = iS$, який позначимо μ_l . Якщо пучок атомів пропускати через досить сильне і неоднорідне магнітне поле, то внаслідок просторового квантування моменту імпульсу та пов'язаного з ним магнітного моменту, він буде розщеплюватись на $2l+1$ пучків, де l — орбітальне квантове число. Це було підтверджено в 1922 р. у дослідах Штерна і Герлаха. Найцікавіші та несподівані результати були отримані в цих дослідах з атомарним воднем. В основному стані, поки $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$ розщеплення пучка атомів в магнітному полі не повинно бути. Проте в експерименті спостерігалось роздвоєння пучка. Пояснити цей несподіваний результат теорія не могла. Крім того, дослідження спектрів лужних металів, які в той час проводились за допомогою приладів з великою розрізнявальною здатністю, показали, що кожна лінія спектра також роздвоюється і являє собою дублет. Наприклад, характерна жовта лінія натрію $3P \rightarrow 3S$ (рис. 94) складається з двох ліній з довжинами хвиль 5890 і 5896 ангстрем.

Розщеплення ліній на компоненти називається *тонкою структурою*. Лінії, які складаються із декількох компонент, отримали назву *мультиплетів*. Тонка структура, крім лужних металів, виявилась також і у інших елементів, причому число компонент в мультиплеті дорівнювало двом (дублет), трьом (триплет), чотирьом (квартет) і т. д.

Для пояснення незрозумілого результату дослідів Штерна і Герлаха, а також наявності в спектрах речовин тонкої структури Гаудсміт і Уленбек в 1925 році висунули гіпотезу про те, що електрон, крім орбітального моменту імпульсу L_l , має свій власний момент імпульсу L_s , не пов'язаний ніяким чином з рухом електрона в просторі. Цей власний момент назвали *спіном*.

Спочатку вважалося, що спін зумовлений обертанням електрона навколо своєї осі, подібно до дзиги. Дослідження, що

проводились пізніше, показали неспроможність такої моделі. Уявлення про електрон, як кульку, що обертається навколо своєї осі, було хибним.

Крім того, було встановлено, що електрон поряд із своїм власним механічним моментом імпульсу L_s має також власний магнітний момент μ_s . Відношення власного магнітного моменту електрона до механічного, так зване *гіромагнітне відношення*, отримане на дослідах, дорівнює

$$\frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{m_e}. \quad (10.11)$$

де e — заряд електрона, а m_e — маса електрона.

Гіромагнітне відношення для орбітальних моментів електрона (див. формулу (3.59), частина II) дорівнювало

$$\frac{\mu_l}{L_l} = -\frac{e}{2m_e}, \quad (10.12)$$

тобто було в два рази менше, ніж для власних моментів.

Спін слід вважати як внутрішню характеристику, притаманну електрону, подібно тому, як він має заряд і масу. Наявність у електрона спіну було пізніше підтверджено багатьма дослідями. Слід зауважити, що із рівняння Шредінгера наявність спіну не впливає. Автоматично наявність спіну і всіх його властивостей впливає із встановленого Діраком рівняння квантової механіки, яке задовольняє вимогам теорії відносності. Тобто спін електрона є одночасно як квантовою, так і релятивістською характеристикою. Спін мають також протон, нейтрон та цілий ряд інших елементарних частинок.

Величина власного моменту імпульсу електрона квантується за загальним правилом квантової механіки, так званим *спіновим квантовим числом s* за законом:

$$L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}. \quad (10.13)$$

Проекція спіну на заданий напрямок також повинна бути квантована, і вектор L_s може мати $2s+1$ різних орієнтацій в магнітному полі. Із дослідів Штерна і Герлаха виходить, що для

спіну електрона таких орієнтацій існує всього дві, тоді маємо $2s+1 = 2$ і звідси $s = \frac{1}{2}$.

Спінове квантове число, на відміну від розглянутих вище квантових чисел: головного (n), орбітального (l) і магнітного (m), не є цілим числом. Числове значення спіну електрона дорівнює:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{\hbar \sqrt{3}}{2}. \quad (10.14)$$

Проекцію спіну на напрямок зовнішнього поля записують так:

$$L_{sz} = m_s \hbar, \text{ де } m_s = \pm \frac{1}{2}. \quad (10.15)$$

Власне значення магнітного моменту електрона, який пов'язаний з механічним, знайдемо із (10.11) з врахуванням (10.14):

$$\mu_s = -\frac{e}{m_e} L_s = -\frac{e\hbar}{2m_e} \sqrt{3} = -\mu_B \sqrt{3}. \quad (10.16)$$

Величину $\frac{e\hbar}{2m_e} = \mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл називають *магнетоном Бора*. Знак мінус вказує на те, що механічний L_s і магнітний μ_s моменти електрона направлені в протилежні сторони.

Проекція власного магнітного моменту електрона на заданий напрямок може мати такі значення:

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m_e} L_{sz} = -\frac{e\hbar}{m_e} \left(\pm \frac{1}{2} \right) = \pm \mu_B. \quad (10.17)$$

Таким чином, проекція власного моменту імпульсу електрона, згідно з (10.15), може приймати значення $+\frac{1}{2}\hbar$ і $-\frac{1}{2}\hbar$, а власного магнітного моменту $+\mu_B$ — і $-\mu_B$. В ряд формул для енергії входять не самі моменти, а їх проекції. Тому прийнято говорити, що власний механічний момент електрона дорівнює

половині \hbar , а його власний магнітний момент — одному магнетону Бора.

Розглянемо тепер на прикладі атома натрію, як за допомогою спіну електрона можна пояснити розщеплення спектральних ліній, так звану тонку структуру. Як вказувалось раніше, момент атома дорівнює моменту валентного електрона, оскільки момент атомного залишку дорівнює нулю. Момент валентного електрона складається з двох моментів — орбітального L_p , зумовленого рухом електрона в атомі, і спінового L_s , який не пов'язаний з рухом електрона. Результируюча цих двох моментів дає повний момент імпульсу атома. Складання моментів відбувається за тими самими правилами, за якими склалися орбітальні моменти різних електронів (див. формулу 9.41). Величина повного моменту L_j визначається квантовим числом j :

$$L_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (10.18)$$

де j , згідно з (9.42), приймає значення $j = l + s, \dots, |l - s|$. Тут l і s , відповідно, орбітальне і спінове квантові числа. Так як $s = \frac{1}{2}$, то j завжди має напівціле значення. При $l = 0$ число j має лише одне значення $j = \frac{1}{2}$. При $l = 1$, $j = \frac{1}{2}$ і $j = \frac{3}{2}$. При $l = 2$, $j = \frac{3}{2}$ і $j = \frac{5}{2}$. При $l = 3$, $j = \frac{5}{2}$ і $j = \frac{7}{2}$ і т. д.

З механічними моментами валентного електрона нерозривно зв'язані магнітні моменти μ_l — орбітальний і μ_s — спіновий, які повинні взаємодіяти між собою, як взаємодіють дві магнітні стрілки. Така взаємодія називається *спін-орбітальною взаємодією*. Енергія цієї взаємодії залежить від орієнтації орбітального і спінового моментів. Тобто стани з різним значенням квантового числа j повинні мати різну енергію. Кожне значення енергетичного рівня із ряду P ($l = 1$) розщеплюється на два дуже близько розташовані рівні, яким відповідають значення $j = \frac{1}{2}$ і $j = \frac{3}{2}$. Рівень ряду D ($l = 2$) розщеплюється також на два близько розташовані рівні із значеннями $j = \frac{3}{2}$ і $j = \frac{5}{2}$ і т. д.

На рис. 95 представлена схема енергетичних рівнів та переходів між ними для натрію з врахуванням тонкої структури.

Ця схема має більш складний вигляд у порівнянні зі схемою натрію на рис. 94 без врахування тонкої структури.

Правило відбору для квантового числа повного моменту імпульсу атома має вигляд:

$$\Delta j = 0, \pm 1. \quad (10.19)$$

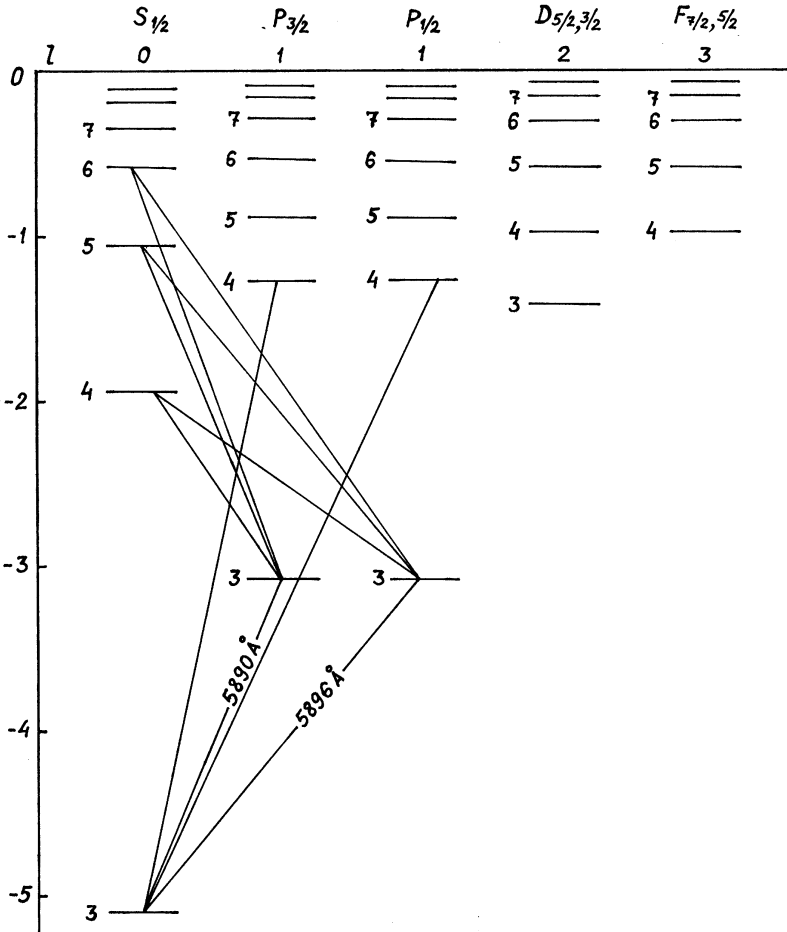


Рис. 95

Для атома водню та воднеподібних атомів рівні з $l > 0$ внаслідок спін-орбітальної взаємодії також повинні бути подвійними, а спектральні лінії дублетними. Така тонка структура спектра водню була виявлена експериментально за допомогою приладів з великою розрізняльною здатністю. Релятивістська квантова теорія дає можливість розрахувати відстань між рівнями тонкої структури. Вона приблизно в 10^5 разів менша, ніж відстань між основними рівнями.

10.4. ЕФЕКТ ЗЕЕМАНА. ЕЛЕКТРОННИЙ ПАРАМАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС

В 1896 році нідерландський фізик Зеєман відкрив розщеплення спектральних ліній речовин у магнітному полі. Це явище отримало назву *ефект Зеємана*. Розщеплення дуже незначне. При значенні магнітної індукції $B = 1$ Тесла воно складає десять частки ангстрема.

Зеєманівське розщеплення пояснюється тим, що атом у магнітному полі з індукцією B має проекцію сумарного магнітного моменту на напрямок поля

$$\mu_{JB} = -\mu_B g m_J, \quad (10.20)$$

тут μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде, який для заданого рівня енергії залежить від L — квантового числа сумарного орбітального моменту імпульсу атома, яке буває цілим або нулем, від S — квантового числа результуючого спінового моменту, яке може бути цілим або напівцілим в залежності від того, скільки електронів має атом, а також від J — квантового числа результуючого моменту атома. Сам фактор Ланде дорівнює

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (10.21)$$

Внаслідок взаємодії результуючого магнітного моменту атома з магнітним полем B , атом отримує в магнітному полі додаткову енергію:

$$\Delta E = -\mu_{JB} B. \quad (10.22)$$

Підставляючи в (10.22) вираз (10.20), отримуємо:

$$\Delta E = -\mu_B g B m_J. \quad (10.23)$$

де $m_J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$. Оскільки магнітне квантове число m_J може приймати $2J+1$ значень, то це означає, що кожен енергетичний рівень атома, при його розміщенні в магнітному полі, буде розщеплюватись на $2J+1$ рівновіддалених підрівнів. Розщеплення енергетичних рівнів приводить до розщеплення спектральних ліній атомів, що знаходяться в магнітному полі.

Для прикладу розглянемо зеєманівське розщеплення спектральних ліній, які не мають тонкої структури. Ці лінії виникають при переходах між рівнями, що відповідають $S = 0$. Для таких рівнів $g = 1$, і тоді формула (10.23) має вигляд:

$$\Delta E = -\mu_B B m_J, \quad m_J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L \quad (10.24)$$

($J = L, m_J = m_L$). Схематично розщеплення та переходи зображені на рис. 96. У відсутності поля $B = 0$ спостерігається лише одна лінія, частота якої ω_0 . При наявності поля, крім лінії ω_0 з'являються ще дві симетрично розташовані лінії з частотами $\omega_0 - \Delta\omega$ і $\omega_0 + \Delta\omega$. При інших переходах, наприклад $D \rightarrow P$, енергетичні рівні розщеплюються на більшу кількість підрівнів. Проте, в результаті переходів отримують також три компоненти. Справа в тому, що необхідно враховувати при переходах правило відбору, згідно з яким можливі лише переходи, при яких $\Delta m_J = 0, \pm 1$. Величину $\Delta\omega_0$ можна знайти із (10.24):

$$\Delta\omega_0 = \frac{\mu_B B}{\hbar} = \frac{e\hbar B}{2m_e \hbar} = \frac{eB}{2m_e}. \quad (10.25)$$

Вона називається *нормальним*, або *лоренцевим зміщенням*. Порівнюючи формулу (10.25) із формулою (3.62) частина II, бачимо, що вона співпадає з частотою ларморової прецесії, яку отримав Лоренц із класичних уявлень. Підрахунок за формулою (10.25) величини нормального зміщення показує, що при $B = 1$ Тл $\Delta\lambda = 0,2$ ангстрема.

У ліній, які мають тонку структуру, число компонент більше трьох. Таке розщеплення називають *аномальним ефектом Зеемана*. Він спостерігається в слабких магнітних полях. Аномальний ефект Зеемана пояснюється залежністю величини розщеплення від фактора Ланде, тобто від існування спіну електрона і подвійного його магнетизму (гіромагнітне відношення спінових моментів в два рази більше гіромагнітного відношення орбітальних моментів).

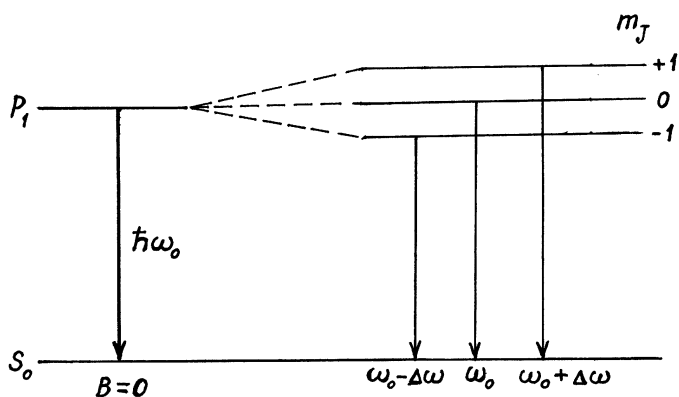


Рис. 96

У атома, що знаходиться в магнітному полі, спонтанні переходи між підрівнями одного і того ж рівня малоймовірні. Проте, такі переходи можуть відбуватись індукованоно під впливом зовнішнього електромагнітного поля. Необхідною умовою є збіжність частоти електромагнітного поля з частотою, яка відповідає різниці енергій між розщепленими підрівнями. При цьому можна спостерігати поглинання енергії електромагнітного поля, яке називають *магнітним резонансом*. В залежності від типу частинок — носіїв магнітного моменту — розрізняють електронний парамагнітний резонанс ЕПР і ядерний магнітний резонанс ЯМР.

ЕПР виникає в парамагнітних речовинах. Найбільш розповсюджений ЕПР на частинках з чисто спіновим магнітним моментом. Явище поглинання має резонансний характер при

частоті падаючої електромагнітної хвилі, яку можна визначити із умови

$$\hbar\omega = \Delta E = -\mu_B g B = \hbar\Delta\omega_0 g. \quad (10.26)$$

Частоті $\omega \approx \Delta\omega_0$ відповідає довжина хвилі порядку декількох сантиметрів. Таким чином, ЕПР являє собою вибірне поглинання енергії радіочастотного діапазону в парамагнітних речовинах, що знаходяться в постійному магнітному полі. Здійснити таке резонансне поглинання можна двома шляхами: або при незмінній частоті повільно змінювати магнітну індукцію, або при незмінній магнітній індукції плавно змінювати частоту. Технічно більш зручним є перший засіб. На рис. 97 показано розщеплення енергетичного рівня електрона (а) і зміну інтенсивності електромагнітної хвилі (б), що проходить через зразок в залежності від індукції магнітного поля. При виконанні умови (10.26) виникає резонанс.

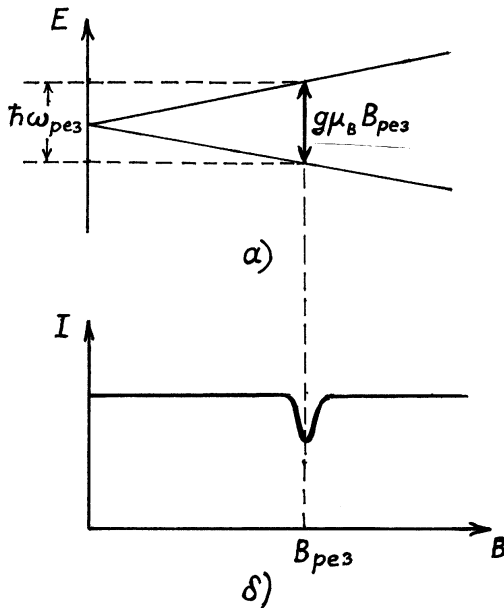


Рис. 97

Форма і інтенсивність спектральних ліній, що спостерігається при ЕПР, визначаються взаємодією магнітних моментів електронів (спінових) один з одним. Ширина ліній ЕПР також залежить від взаємодії спінових електронів та від інших взаємодій парамагнітних частинок. При незмінній частоті значення $V_{рез.}$ залежить від g фактора. В простих випадках g -фактор дозволяє визначити характер магнетизму системи (спіновий чи орбітальний). По отриманому g -фактору можна отримати інформацію про внутрішньо-молекулярні зв'язки.

Метод ЕПР знаходить своє широке застосування в медико-біологічних дослідженнях. Так, наприклад, спектри ЕПР-опромінених білків дозволили пояснити механізм утворення вільних радикалів і в зв'язку з цим прослідкувати зміну первинних і вторинних продуктів радіаційної поразки.

Метод ЕПР використовують для вивчення фотохімічних процесів, зокрема, фотосинтезу. Для дослідження біологічних молекул існує метод спін-позначок, суть якого полягає в тому, що з молекулою дослідженого об'єкта зв'язують парамагнітне з'єднання з добре відомою структурою. По спектрах ЕПР знаходять положення спін-позначки в молекулі. Вводячи позначки в різні частинки молекули, можна встановити розташування різних груп атомів, їх взаємодію, вивчити природу і орієнтацію хімічних зв'язків.

Аналогічно ЕПР існує явище ЯМР (ядерного магнітного резонансу). При цьому явищі вибірно поглинання електромагнітних хвиль певної частоти речовиною в постійному магнітному полі зумовлене переорієнтацією магнітних моментів ядер речовини.

Всі дослідження за допомогою методів ЕПР і ЯМР відбуваються без руйнування зразків, тому вони знаходять широке застосування на живих об'єктах.

10.5. ПРИНЦИП ПАУЛІ. РОЗПОДІЛ ЕЛЕКТРОНІВ ПО ЕНЕРГЕТИЧНИМ РІВНЯМ АТОМА

Стан кожного електрона в атомі характеризується четвіркою квантових чисел:

головним n ($n = 1, 2, 3, \dots$),
орбітальним l ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$),
магнітним m_l ($m_l = -l, \dots, 0, \dots, +l$),
спіновим m_s ($m_s = +1/2, -1/2$).

Енергія стану залежить в основному від чисел n і l . Крім того, є слабка залежність від чисел m_l і m_s , оскільки їх значення зв'язані з орієнтацією орбітального і спінових моментів, від якої залежить величина взаємодії між орбітальним і спіновим магнітними моментами електрона. Енергія стану сильніше зростає із збільшенням числа n , ніж із збільшенням l . Тому стани з більшим n мають, незалежно від значень l , більшу енергію.

Сукупність електронів з одним і тим самим значенням головного квантового числа n утворюють енергетичний рівень або електронний шар, або *оболонку*.

Сукупність електронів з одним і тим самим значенням квантового числа l утворюють енергетичний підрівень, або *підоболонку*.

У відповідності до значень n оболонкам дають такі позначення:

значення n — 1 2 3 4 5 6 7;

позначення оболонки $K L M N O P Q$.

Розподіл електронів в атомі по оболонкам і підоболонкам відбувається на основі двох принципів:

1) принцип Паулі, згідно з яким *в атомі не може бути електронів, які характеризуються однаковою четвіркою квантових чисел*, інакше кажучи: *в атомі стани всіх електронів різні*;

2) принцип мінімуму енергії: *розподіл електронів в атомі повинен відповідати мінімуму енергії атома*. Тобто в нормальному (незбудженому) стані атома електрони повинні розташовуватись на найнижчих енергетичних рівнях.

В § 10.1 було показано, що даному n відповідає n^2 станів (10.7), які відрізняються значеннями l і m_l . Крім того, квантове число m_s може приймати два значення $\pm \frac{1}{2}$. Тому в станах з

даним значенням n можуть знаходитись в атомі не більше $2n^2$ електронів.

В оболонці K , якій відповідає $n = 1$, можуть знаходитись лише 2 електрони, в оболонці L ($n = 2$) — 8 електронів, в M оболонці ($n = 3$) — 18 електронів, в N оболонці ($n = 4$) — 32 електрони, в O оболонці ($n = 5$) — 50 електронів і т. д. В нижче приведеній таблиці показаний розподіл електронів по оболонкам і підоболонкам, згідно з принципом Паулі. Для наочності замість позначення $m_s = +1/2$ і $-1/2$ в таблиці вказані символи $\uparrow\downarrow$.

Для повністю заповнених підоболонкок сумарний орбітальний і сумарний спіновий моменти дорівнюють нулю, тобто момент імпульсу такої підоболонки дорівнює нулю.

Принцип Паулі відіграє велику роль у розвитку сучасної атомної та ядерної фізики. З його допомогою вдалося пояснити періодичну систему елементів Менделєєва. Без принципу Паулі неможливо було створити квантову статистику і теорію твердого тіла.

Оболонка	n	l	m_l	m_s	Підоболонка
K	1	0	0	$\uparrow\downarrow$	1s
L	2	0	0	$\uparrow\downarrow$	2s
		1	-1	$\uparrow\downarrow$	2p
			0	$\uparrow\downarrow$	
M	3	0	0	$\uparrow\downarrow$	3s
			-1	$\uparrow\downarrow$	3p
		1	0	$\uparrow\downarrow$	
			+1	$\uparrow\downarrow$	
		2	-2	$\uparrow\downarrow$	3d
			-1	$\uparrow\downarrow$	
0	$\uparrow\downarrow$				
+1	$\uparrow\downarrow$				
+2	$\uparrow\downarrow$				
N	4	0	0	$\uparrow\downarrow$	4s
		1	-1	$\uparrow\downarrow$	4p
			0	$\uparrow\downarrow$	
+1	$\uparrow\downarrow$				

Оболонка	n	l	m_l	m_s	Підоболонка	
N	4	2	-2	$\uparrow\downarrow$	$4d$	
			-1	$\uparrow\downarrow$		
			0	$\uparrow\downarrow$		
			+1	$\uparrow\downarrow$		
			+2	$\uparrow\downarrow$		
		3	-3	$\uparrow\downarrow$		$4f$
			-2	$\uparrow\downarrow$		
			-1	$\uparrow\downarrow$		
			0	$\uparrow\downarrow$		
			+1	$\uparrow\downarrow$		
	4	+2	$\uparrow\downarrow$			
		+3	$\uparrow\downarrow$			

10.6. ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ЕЛЕМЕНТІВ МЕНДЕЛЄЄВА

Розглянемо періодичні властивості атомів у таблиці Менделєєва, застосувавши до їхньої будови принцип Паулі. Почнемо з найпростішого атома водню, який має один електрон. Кожен наступний атом будемо отримувати шляхом збільшення заряду ядра на одиницю, додаючи один електрон, який будемо розміщувати згідно з принципом Паулі в стан з найменшою енергією. В атомі водню електрон знаходиться в стані $1s$ і характеризується квантовими числами $n = 1$, $l = 0$, $m_l = 0$. Проекція спіну характеризується квантовим числом $m_s = +\frac{1}{2}$, або $m_s = -\frac{1}{2}$. Атом гелію має 2 електрони. Другий електрон знаходиться також в стані $1s$, тобто $n = 1$, $l = 0$, $m_l = 0$, але його спіні орієнтований в сторону, протилежну спіну першого електрона. Група електронів з $n = 1$, $l = 0$, $m_l = 0$, $m_s = \pm\frac{1}{2}$ утворює заповнену K -оболонку атома, що відповідає завершенню першого періоду періодичної системи Менделєєва.

Наступний по порядку атом літію містить три електрони. За принципом Паулі, третій електрон уже не може розміщуватись

в повністю заповненій K -оболонці, і він займає найнижче енергетичне положення в оболонці з номером $n = 2$ (L -оболонці). Його стан буде $2s$ ($n = 2, l = 0, m_l = 0, m_s = +1/2$, або $m_s = -1/2$). Літєм починається другий період періодичної системи.

Четвертий електрон у берилію ($z = 4$) займає також стан $2s$ ($n = 2, l = 0, m_l = 0, m_s = +1/2$, або $m_s = -1/2$), а п'ятий електрон бора ($z = 5$) повинен зайняти енергетично більш високий стан $2p$ ($n = 2, l = 1$). Електрони всіх атомів аж до неону ($z = 10$) розміщуються в підоболонці з $l = 1$ і $n = 2$. У неону таких електронів 6. Таким чином, L -оболонка буде повністю заповнена, і на цьому елементі завершується другий період таблиці Менделєєва.

Одинадцятий електрон натрію ($z = 11$) розміщується уже в M -оболонці ($n = 3$), займаючи найнижчий енергетичний стан $3s$. Далі аж до самого аргону ($z = 18$) йде послідовна забудова M -оболонки. Вона закінчується заповненням всіх станів підоболонки $3p$, тим самим завершуючи третій період періодичної системи.

19-й електрон калію ($z = 19$) повинен почати заповнювати підоболонку $3d$ в M -оболонці. Проте хімічні і оптичні властивості калію, як показують досліди, аналогічні властивостям лужних металів літію і натрію, у яких валентний електрон знаходиться в s -стані. Тому і у калію його 19-валентний електрон повинен знаходитись в s -стані. Але це може бути тоді, коли він займе місце в наступній N -оболонці ($n = 4$) стан $4s$. Таким чином, уже починаючи з калію, при незаповненій $3d$ підоболонці M -оболонки починається забудова N -оболонки. Це означає, що внаслідок взаємодії між електронами енергія $E_{4,0}$ електрона в стані $4s$ менша, ніж енергія $E_{3,2}$, яку він мав би в стані $3d$. Спектроскопічні і хімічні властивості кальцію ($z = 20$) показують, що 20-й електрон також розміщується в стані $4s$ оболонки N . Починаючи зі скандію ($z = 21$), відновлюється заповнення підоболонки $3d$, яке закінчується у міді ($z = 29$). Далі до криптону ($z = 36$) відбувається заповнення N -оболонки. Криптон завершує четвертий період періодичної системи. Елемент рубідій ($n = 37$), наступний за криптоном, має властивості лужних металів, тому його 37-й електрон розміщується

не в N -оболонці, яка ще до кінця не заповнена, а в наступній O -оболонці ($n = 5$), тобто знаходиться в стані $5s$. У атома стронцію ($z = 38$) 38-й електрон займає також стан $5s$. Починаючи з ітрію ($z = 39$) і до паладію ($z = 46$) заповнюється підоболонка $4d$, при цьому змінюється число електронів в стані $5s$ від двох у ітрію до 0 у паладію. У срібла ($z = 47$) і кадмію ($z = 48$) знову заповнюється підоболонка $5s$. Починаючи з індію ($z = 49$) і до ксенону ($z = 54$), який завершує п'ятий період, відбувається заповнення підоболонки $5p$. З цезію ($z = 55$) починається забудова P -оболонки ($n = 6$).

У елементів групи рідкісноземельних від лантану ($z = 57$) до лютецію ($z = 71$), так званих лантанідів, виявляється подібність хімічних і ряду фізичних властивостей. Це зв'язано з особливістю порядку заповнення станів електронами атомів цих елементів. У лантану підоболонки $5s$, $5p$ і $6s$ цілком заповнені, і 57-й електрон лантану знаходиться в стані $5d$, в той час як глибока група $4f$ не заповнена електронами. У атомів від цезію ($z = 58$) до лютецію ($z = 71$) відбувається забудова цієї оболонки, а зовнішня підоболонка $6s$ залишається без змін. Цим і пояснюється подібність хімічних властивостей лантанідів.

Починаючи з гафнію ($z = 72$) відбувається заповнення підоболонки $5d$, яке завершується у золота ($z = 79$). У ртуті ($z = 80$) закінчується заповнення підоболонки $6s$, а починаючи з талію ($z = 81$) і до радону ($z = 86$) відбувається заповнення підоболонки $6p$. У францію ($z = 87$) і радію ($z = 88$) заповнюється підоболонка $7s$ оболонки Q .

Другою групою рідкісноземельних елементів є так звані актиніди. Ця група починається з актинію ($z = 89$) і простягається до елемента з номером 110 унуннілій. Всі актиніди відзначаються заповненням підоболонки $5f$, а зовнішні їх електрони знаходяться в стані, аналогічному станам лантанідів.

Елементи періодичної системи елементів прийнято зображати за допомогою символів електронної конфігурації. Наприклад, електронна конфігурація натрію в основному стані має вигляд $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. Електрон $3s$ зв'язаний з ядром слабкіше інших електронів і є валентним, або оптичним електроном.

Цифрами 1, 2, 3, ... позначені номери оболонок K, L, M, \dots , що відповідають значенню числа n . Індексами $1s, 2s, 2p, 3s$ позначаються підоболонки, які відповідають різним значенням числа l , а цифра зверху праворуч — кількості електронів в підоболонці. Атом цезію має в основному стані, наприклад, таку електронну конфігурацію: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 6s$. Загальна кількість електронів у цезію — 55. Якщо оболонка заповнена повністю, то електрони, що знаходяться в цій оболонці, дуже міцно зв'язані і не приймають участі в хімічних реакціях. Такими елементами є інертні гази.

10.7. РЕНТГЕНІВСЬКІ СПЕКТРИ

В § 3.6 була розглянута методика отримання рентгенівських променів та їх властивості. Зупинимося на *характеристичному рентгенівському випромінюванні*, оскільки воно пов'язане з внутрішньою будовою атома. Характеристичне рентгенівське випромінювання має лінійчастий спектр. Рентгенівські спектри в порівнянні з оптичними значно простіші. Важливою особливістю цих спектрів є те, що вони характерні для атомів даної речовини і не залежать від того, в яких хімічних сполуках вони знаходяться. В цьому і є відмінність лінійчастих рентгенівських спектрів від оптичних лінійчастих спектрів, які суттєво відрізняються для атомів, що знаходяться у вільному стані і в хімічних сполуках.

Рентгенівські спектри складаються з декількох серій, які позначають буквами K, L, M, N і O . Кожна серія має невелику кількість ліній, які позначаються в порядку зростання частоти індексами $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ ($K_\alpha, K_\beta, K_\gamma, \dots, L_\alpha, L_\beta, L_\gamma$ і т. д.). Спектри різних атомів схожі. При збільшенні атомного номера z весь рентгенівський спектр зміщується в короткохвильову область, практично не змінюючи свого виду (рис. 98). Це пояснюється тим, що рентгенівські спектри виникають при переходах електронів у внутрішніх оболонках атомів, які мають практично однакову будову.

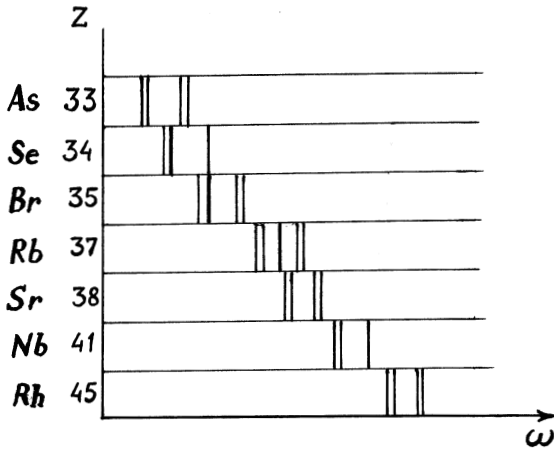


Рис. 98

Схема виникнення рентгенівських спектрів зображена на рис. 99. У досить сильно збудженого атома один з електронів внутрішніх оболонок залишає атом. Якщо атом залишає один з електронів K -оболонки, то на його місце, що звільнилося, може перейти електрон із якоїсь іншої оболонки (L, M, N, \dots). При цьому виникає характеристична рентгенівська K -серія. Аналогічно виникають і інші серії. Серія K обов'язково супроводжується іншими серіями, оскільки на звільнені місця будуть переходити електрони із більш вищих електронних шарів.

В 1913 році англійський фізик Мозлі, вивчаючи рентгенівські спектри, встановив закон, що пов'язує частоти ліній рентгенівського спектра з атомним номером z елемента, що випромінює ці промені. Згідно з дослідженнями Мозлі, частоти ліній K -серії можна представити формулами: $\omega_{K_\alpha} = R(z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$, де R — стала Рідберга, яка в цьому випадку має значення $R=2,07 \cdot 10^{16}$ рад/с, $\omega_{K_\beta} = R(z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right)$. Для L -серії формули мають вигляд: $\omega_{L_\alpha} = R(z-7,5)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$. Загальна формула має вигляд:

$$\omega = R(z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (10.27)$$

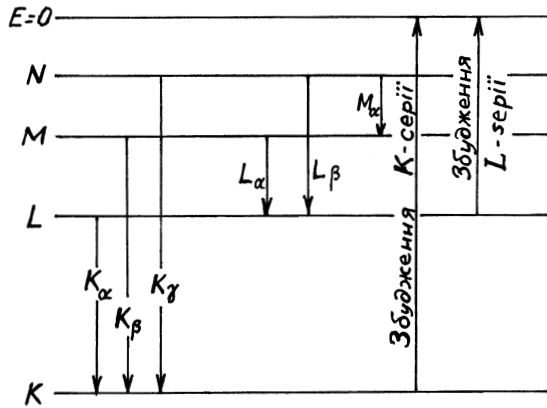


Рис. 99

Всі ці формули підпорядковуються закону Мозлі

$$\sqrt{\omega} = c(z - \sigma), \quad (10.28)$$

де c і σ — константи.

Корінь квадратний із частоти лінійно залежить від атомного номера z .

Зміст сталої σ полягає в тому, що електрони, які переходять з одного рівня на інший при випромінюванні рентгенівських променів, перебувають під впливом ядра, дія якого залежить від інших внутрішніх електронів, які послаблюють його дію. Це так звана екрануюча дія знаходить своє відбиття в необхідності віднімання із z деякої величини σ , яку знаходять дослідним шляхом.

Закон Мозлі дає можливість за відомою довжиною хвилі рентгенівських ліній точно встановити атомний номер даного елемента. Це відіграє велику роль при розміщенні елементів в періодичній системі, а також в обґрунтуванні ядерної моделі атомів.

10.8. ЕНЕРГІЯ МОЛЕКУЛИ. МОЛЕКУЛЯРНІ СПЕКТРИ

Коли атоми зближуються, між ними виникають сили між-атомної взаємодії, які призводять до утворення молекули. Розрізняють два типи міжатомних зв'язків — іонний і ковалентний.

Природу *іонного* зв'язку можна пояснити як результат кулонівських сил притягання між різнойменно зарядженими іонами. Прикладом молекули з іонним зв'язком може бути HCl, HBr. Коли атоми водню та галогену зближуються, електрон атома водню переходить на зовнішню, недобудовану оболонку атома галогену. Утворюються два різнойменних іони H^+ і Cl^- . В результаті цього виникає кулонівське притягання, яке забезпечує стійкість утвореної молекули HCl.

Ковалентний зв'язок спостерігається в тих молекулах, в яких частина зовнішніх електронів рухається навколо обох ядер. Він має універсальний характер і утворюється між будь-якими атомами. У найчистішому вигляді ковалентний зв'язок виявляється в молекулах, що мають однотипні атоми, наприклад, H_2 , O_2 , N_2 тощо. В таких молекулах електрони розподілені симетрично. В молекулах з різними ядрами (наприклад, CN) існує асиметрія в розподілі електронів, завдяки чому молекули мають електричний дипольний момент. Природу ковалентного зв'язку не можна пояснити в межах класичної фізики. Її можна пояснити, користуючись квантово-механічними уявленнями.

Найпростішою молекулою з ковалентним зв'язком є молекула водню H_2 . Схематично її можна зобразити у вигляді двох протонів, що знаходяться на відстані R та двох симетрично розташованих електронів (рис. 100). Квантово-механічний розрахунок основного стану такої молекули зробили в 1927 році Гайтлер і Лондон. Потенціальна енергія цієї системи дорівнює:

$$U = -\frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2} - \frac{e^2}{r_3} - \frac{e^2}{r_4} + \frac{e^2}{r_5} + \frac{e^2}{R}. \quad (10.29)$$

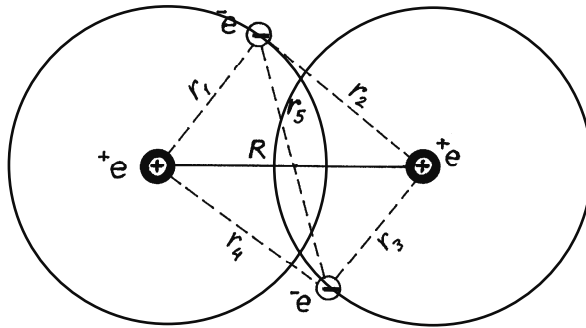


Рис. 100

Оскільки маса ядра в 1836 раз більша за масу електрона, то можна вважати в першому наближенні ядро нерухомим. Рівняння Шредінгера для стаціонарного стану має вигляд:

$$\Delta_1 \psi + \Delta_2 \psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left[E - e^2 \left(\frac{1}{r_5} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4} \right) \right] \psi = 0, \quad (10.30)$$

тут Δ_1 — оператор Лапласа, що діє на координати одного електрона, а Δ_2 — другого електрона.

Власні значення енергії, які були отримані з рівняння (10.30), залежали від відстані R між ядрами $E(R)$. Причому у випадку паралельної і антипаралельної орієнтації спінів електронів характер цієї залежності був різний (рис. 101). Утворення молекули можливе лише при зближенні атомів з антипаралельними спінами (крива 1). Аналогічний вигляд має ця крива і у випадку інших двоатомних молекул. Енергія, зумовлена електронною конфігурацією, має мінімум при певному значенні R .

Зміна енергії молекули відбувається так само, як і в атомі внаслідок змін в електронній конфігурації периферійної частини молекули. Проте при заданій електронній конфігурації ядра молекул можуть здійснювати коливальні рухи і обертатись навколо загального центра мас. З цими видами руху зв'язані запаси коливальної та оберտальної енергії, які необхідно також врахувати поряд з електронною енергією.

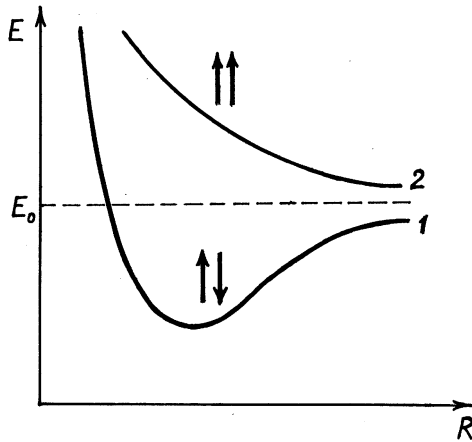


Рис. 101

Таким чином, повну внутрішню енергію молекули можна представити як енергію електронів E_e , енергію коливального руху ядер E_v і енергію обертального руху молекули як цілого E_r :

$$E = E_e + E_v + E_r. \quad (10.31)$$

Електронна частина енергії молекули, як і в атомі, може набувати дискретного ряду значень E_0, E_1, E_2, \dots . Стан з найменшим значенням енергії E_0 називають основним (незбудженим).

Енергію коливального руху можна представити як енергію гармонічного осцилятора (§ 9.8). Кожен атом молекули має три ступені вільності. Якщо в молекулі є N атомів, то вона має $3N$ ступенів вільності (частина I, § 8.2). Із них 3 ступені припадає на поступальний рух, 3 — на обертальний рух молекули як цілого. Отже, на коливальний рух припадає $3N - 6$ ступенів вільності, і молекула може виконувати $3N - 6$ різних коливань. Із достатнім наближенням ці коливання можна вважати гармонічними із частотами $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_{3N-6}$. Енергію i -го гармонічного коливання можна представити як енергію квантового осцилятора (9.46):

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_v, \quad (10.32)$$

де $v = 0, 1, 2, 3, \dots$ — коливальні квантові числа. Отже, коливальна частина енергії квантується, тобто може мати дискретний ряд значень. Нагадаємо правило відбору $\Delta v = \pm 1$.

Обертальну енергію молекули можна представити у вигляді:

$$E_r = \frac{I\omega_n^2}{2} = \frac{L^2}{2I}, \quad (10.33)$$

де I — момент інерції молекули відносно осі, що проходить через її центр мас, а $L = I\omega$ — момент імпульсу молекули. Як і для електрона в атомі, момент імпульсу молекули квантується:

$$L = \hbar\sqrt{j(j+1)}, \quad (10.34)$$

де j — обертальне квантове число, що набуває значень $j = 0, 1, 2, \dots$

Отже, обертальна енергія молекули також квантується, тобто дискретна:

$$E_r = \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I}. \quad (10.35)$$

Для обертального квантового числа існує правило вибору $\Delta_j = \pm 1$.

Підсумовуючи всі види енергії, отримаємо, що повна енергія молекули:

$$E = E_e + \left(v + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I} \quad (10.36)$$

може набувати лише дискретних значень.

Теорія та досліди показують, що відстані між електронними рівнями енергії значно більші за відстані між коливальними рівнями, які в свою чергу значно більші, ніж відстані між обертальними рівнями енергії:

$$\Delta E_e \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r. \quad (10.37)$$

Відстань між електронними рівнями енергії складає декілька електрон-вольт, між сусідніми коливальними рівнями 10^{-2} – 10^{-1} еВ, між сусідніми обертальними рівнями 10^{-5} – 10^{-3} еВ.

Схема енергетичних рівнів двоатомної молекули представлена на рис. 102а.

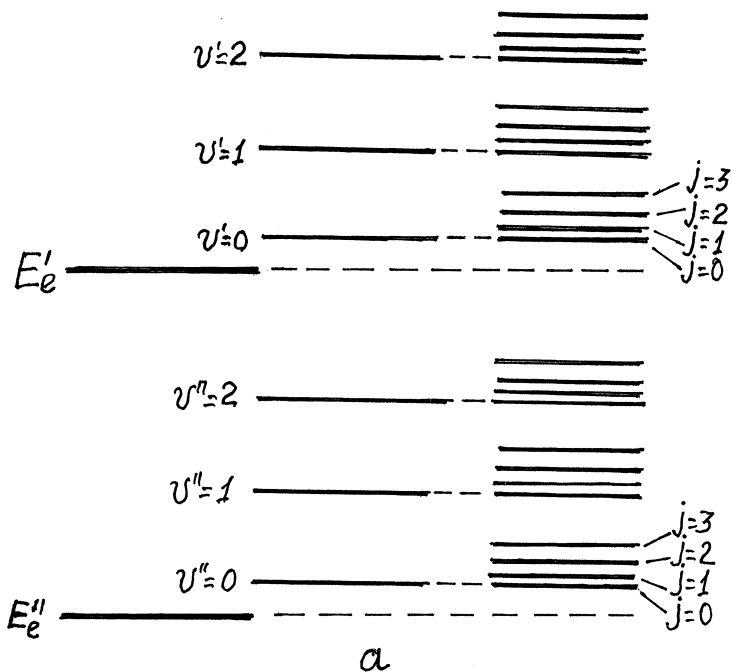


Рис. 102

В загальному випадку, коли поглинається молекулою фотон енергії, молекула може перейти до стану із збудженням обер-тальних, коливальних і електронних рівнів енергії:

$$\hbar\omega = \Delta E_e^{m' n'} + \Delta E_v^{v' v''} + \Delta E_r^{j' j''}. \quad (10.38)$$

При обертальних переходах, коли $\Delta E_r \neq 0$, $\Delta E_v = 0$, $\Delta E_e = 0$ енергія випромінювального фотона настільки мала, що його частота знаходиться в міліметровому діапазоні радіохвиль. Виникає спектр, що складається з ряду близько розташованих ліній. Частота ліній цього спектра визначається з умови:

$$\nu = \frac{\Delta E_r^{j' j''}}{h} = \frac{[j'(j'+1) - j(j+1)]h}{2I}. \quad (10.39)$$

Згідно з правилом відбору, можливі переходи лише між сусідніми рівнями, тому $j' = j + 1$. Тоді

$$\nu_j = \frac{h(j+1)}{I}, j = 0, 1, 2, \dots \quad (10.40)$$

Вимірявши на дослідах частоту обертальної лінії спектра, можна за допомогою (10.40) знайти момент інерції, а потім і рівноважну відстань між ядрами в двохатомній молекулі, або розміри складніших молекул. На рис.102в представлений вигляд обертального розчеплення однієї із смуг.

Із збільшенням частоти квантів стають можливими переходи із збудженням коливальних станів. При цьому можуть збуджуватись і обертальні рівні енергії. Виникає коливально-обертальний спектр, який розміщується в інфрачервоній області спектра. Цей вид спектра є смугастим. Кожній смугі відповідає певна коливальна частота, а тонка структура смуг зумовлена переходами молекул на обертальні рівні енергії. Вимірявши експериментально частоти коливальних ліній спектра, можна розрахувати пружні константи молекули, а по ним визначити енергію дисоціації.

І нарешті, у видимій та ультрафіолетовій області розміщується електронно-коливальний спектр $\Delta E_e \neq 0$, $\Delta E_v \neq 0$, $\Delta E_r \neq 0$. Для його реєстрації використовують прилади, де обертальна структура спектра не розрізняється. У межах однієї коливальної

лінії зливаються всі обертальні лінії. Електронно-коливальний спектр має вигляд смуг рис.1026. Для смуг цього типу характерна наявність різкої границі, що знаходиться на краю смуги. Її називають *кантом смуги*. У обертальних і коливально-обертальних смуг канту немає.

Спектри молекул здебільшого індивідуальні: кожна молекула має свій спектр. За видом спектра можна ідентифікувати молекули, а за його інтенсивністю визначити концентрацію відповідної речовини. Завдяки цьому можливий спектральний аналіз складних хімічних сполук. Молекулярні спектри поглинання є важливим джерелом інформації про біологічно функціональні молекули і досить широко використовуються в сучасних біохімічних і біофізичних дослідженнях.

10.9. ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ

Згідно з законом Кірхгофа теплове випромінювання будь — якого тіла завжди менше за випромінювання абсолютно чорного тіла (а. ч. т.) при тій самій температурі. На рис. 103 зображені експериментальні криві залежності спектральної випромінювальної здатності E_λ від довжини хвилі при одній і тій самій температурі: 1 — для а. ч. т., 2 — для сірого тіла, 3 — для тіла, теплове випромінювання якого є селективним. Як бачимо, крива 2 розташована нижче за криву 1. Якщо виявиться, що на окремих ділянках спектру, E_λ якогось тіла буде перевищувати спектральну випромінювальну здатність а. ч. т., то можна стверджувати, що на цих ділянках тіло є джерелом випромінювання, надлишкового над тепловим (крива 3).

Оптичне випромінювання тіла, яке є спонтанним надлишковим над тепловим випромінюванням того ж самого тіла при такій самій температурі, і має тривалість післясвітіння більшу, ніж період світлової хвилі, називається люмінесценцією.

Речовини, здатні до люмінесценції, називають *люмінофорами*. Тривалість післясвітіння — це час, за який згасає люмінесценція з моменту припинення збудження люмінофору.

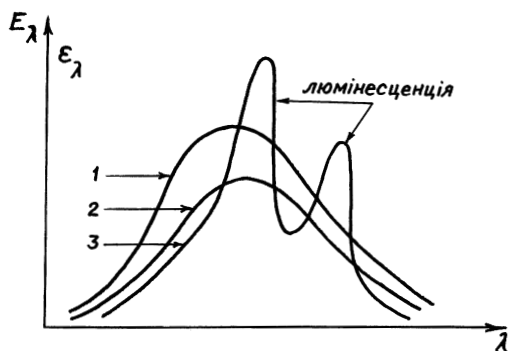


Рис. 103

За способом збудження люмінофора люмінесценцію можна класифікувати таким чином:

- Фотолюмінесценція — збуджується видимим та ультрафіолетовим променями, прикладом є світіння годинникового циферблату і стрілок, пофарбованих люмінофором;

- Рентгенолюмінесценція — збуджується рентгенівськими променями, спостерігається на екрані рентгенівського апарату;

- Радіолюмінесценція — збуджується радіоактивним випромінюванням, наприклад, у сцинтиляційному лічильнику;

- Катодолюмінесценція — збуджується електронним променем, на екрані осцилографа, телевізора, т. ін.;

- Електролюмінесценція — збуджується електричним полем, має місце в газорозрядних трубках, в освітлювальній техніці;

- Хемілюмінесценція — збуджується хімічними процесами в речовині, наприклад, світіння окису фосфору, яке виникає при окислюванні фосфору. Світіння, що виникає при загниванні деревини, а також світіння деяких спорових рослин, комах, морських істот, бактерій, — це також різновид хемілюмінесценції, який носить назву біоломінесценції;

- Триболюмінесценція — виникає при розтиранні, роздавлюванні чи при розколюванні деяких кристалевих речовин.

Таким чином, люмінесценція є своєрідним квантовим генератором, що безпосередньо перетворює енергію електромаг-

нітних хвиль різної довжини, а також механічну, електричну, хімічну енергію в енергію видимого світла.

По тривалості післясвітіння люмінесценцію підрозділяють на *флуоресценцію* і *фосфоресценцію*. Люмінесценцію з тривалістю порядку $10^{-8} \div 10^{-9}$ сек і менше називають флуоресценцією. Якщо світіння триває від 10^{-8} сек до декількох годин після припинення збудження, то це — фосфоресценція.

Так як випромінювання окремих квантів при люмінесценції відбувається самодовільно, незалежно одне від одного, то таке випромінювання буде некогерентне. Люмінесцентне випромінювання, на відміну від теплового, є нерівноважним процесом, що має місце завдяки енергії збудження нетеплової природи.

Розглянемо фотолюмінесценцію. Вона спостерігається у газоподібних, рідинних та твердих тілах при освітленні їх світлом у видимому або ультрафіолетовому діапазонах.

Явище фотолюмінесценції характеризують таким параметром, як *квантовий вихід*. Квантовим виходом η називають відношення числа квантів $N_{\text{л}}$, що висвічуються в одиницю часу, до числа квантів $N_{\text{п}}$, що поглинаються в одиницю часу. Квантовий вихід можна записати так:

$$\eta = \frac{N_{\text{л}}}{N_{\text{п}}} = \frac{I_{\text{л}}}{I_0 - I}, \quad (10.41)$$

де I_0 — інтенсивність збуджуючого світла, I — інтенсивність світла, що пройшло крізь речовину; $I_{\text{л}}$ — інтенсивність люмінесцентного випромінювання. Для розчинів поглинаючої речовини в непоглинаючому розчиннику, з урахуванням закону Бера (5.9) і формули (10.41), інтенсивність люмінесценції дорівнює:

$$I_{\text{л}} = I_0 \eta (1 - e^{-k'cl}). \quad (10.42)$$

Таким чином, інтенсивність люмінесценції залежить від інтенсивності збуджуючого світла I_0 , здатності речовини поглинати світло k' , концентрації речовини c та квантового виходу η .

Незалежно від способу збудження кожна речовина має певний, характерний лише для неї спектр люмінесценції. Спектри люмінесценції рідких та твердих тіл становлять більш-менш

широкі суцільні смуги. Дослідження спектрів фотолюмінесценції виявило, що вони відрізняються від спектрів збуджуючого випромінювання. У більшості випадків виконується закон Стокса, згідно з яким спектр люмінесценції і його максимум зсувнуті в бік довгих хвиль відносно спектру збуджуючого випромінювання. Рис. 104а.

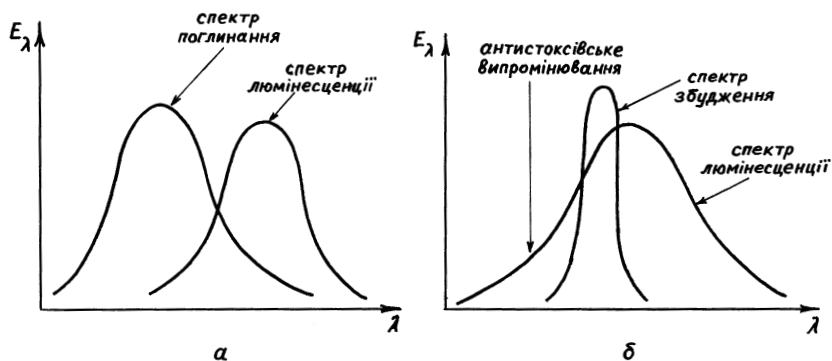


Рис. 104

Проте у спектрі фотолюмінесценції досить часто присутні довжини хвиль, коротші за ті, що складають спектр збуджуючого випромінювання. Відхилення від закону Стоксу спостерігається в деяких речовинах під час збудження фотолюмінесценції монохроматичним світлом (вужькою спектральною смугою рис. 104б). Це так звана *антистоксова люмінесценція*.

Розглянемо два основні механізми фотолюмінесценції, які базуються на квантових уявленнях: мономолекулярний і рекомбінаційний. Люмінесценцію називають *мономолекулярною*, якщо процеси поглинання і випромінювання світла здійснюються в межах одного й того ж центру (атома, молекули) без участі вільних носіїв заряду. Люмінесценцію називають *рекомбінаційною* (або біномолекулярною), якщо процеси поглинання енергії збудження і випромінювання світла відбуваються за участю вільних носіїв заряду (електронів, іонів). Мономолекулярна люмінесценція в більшій мірі є характерною для газів і рідин, а рекомбінаційна — для кристалофосфорів.

Для ілюстрації механізму мономолекулярної люмінесценції згадаємо, що спектри атомів є лінійчатими, а спектри молекул — смугастими. Як відомо, §10.8, смугаста структура спектра молекул пояснюється тим, що, на відміну від атомів, де мають місце лише електронні переходи, в молекулах є три типи переходів: електронні, коливальні і обертальні. В межах кожного електронного переходу існують декілька коливальних станів, а в межах кожного коливального переходу — кілька обертальних станів. Це означає, що при оптичному переході між обертальними рівнями збудженого $E_{об}$ і основного $E_{об}^0$ станів виникає випромінювання квантів дуже малої енергії $h\nu_{об} = E_{об} - E_{об}^0$, що відповідає далекій інфрачервоній області. При переходах між коливальними рівнями утворюється квант з енергією $h\nu_{кол} = E_{кол} - E_{кол}^0$ в інфрачервоній області, що значно більша, ніж $h\nu_{об}$. Переходи між електронними рівнями спричиняють випромінювання з найбільшою енергією квантів $h\nu_{ел} = E_{ел} - E_{ел}^0$, що відповідають видимій і ультрафіолетовій області спектра.

Атом (молекула), поглинаючи квант збуджуючого випромінювання, переходить із основного стану E_1 в збуджений E_3 (рис.105а) перехід 1. Якщо атом за час свого перебування у збудженому стані, що дорівнює 10^{-8} сек, не передає свою надлишкову енергію іншим атомам, що може мати місце в результаті співударів атомів, то він переходить в стан E_1 (перехід 2 рис. 105а), випромінюючи квант, енергія якого дорівнює $h\nu_{лом} = E_3 - E_1 = h\nu_{збуд}$. Це означає, що енергія кванта, яка випромінюється, дорівнює енергії, що поглинається атомом. Такий механізм називається *резонансною люмінесценцією*. Найчастіше він реалізується в одноатомних парах та газах.

В іншому випадку збуджений атом спочатку втрачає частину своєї енергії без випромінювання, перехід 3 із стану E_3 в стан E_2 , а потім переходить із стану E_2 в стан E_1 (перехід 4), випромінюючи квант, енергія якого дорівнює $h\nu_{лом} = E_2 - E_1$. Енергія, яка виділяється при переході 3, перетворюється тепло. Як видно, енергія кванта, що випромінюється, менша порівняно з енергією, яка поглинається атомом при його збудженні. Отже, $h\nu_{лом} < E_{пол}$, тобто довжина хвилі люмінесцентного випромі-

нювання більша, ніж довжина хвилі, що збуджує люмінесценцію. Так пояснюється стоксова люмінесценція.

Якщо квант збуджуючого випромінювання поглинається атомами, чи молекулами, що знаходяться в збудженому стані (перехід 1, із стану E_2 в стан E_3 рис. 105б), а потім атом повертається із стану E_3 в стан E_1 (перехід 2), то має місце антистоксівська люмінесценція $h\nu_{\text{люм}} = E_3 - E_1 > E_{\text{погл}}$. Попереднє збудження атома, перехід із стану E_1 в стан E_2 може досягатися за рахунок теплової енергії. Енергія кванту, що випромінюється при антистоксівській люмінесценції складається з енергії нерівноважного збудження атома та енергії теплового переходу.

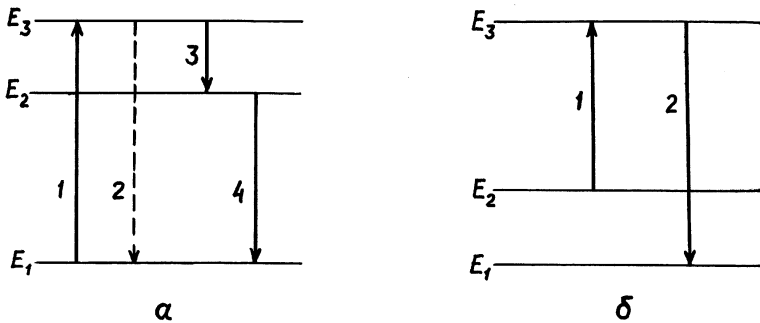


Рис. 105

Механізм рекомбінаційної люмінесценції зручно ілюструвати за допомогою зонної схеми напівпровідникового кристалу (рис.106). Збудження досягається за рахунок зовнішніх факторів (світла, електричного поля, пучка електронів, т. ін.). В результаті збудження утворюються вільні носії заряду: електрони в зоні провідності (C — зона) та дірки у валентній зоні (V — зона). В подальшому вони можуть рекомбінувати, знаходячись у вільному стані (перехід 2), або ж на центрах люмінесценції (переходи 3, 4 і 5, 6). Переходи 3 і 5 з малою енергією, що означають, відповідно, захоплення дірки і електрона, на центри випромінювання R_1 і R_2 здійснюються, як правило, без випромінювання. Перехід 4 означає випромінювальну ре-

комбінацію вільних електронів з дірками, розташованими на центрах люмінесценції R_1 . Перехід 6 означає випромінювальну рекомбінацію вільних дірок з електронами, розташованими на центрах люмінесценції R_2 .

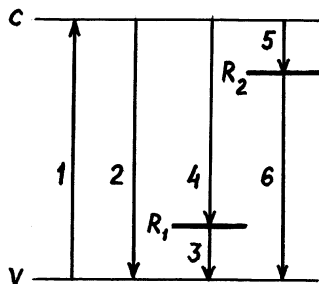


Рис. 106

Люмінесценція знайшла широке застосування в самих різних галузях науки і техніки. На явищі люмінесценції базується *люмінесцентний аналіз* — метод визначення складу речовини по спектру його фотолюмінесценції. Речовину, склад якої з'ясовують, опромінюють ультрафіолетовими променями. Після обробки відповідними реактивами речовина дає люмінесцентний спектр, по характеру якого і інтенсивності ліній можна визначити не лише якісний, а і кількісний склад речовини. Люмінесцентний аналіз, на відміну від звичайного спектрального аналізу, не супроводжується розкладом на елементи зразку, і тому цей метод можна застосовувати при дуже незначній кількості досліджуваної речовини. Метод є дуже чутливим і дозволяє знаходити наявність мізерної кількості домішок порядку 10^{-11} г в 1 г досліджуваної речовини.

Цінну інформацію про молекулярну структуру біологічних об'єктів можна отримати під час освітлення їх поляризованим світлом. Якщо за час життя у збудженому стані молекула не змінить свою орієнтацію, то квант фотолюмінесценції виявиться поляризованим так само, як і поглинений квант. У протилежному випадку відбудеться деполіризація світла. Переорі-

ентація відбувається тим швидше, чим менша мікров'язкість речовини. Визначивши поляризацію фотолюмінесценції, можна досліджувати мікров'язкість структур клітин (зокрема, мікров'язкість мембранних структур).

10.10. ІНДУКОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ. ЛАЗЕРИ

Розглянуті вище процеси випромінювання електромагнітної енергії квантовими системами (атомами, молекулами, іонами) відбувалися *самодовільно (спонтанно)*, тобто без зовнішнього впливу при переході їх на більш низькі енергетичні рівні. Прикладами такого спонтанного випромінювання є теплове випромінювання, люмінесценція. Проте можливі такі процеси, при яких збуджені атоми чи молекули випромінюють кванти світла не самодовільно, а *під впливом зовнішнього випромінювання*, наприклад, під дією падаючого на них світла. Такий процес і само випромінювання отримали назву *індукованого*, або *вимушеного випромінювання*. Вимушений перехід із збудженого рівня на більш низький енергетичний рівень супроводжується випромінюванням фотону, додаткового до того фотону, під дією якого відбувся цей перехід.

Індуковане випромінювання має надзвичайні властивості: напрямок його розповсюдження співпадає з напрямком поширення зовнішнього випромінювання, яке спричинило випромінювальний перехід. Вони, індуковане і зовнішнє випромінювання, співпадають також по частоті, фазі та поляризації. Таким чином, індуковане випромінювання тотожне зовнішньому, когерентне з ним. Інакше кажучи, індуковане випромінювання додає в первинне електромагнітне випромінювання точно такі ж самі кванти, які віднімає від останнього поглинання.

Відомо, що поглинають електромагнітну енергію ті атоми, які знаходяться на більш низьких енергетичних рівнях, переходячи після цього поглинання на більш високі рівні. Випромінюють енергію атоми, що знаходяться на більш високих рівнях,

переходячи на більш низькі рівні. У рівноважних умовах більшість систем знаходяться в стані теплової рівноваги, і розподіл атомів чи молекул за енергетичними станами, або *заселеність енергетичних рівнів*, підпорядковується розподілу Больцмана (частина I). Для дворівневої системи маємо:

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-(E_n - E_m)/kT} \quad (10.43)$$

де N_n і N_m — число атомів, що перебувають на рівнях енергії E_n і E_m відповідно, причому $E_n > E_m$ (рис.107).

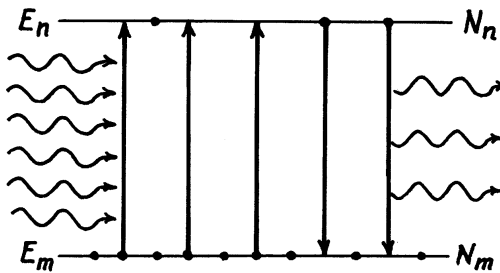


Рис. 107

При кімнатних температурах $N_n \ll N_m$. Нижній рівень заселений більше, ніж верхній. Якщо на шар речовини падає випромінювання з частотою $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$, то в міру проникнення падаючого випромінювання в глибину речовини спостерігається послаблення його інтенсивності. Згідно із законом Бугера (5.8), інтенсивність світла, яке поширюється всередині речовини, експоненціально падає, при тому що коефіцієнт поглинання буде додатній. Це характерно для так званої *рівноважної заселеності* енергетичних рівнів.

Підсилення зовнішнього випромінювання можна здійснити шляхом створення у речовині, зворотної по відношенню до рівноважної заселеності енергетичних рівнів, тобто такої, що при $E_n > E_m$ повинно бути $N_n > N_m$. Подібна заселеність енергетичних рівнів називається *інверсною*.

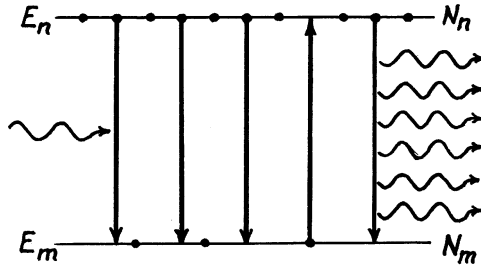


Рис. 108

Тоді фотон з частотою $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$, взаємодіючи із збудженими атомами, ініціюватиме вимушені переходи $E_n \rightarrow E_m$ (рис.108). В результаті число актів випромінювання (переходи $E_n \rightarrow E_m$) переважає порівняно із числом актів поглинання (переходи $E_m \rightarrow E_n$), через що світло підсилюється. У законі Бугера в цьому випадку $k < 0$ і $I > I_0$ (рис. 109). Середовище з інверсною заселеністю формально характеризується від'ємною абсолютною температурою. Дійсно, з (10.43) при $\frac{N_n}{N_m} > 1$ випливає:

$$T = -\frac{E_n - E_m}{k \ln \frac{N_n}{N_m}}. \quad (10.44)$$

І оскільки $E_n - E_m > 0$, $\ln \frac{N_n}{N_m} > 0$, то температура буде від'ємна. Такий результат отримано тому, що поняття температури застосовано, в даному випадку, до нерівноважної системи.

Для того щоб створити і підтримувати інверсну заселеність енергетичних рівнів, при якій $N_n > N_m$, необхідні спеціальні умови. Такі умови створюються в приладах, що носять назву *квантові генератори*. Перший квантовий генератор був зроблений в 1954 році радянськими фізиками Н. Г. Басовим і А. М. Прохоровим, і незалежно від них американським фізиком Ч.Таунсом. Квантовий генератор, що підсилює оптичне

випромінювання (світло), отримав назву *лазер*. В залежності від речовини, яка використовується в якості робочого тіла, розрізняють кристалеві, газові, рідинні, напівпровідникові лазери.

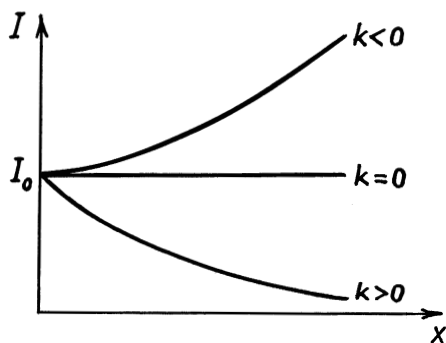


Рис. 109

Розглянемо будову та принцип дії кристалевого (рубінового) лазера. Робочим тілом цього лазера є кристалевий штучний рубін, що уявляє собою окис алюмінію Al_2O_3 з незначними (0,05 %) домішками окису хрому Cr_2O_3 . Із рубіну виготовляють циліндричний стрижень зі строго паралельними, відшліфованими і посрібленими торцями. Це так званий *дзеркальний резонатор*, передній торець якого напівпрозорий. Навколо рубінового стрижня розміщують потужну спіралеподібну імпульсну ксенонову лампу, під дією якої кристал опромінюється зелено-синім світлом з довжиною хвилі 0,56 мкм (рис. 110).

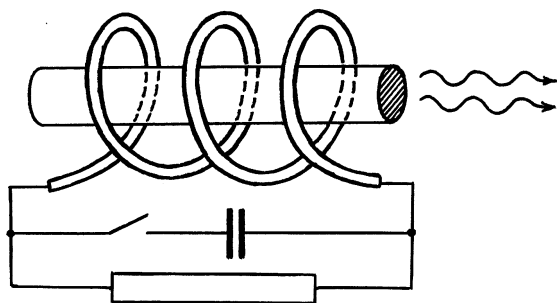


Рис. 110

В генерації лазерного світла приймають участь лише атоми (а точніше іони) хрому. Рубіновий лазер працює по трьохрівневій схемі, що зображена на рис. 111. Світло від імпульсної лампи переводить іони хрому з енергетичного рівня 1 на рівень 3. Ймовірність спонтанного повернення іону з рівня 3 на рівень 1 значно менша за ймовірність переходу $3 \rightarrow 2$, а час життя іона на рівні 2 в десятки тисяч разів більше, ніж на рівні 3. Тому лампа створює на деякий час значну інверсну перенаселеність рівня 2 в порівнянні з рівнем 1, тим самим забезпечуючи умову $N_n > N_m$, яка необхідна для роботи квантового генератора. Говорять, що відбувається оптичне «накачування» лазера. Перехід із стану 3 в метастабільний стан 2 відбувається безвипромінювально.

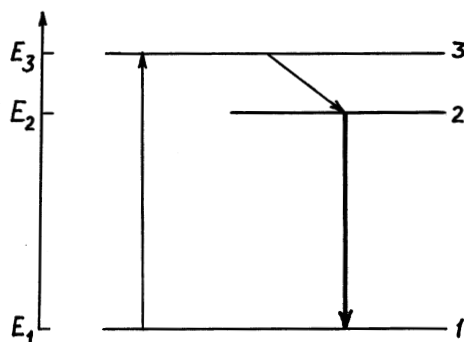


Рис.111

Потім з перенаселеного рівня 2, починаються спонтанні переходи іонів хрому на рівень 1, які супроводжуються випромінюванням фотонів з частотою $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$, що відповідає червоному світлу з довжиною хвилі $\lambda = 0,69 \mu\text{м}$. Фотони, що рухаються під кутом до осі рубінового стрижня, виходять з нього через прозору бокову поверхню і більше в роботі лазера не приймають участі. Фотони, що рухаються вздовж осі, зазнають багаторазове відбиття від дзеркальних торців стрижня, визиваючи миттєвий перехід $2 \rightarrow 1$ збуджених іонів хрому, який

супроводжується індукованим випромінюванням тієї ж самої частоти $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$. Коли підсилений потік фотонів досягає достатньої потужності, він виходить через напівпрозорий торець стрижня у вигляді інтенсивного, висококогерентного монохроматичного пучка світла. Рубіновий лазер, на відміну від інших, працює в імпульсному режимі, віддаючи в короткому імпульсі неперервно накопичувану енергію. Потужність при імпульсі випромінювання з періодом 10^{-8} сек досягає десятків і сотень мільйонів ват. Розбіжність пучка мізерна, вона складає близько декількох кутових хвилин, а в окремих випадках може досягти і кутових секунд. Це робить випромінювання лазерів дуже перспективним для здійснення далекого зав'язку. Направлений, наприклад, на Місяць, такий пучок дає на поверхні світову пляму діаметром біля 1 км (промінь від звичайного прожектора на такій же відстані дав би пляму з діаметром близько 50 000 км.)

Коротко розглянемо роботу газового гелій-неонового лазера, який працює в безперервному режимі. Так само, як і в рубіновому, в ньому створюються умови, коли $N_2 > N_1$. На відміну від лазерів, що працюють в імпульсному режимі, N_1 і N_2 не залежать від часу. На рис. 112 зображено збуджені рівні He і Ne. У гелію два рівня 2s, що відповідають двом різним орієнтаціям спінів електронів. Ці рівні не можуть бути збуджені оптично, так як перехід $1s \rightarrow 2s$ з поглинанням фотону правилом вибору (10.8) заборонений. Збудження досягається при газовому розряді за рахунок непружних зіткнень з електронами. На рисунку вони зображені пунктирними стрілками. Стан 2s — метастабільний, так як перехід $2s \rightarrow 1s$ з випромінюванням фотону заборонений.

У неону стани 4s і 5s дуже близькі до стану 2s у гелію, і за рахунок зіткнень енергія із стану 2s гелію передається 4s і 5s станам неону. На рисунку цю передачу зображено жирною стрілкою. Із станів 4s і 5s дозволені переходи з випромінюванням фотону в стан 3p. Дозволені також оптичні переходи з рівнів 3p на нижній 3s рівень. Як показали дослідження, на рівнях 4s час

життя $\sim 10^{-6}$ сек, а на рівнях $3p$ порядку 10^{-8} сек. Внаслідок цього в газовому розряді при безперервній підкачці, тобто поповненні рівнів $4s$ і $5s$, створюється стаціонарна інверсна заселеність рівнів неону $4s$, $5s$ і $3p$. Переходи $5s \rightarrow 3p$ дають видиме світло, $4s \rightarrow 3p$ — інфрачервоне випромінювання. Переходи $3p \rightarrow 3s$ в основному відповідають за «очищення» рівня $3p$.

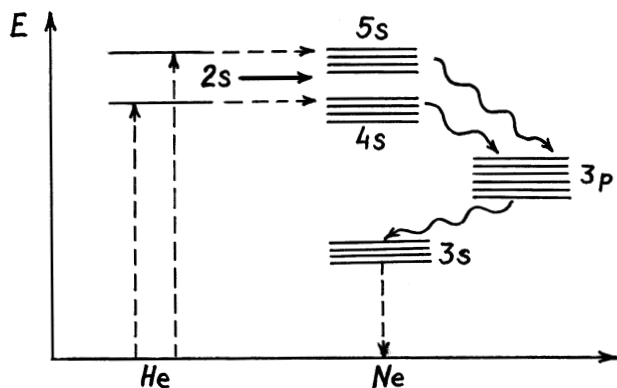


Рис.112

По своїй будові газовий лазер нагадує рубіновий, в якому замість рубінового стрижня служить газорозрядна трубка, на торцях якої розташовані дзеркала для створення лавіноподібного потоку фотонів. Газовий розряд підтримується високочастотним генератором.

В останній час знайшли широкий розвиток і застосування напівпровідникові лазери, в яких підкачка відбувається за допомогою струму, що пропускають через напівпровідник. Встановлено також, що складні молекули органічних барвників також можна примусити випромінювати когерентне лазерне світло. Активні молекули в цих лазерах звичайно містяться у водних і спиртових розчинах. Опис всіх цих приладів можна знайти в спеціальній літературі.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

1. Запишіть рівняння Шредінгера для атома водню.
2. Який вигляд має розв'язок рівняння Шредінгера?
3. Які значення може приймати повна енергія атома водню?
4. Які допустимі значення може мати орбітальний момент імпульсу електрона відносно ядра?
5. Чому дорівнює проекція моменту імпульсу електрона на виділений напрямок?
6. Якими квантовими числами описується стан електрона в атомі водню? Що вони квантують?
7. Запишіть, які власні функції можуть відповідати другому енергетичному рівню атома водню.
8. Який стан називається виродженням?
9. Яка кратність виродження третього енергетичного рівня?
10. Запишіть і поясніть правило відбору для переходів електрона в атомі водню.
11. Намалюйте та поясніть схему переходів електрона в атомі водню.
12. Намалюйте та поясніть розподіл густини ймовірності знаходження електрона в атомі водню.
13. Чим відрізняється схема енергетичних рівнів і переходів електрона в атомах лужових металів в порівнянні з атомом водню? Чим можна пояснити цю відмінність?
14. Як квантується результуючий момент імпульсу атома лужних металів?
15. Чому дорівнює момент імпульсу іонізованого атома лужних металів?
16. Що таке тонка структура?
17. Що таке спін електрона?
18. Як квантується спін електрона?
19. Чому дорівнюють числове значення спіну електрона та його проекції на заданий напрямок?
20. Чому дорівнює власне значення магнітного моменту електрона та його проекції на заданий напрямок?
21. Як квантується повний момент імпульсу атома натрію?

22. Що таке спін-орбітальна взаємодія?
23. Покажіть на схемі енергетичних рівнів натрію наявність тонкої структури.
24. Як поведуть себе атоми речовини в магнітному полі?
25. Що таке нормальне зміщення?
26. Поясніть явище ЕПР.
27. Що таке оболонки і підоболонки атомів?
28. Як відбувається розподіл електронів в атомі по оболонках?
29. Яку електронну конфігурацію мають елементи другого періоду періодичної системи?
30. Як заповнюються електронами оболонки рідкісноземельних елементів?
31. Чим принципово відрізняються рентгенівські спектри речовини від оптичних?
32. Завдяки чому виникають рентгенівські спектри?
33. Сформулюйте закон Мозлі для рентгенівських спектрів.
34. Які типи міжатомних зв'язків в молекулах речовин ви знаєте? Опишіть їх природу.
35. З чого складається повна енергія молекули?
36. Як квантуються окремі види енергії молекули?
37. Які квантові переходи відбуваються в молекулах?
38. Як пояснити смугастий молекулярний спектр?
39. Що таке люмінесценція?
40. Які види люмінесценції ви знаєте?
41. Сформулюйте і поясніть закон Стокса для люмінесценції.
42. Поясніть механізм люмінесценції.
43. Коли виникає антистоксівське випромінювання?
44. Що таке індуковане випромінювання? Коли воно виникає?
45. Поясніть застосування поняття від'ємної температури.
46. Назвіть особливості лазерного випромінювання.
47. Поясніть принцип роботи рубінового лазера.
48. В чому відмінність роботи газового лазера від кришталевого рубінового.

11.1. БУДОВА І ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМНОГО ЯДРА

Атомне ядро було відкрите в 1911 році Е. Резерфордом при розсіюванні α -частинок на тонких пластинках. Складається ядро із *протонів* і *нейтронів*, які мають назву *нуклони*. Протон має позитивний електричний заряд, який за абсолютною величиною дорівнює заряду електрона. Нейтрон не має заряду. Це нейтральна частинка. Маса протона $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг, маса нейтрона $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ кг. У вільному стані нейтрон не стійкий. Він розпадається на протязі порядку 12 хвилин. У ядрі нейтрон не розпадається. Протон і нейтрон мають однаковий спін. Він дорівнює $\frac{1}{2}\hbar$. Протон має магнітний момент, напрямок якого збігається із напрямком спіну, а його величина дорівнює $\mu_{sp} = 2,89277 \cdot \mu_n$, де

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (11.1)$$

— одиниця магнітних моментів ядер, або інакше — *ядерний магнетон*, вираз, аналогічний магнетону Бора, в якому масу електрона m_e замінили на масу протона m_p . Ядерний магнетон $\mu_n = 5,050824 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл.

Нейтрон, будучи електрично нейтральним, також має магнітний момент. Він дорівнює $\mu_{sn} = -1,91313 \cdot \mu_n$. Знак мінус вказує на те, що напрямок спіну нейтрона та його магнітного моменту протилежні.

Протон-нейтронну модель атома в 1932 році запропонував Д. Іваненко і розвинув Гейзенберг. Тепер ця модель є загальноприйнятною, оскільки вона не суперечить жодному дослідному факту. Розглянемо основні характеристики ядра.

Заряд ядра. Заряд ядра позитивний і дорівнює Ze , де e — величина заряду протона, а Z — *зарядове число*, яке дорівнює кількості протонів в ядрі, або те ж саме, порядковому номеру хімічного елемента в періодичній системі Менделєєва.

Число нуклонів в ядрі позначимо буквою A , його називають *масовим числом* ядра. Число нейтронів N в ядрі дорівнює $N = A - Z$. Для позначки ядер застосуємо символ ${}_Z X^A$, де під X розуміють хімічний символ даного елемента.

Маса ядра. Маса ядра практично співпадає з масою атома, оскільки маса електронів дуже мала. Масу ядра виражають в *атомних одиницях* — а. о. м. Одна атомна одиниця маси дорівнює $1/12$ маси ядра ізотопу ${}_6\text{C}^{12}$, що в одиницях СІ становить $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг. В ядерній фізиці масу, особливо елементарних частинок, часто виражають в енергетичних одиницях — мегаелектронвольтах (МеВ). Для цього використовують відому формулу $E = mc^2$, тоді 1 а. о. м. = 931,5016 МеВ. Нуклонам приписують масове число, що дорівнює одиниці, електрону — нульове значення. Ядра з однаковими Z , але різними A називають *ізотопами*. Більшість хімічних елементів мають по декілька стабільних ізотопів. Так, наприклад, кисень має три стабільних ізотопи: ${}_8\text{O}^{16}$, ${}_8\text{O}^{17}$, ${}_8\text{O}^{18}$, водень має також три ізотопи ${}_1\text{H}^1$ — протій, ${}_1\text{H}^2$ — дейтерій, ${}_1\text{H}^3$ — тритій, у олова десять ізотопів.

Тепер відомо близько 1 500 ядер, які відрізняються або Z , або A , або і тим, і другим. Близько 300 із них стійкі, решта — радіоактивні. Багато ядер отримано штучним шляхом за допомогою ядерних реакцій. У кожного хімічного елемента є постійний відсотковий вміст різних ізотопів. Тому кожен хімічний елемент має певну атомну масу, яка являє собою середнє значення атомних мас всіх ізотопів. Цим пояснюється те, що атомні маси елементів не є цілими числами.

Розміри ядер. В першому наближенні ядро має форму кулі, радіус якої можна виразити так:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (11.2)$$

де $R_0 = (1,3 \dots 1,7)\Phi$ (Φ — фермі, назва одиниці довжини, що застосовують у ядерній фізиці, $1\Phi = 10^{-15}$ м). Із формули

видно, що об'єм ядра пропорційний числу нуклонів в ядрі, тому густина речовини ядра приблизно однакова і дорівнює $\rho \approx 10^{17} \text{ кг/м}^3$.

Власний момент імпульсу ядра (спін ядра).

Нуклони мають спін. Спіни нуклонів складаються в результаті спін ядра. Оскільки спін нуклона дорівнює $\frac{1}{2} \hbar$, то квантове спінове число спіну ядра I буде напівцілим при непарній кількості нуклонів у ядрі, і цілим або нулем при парній кількості нуклонів. Спіни ядер не перевищують декількох одиниць. Це вказує на те, що спіни більшості нуклонів у ядрі компенсують один одного, розміщуючись антипаралельно. У всіх ядер з парною кількістю протонів і парною кількістю нейтронів сумарний спін дорівнює нулю.

Спін ядра атома L_1 складається з моментом імпульсу електронних оболонок атома L_p , утворюючи повний момент імпульсу атома L_F , який визначається квантовим числом F .

Магнітний момент ядра. Як зазначалось вище, нуклони, крім власних моментів імпульсу (спінів), мають магнітні моменти. Магнітними моментами нуклонів визначається магнітний момент ядра $P_{мя}$. Між спіном ядра L_1 , який виражається в одиницях \hbar , і магнітним моментом ядра, який виражається в ядерних магнетонах, існує співвідношення, яке аналогічне співвідношенню (10.11) для електронних моментів:

$$P_{мя} = g_я L_1, \quad (11.3)$$

де $g_я$ — ядерне гіромагнітне відношення.

В § 10.3 було показано, що наявність спіну у електрона зумовлює появу тонкої структури спектральних ліній. Для атомів з одним валентним електроном спін-орбітальна взаємодія призводить до роздвоєння всіх енергетичних рівнів (крім S -рівнів) і, відповідно, — до розщеплення спектральних ліній. Так з'являються, наприклад, у натрію лінії D (жовтий дуплет) $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ (рис. 95).

У 1928 році А. М. Тереніним і Л. М. Добрецовим за допомогою приладів з великою розрізняльною здатністю було виявле-

но, що кожна із ліній D натрію в свою чергу також розщеплюється на дві, дуже близько розташовані лінії. Це явище назвали *надтонкою структурою* спектральних ліній. Зумовлено воно взаємодією магнітних моментів електронів і ядра.

Для вимірювання магнітного моменту ядра користуються методом ЯМР (ядерного магнітного резонансу). На відміну від ЕПР (електронного парамагнітного резонансу) (див. § 10.4), у випадку ЯМР вибіркоче поглинання радіочастотного електромагнітного випромінювання речовиною зумовлене переходами його ядер між різними енергетичними підрівнями. Магнітний момент ядра у зовнішньому постійному і однорідному магнітному полі зазнає просторового квантування. Так само, як в ефекті Зеємана, внаслідок дії магнітного поля на атом і зв'язаного з ним просторового квантування, є розщеплення енергетичних рівнів електронів, аналогічно просторове квантування ядерних моментів у зовнішньому магнітному полі призводить до розщеплення енергетичних рівнів ядра на підрівні. Дія змінного радіочастотного електромагнітного поля (з частотами, що відповідають частотам переходів між відповідними підрівнями) призводить до можливості вибіркового поглинання радіочастотного випромінювання, тобто до ядерного резонансу. Дослідження резонансних частот дозволяє виявити структуру енергетичних рівнів різних ядер. Частоти ЯМР при одному і тому самому значенні напруженості постійного магнітного поля в десятки тисяч разів менші, ніж частоти ЕПР. За допомогою ЯМР можна визначити хімічний склад речовини. Основою цього є те, що частоти ЯМР дуже чутливі до самих незначних змін магнітного поля. Наприклад, магнітне поле, що створюється електронною оболонкою атома, зсуює частоту ЯМР. В залежності від хімічних зв'язків між атомами, які визначаються властивостями та будовою їх електронних оболонок, цей хімічний зсув при ядерному резонансі буде різним. Це і дозволяє встановити тип хімічної сполуки.

11.2. ЕНЕРГІЯ ЗВ'ЯЗКУ АТОМНОГО ЯДРА

Ядра — це дуже стійкі утворення. Нуклони в ядрі зв'язані ядерними силами. Для того щоб розірвати ці зв'язки, необхідно затратити енергію, тобто виконати певну роботу.

Енергія, яка необхідна для повного розщеплення ядра на складові нуклони, називається *енергією зв'язку ядра*. Із закону збереження енергії виходить, що при утворенні ядра має виділитись така кількість енергії, яку слід затратити, щоб розщепити ядро на окремі нуклони. Фактично енергія зв'язку ядра — це різниця між енергією всіх вільних нуклонів E_n , які входять до складу ядра, та енергією ядра E_j , тобто

$$\Delta E_{зв.} = E_n - E_j. \quad (11.4)$$

Згідно з законом пропорційності між масою та енергією $E = mc^2$, енергія зв'язку повинна супроводжуватись зміною маси між масою всіх окремо взятих нуклонів, що входять до складу ядра, і масою самого ядра

$$\Delta E_{зв.} = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M_j] c^2. \quad (11.5)$$

Якщо енергію вимірювати в мегаелектронвольтах (МеВ), а маси протона, нейтрона і ядра — в атомних одиницях маси, то формулу (11.5) записують так:

$$\Delta E_{зв.} = 931 [Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - M_j]. \quad (11.6)$$

Зміну маси, що стоїть в квадратних дужках, позначають через Δm , тоді формула (11.5) буде мати вигляд:

$$\Delta E_{зв.} = \Delta mc^2. \quad (11.7)$$

Величину Δm називають *дефектом маси ядра*. Якщо відома величина Δm , то за формулою (11.7) можна підрахувати енергію зв'язку будь-якого ядра. Маси атомних ядер у наш час визначені з великою точністю.

Для прикладу підрахуємо енергію зв'язку ядра атома гелію ${}_2\text{He}^4$. Ядро складається із двох протонів і двох нейтронів. Дефект маси ядра гелію в атомних одиницях маси стано-

виль $\Delta m = [2 \cdot m_p + 2 \cdot m_n - M_\alpha] = [2 \cdot 1,0073 + 2 \cdot 1,0087 - 4,0016] = 0,03$ а. о. м., або $\Delta m = 0,03 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \approx 5 \cdot 10^{-29}$ кг. Тоді енергія зв'язку буде дорівнювати

$$\Delta E_{\text{зв.}} = \Delta mc^2 = 5 \cdot 10^{-29} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = \frac{4,5 \cdot 10^{-12}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 28 \text{ МеВ.}$$

Енергію зв'язку, що приходиться на один нуклон, називають *питомою енергією зв'язку* ε .

$$\varepsilon = \frac{\Delta E_{\text{зв.}}}{A}. \quad (11.8)$$

У ядра гелію питома енергія зв'язку становить $\varepsilon = \frac{28}{4} = 7$ МеВ. Для порівняння вкажемо, що енергія зв'язку валентних електронів становить близько 10 еВ, тобто в 10^6 разів менша. Питома енергія зв'язку характеризує міцність ядра. Чим більше ε , тим більш міцне і стійке ядро.

На рис. 113 представлена залежність питомої енергії зв'язку від масового числа A . Вона характеризує різну міцність зв'язків нуклонів в ядрах різних хімічних елементів.

В середній частині періодичної системи, у елементів з масовими числами порядку 50–100, ядра найміцніші. Питома енергія зв'язку в них $\varepsilon \approx 8,7$ МеВ. З подальшим зростанням масового числа A питома енергія зв'язку зменшується, і в кінці періодичної системи у важких ядер вона складає $\varepsilon \approx 7,5$ МеВ.

Графік залежності ε від A дозволяє зробити висновки щодо енергетично можливих двох процесів, а саме: а) поділ важких ядер на декілька легких, б) злиття (синтез) легких ядер в одне крупніше ядро. При обох процесах повинна виділятися велика кількість енергії. Оцінімо її.

При поділі ядра урану ${}_{92}\text{U}^{238}$ ($A_1 = 238$) на два осколки з масовими числами $A_2 = 119$ виділиться енергія, що дорівнює різниці між енергією зв'язку нових ядер ΔE_2 і енергією зв'язку ядра урану ΔE_1 , тобто $\Delta E = \Delta E_2 - \Delta E_1$. Енергія зв'язку нових ядер дорівнює $\Delta E_2 = 2\varepsilon_2 A_2 = 2 \cdot 8,6 \cdot 119 = 2046,8$ МеВ. Енергія зв'язку ядра урану $\Delta E_1 = \varepsilon_1 A_1 = 7,5 \cdot 238 = 1785$ МеВ. Виділиться енергія $\Delta E = 2046,8 - 1785 = 261,8$ МеВ.

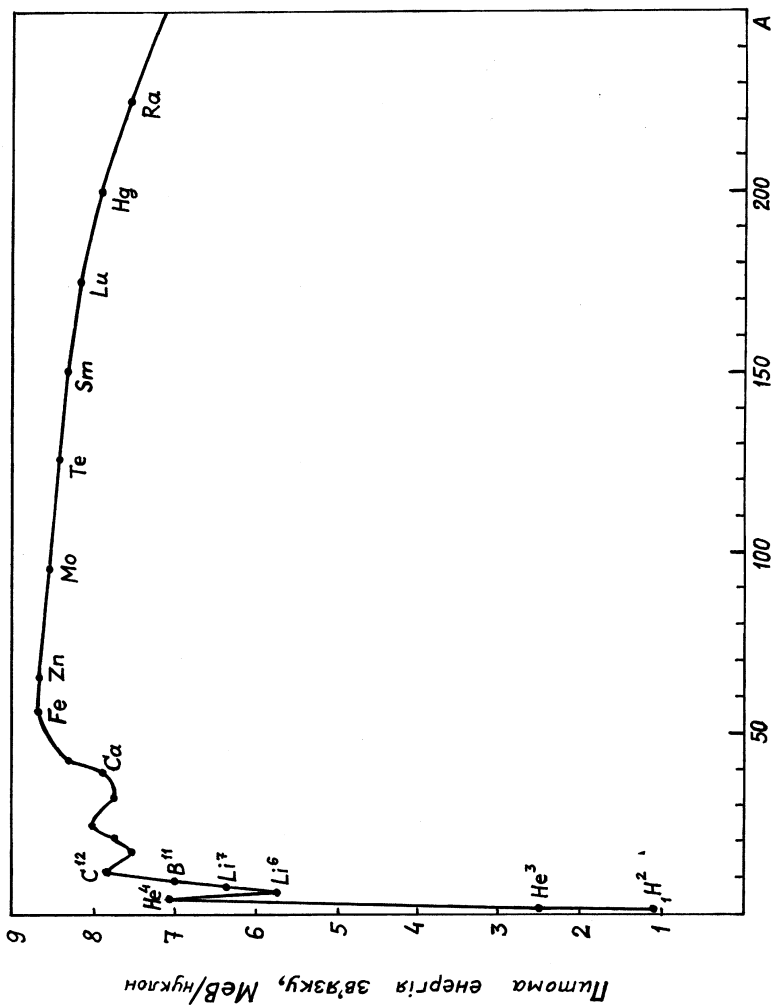


Рис. 113

Аналогічний розрахунок для синтезу двох ядер важкого водню ${}_1\text{H}^2$ (дейтерію) в одне ядро гелію ${}_2\text{He}^4$ показує, що при цьому буде виділятися енергія 24 МеВ. Для порівняння вкажемо, що при з'єднанні одного атома вуглецю з двома атомами кисню (хімічна реакція горіння вугілля з утворенням CO_2), виділяється енергія порядку 5 еВ, що в 5 мільйонів разів менша.

Таким чином, виділення ядерної енергії можливе як при реакціях поділу важких елементів, так і при реакціях синтезу легких ядер. Кількість ядерної енергії, що виділяється, дорівнює різниці між енергією зв'язку продукту реакції і енергією зв'язку початкового матеріалу: $\Delta E = \Delta E_2 - \Delta E_1$. Найбільш вигідною в енергетичному відношенні є реакція синтезу ядер водню ${}_1\text{H}^1$ чи дейтерію ${}_1\text{H}^2$ так, як це видно з графіка рис. 113, в даному випадку різниця енергій між синтезованим ядром і вхідними ядрами буде найбільшою. Для того щоб відбулося злиття двох легких ядер, вони повинні наблизитись одне до одного на відстань порядку 1 фермі. Такому зближенню перешкоджає кулонівське відштовхування між ними. Для того щоб його подолати, ядра повинні рухатись назустріч одне одному з великими швидкостями, які відповідають температурі декілька сотень мільйонів градусів. З цієї причини реакцію синтезу називають *термоядерною реакцією*. Термоядерні реакції протікають в надрах Сонця та зірок. В земних умовах поки що існують некеровані термоядерні реакції при вибухах водневих бомб. Вчені багатьох країн працюють зараз над проблемою створення керованого термоядерного синтезу.

11.3. ЯДЕРНІ СИЛИ

Згідно з законом Кулона, позитивно заряджені протони, що знаходяться в ядрі на дуже маленьких відстанях порядку $\sim 10^{-15}$ м, сильно відштовхуються, і ядро повинно миттєво розлетітись. Проте нуклони не розлітаються, а ядро залишається стабільним. Це означає, що між нуклонами, крім кулонівських сил відштовхування, діють інші, дуже потужні *ядерні*

сили притягання. Ядерна взаємодія між нуклонами отримала назву *сильна взаємодія*. Перелічимо характерні особливості ядерних сил.

1. Ядерні сили є *короткодійочими*. Радіус дії цих сил порядку 1 фермі = 10^{-15} м.

2. Ядерні сили *зарядово незалежні*. Це означає, що вони не залежать від заряду нуклона. Ядерні сили, що діють між двома протонами, такі ж самі, як і між протоном і нейтроном, чи між двома нейтронами.

3. Ядерні сили *залежать від орієнтації спінів* нуклонів. Так, наприклад, нейтрон і протон утримуються разом, утворюючи ядро дейтрона тільки тоді, коли їхні спіни паралельні один одному.

4. Ядерні сили *не є центральними силами*. Їх неможливо представити спрямованими вздовж прямої, що з'єднує центри нуклонів.

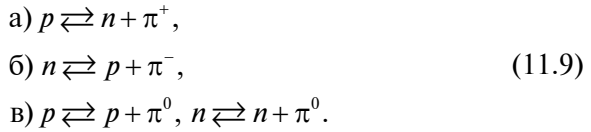
5. Ядерні сили мають властивість *насичення*. Це означає, що кожен нуклон в ядрі може взаємодіяти не з усіма нуклонами, а лише з тими, які його обмежують, тобто із сусідніми.

6. Ядерні сили мають *обмінний характер*.

За сучасними уявленнями, ядерні сили зумовлені обміном частинками, які отримали назву *π -мезони*. Цю ідею висловив в 1935 році японський фізик Х. Юкава, а виявлені вони були в 1947 році в складі космічних променів. Пі-мезони виконують роль переносників ядерної взаємодії. Існують три типи π -мезонів: π^+ , π^- і π^0 , тобто два заряджені і один нейтральний мезони. Маси заряджених мезонів однакові і дорівнюють: $m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 273m_e$, $m_{\pi^0} = 264m_e$, де m_e — маса електрона. Заряд π^+ і π^- мезонів дорівнює елементарному заряду. Час життя π^+ і π^- мезонів дорівнює $2,6 \cdot 10^{-8}$ сек, а π^0 -мезона — $8 \cdot 10^{-17}$ сек. Спін π -мезонів дорівнює нулю.

Розглянемо можливі механізми обміну π -мезонами між нуклонами. Протон, випускаючи π^+ мезон (11.9 а), перетворюється на нейтрон. Нейтрон, захопивши π^+ мезон, перетворюється на протон. Можливий і такий процес (11.9 б): нейтрон, випускаючи π^- мезон, перетворюється на протон, а протон, поглина-

ючи π^- мезон, перетворюється на нейтрон. Можливий інший обмін за допомогою π^0 мезонів (11.9 в).



Внаслідок таких процесів нуклон буде оточений хмаринкою π -мезонів, які і утворюють поле ядерних сил. Поглинання цих мезонів іншими нуклонами призводить до сильної взаємодії. Протон випускає π^+ мезон і перетворюється на нейтрон. Мезон поглинається іншим нейтроном, який внаслідок цього перетворюється на протон. Потім такий же процес протікає в зворотному напрямку. Можливий механізм, коли взаємодія відбувається шляхом обміну π^- мезонами. Кожен із взаємодіючих нуклонів частину часу проводить в зарядженому стані, а частину — в нейтральному. І, нарешті, можлива взаємодія шляхом обміну нейтральними π^0 мезонами. Схематично така взаємодія має вигляд, зображений на рис. 114.

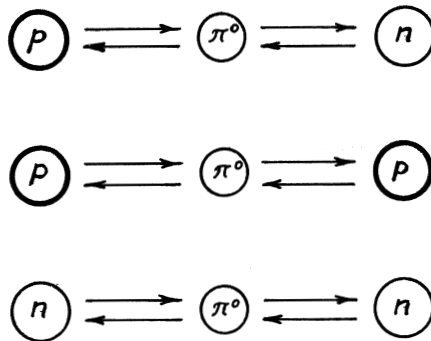


Рис. 114

Експериментально обмінний характер ядерної взаємодії знайшов своє підтвердження при проходженні пучка нейтронів через газоподібний водень. У вихідному пучку нейтронів виявились такі протони, які мають ту ж саму енергію і напрям

руху, що і падаючі нейтрони. Їх появу можна пояснити таким чином: нейтрон, пролітаючи поблизу ядра атома водню, яке являє собою протон, поглинає π^+ мезон і перетворюється на протон $n + \pi^+ \rightarrow p$.

11.4. ЗАКОНИ РАДІОАКТИВНОГО РОЗПАДУ. РАДІОАКТИВНІ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЯДЕР

Радіоактивністю називається самочинне, незалежне від зовнішніх умов, перетворення одних ядер в інші з випромінюванням елементарних частинок. Такі перетворення характерні для нестабільних ядер.

Розрізняють такі радіоактивні розпади: α -розпад, β -розпад, спонтанний поділ важких ядер, протонна радіоактивність. Радіоактивність, що спостерігається у ядер, які існують у природних умовах, називають *природною*. А радіоактивність ядер, які отримані за допомогою ядерних реакцій, називають *штучною*. Між природною та штучною радіоактивністю не існує принципової різниці. Процес радіоактивного перетворення в обох випадках підпорядковується однаковим законам.

Розглянемо *закон радіоактивного розпаду*. Окремі радіоактивні ядра розпадаються спонтанно, незалежно один від одного. Тому кількість ядер, що розпадаються, dN залежатиме від властивостей ядер, що розпадаються, їхньої кількості N і проміжку часу dt , тобто

$$dN = -\lambda N dt, \quad (11.10)$$

тут λ — характеристика радіоактивної речовини, називається *стала розпаду*. Знак мінус означає, що кількість радіоактивних ядер N з часом зменшується, і тому швидкість розпаду $\frac{dN}{dt}$ від'ємна величина.

Інтегруючи (11.10) при початкових умовах $t = 0$ і $N = N_0$, отримаємо основний закон радіоактивного розпаду:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (11.11)$$

де N — кількість ядер, що не розпались в момент часу t , N_0 — кількість ядер в початковий момент часу.

Отже, кількість ядер радіоактивної речовини, що не встигли розпасти, зменшується з часом за експоненціальним законом. Чим більше λ , тим швидше зменшується N .

Важливою характеристикою радіоактивного розпаду є *період напіврозпаду*. Це час, на протязі якого розпадається половина ядер початкової кількості. Якщо цей час позначити через T ,

то можна записати $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$, звідки маємо:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}. \quad (11.12)$$

Період напіврозпаду для відомих в наш час радіоактивних ядер знаходиться в границях від $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ років. Чим більша швидкість розпаду, тим менший період напіврозпаду. Наприклад, для урану ${}_{92}\text{U}^{238}$ період напіврозпаду дорівнює $4,51 \cdot 10^9$ років, для радію ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ — 1 590 років, для радону ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ — 3,825 дня. Користуючись законом радіоактивного розпаду, можна знайти статистичну величину — *середній час життя* радіоактивного ядра τ . Він дорівнює:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (11.13)$$

Порівнюючи вирази (11.13) і (11.12), бачимо, що середній час життя радіоактивних ядер більший за період напіврозпаду $\tau \approx 1,4T$.

Величину $a = \lambda N$, яка визначає кількість атомів, що розпадаються за одиницю часу, називають *активністю радіоактивної речовини*. Активність — це характеристика всієї речовини, яка зазнає розпаду, а не окремого ядра. В СІ за одиницю активності беруть один розпад за секунду — *беккерель* (Бк). Практичною одиницею активності є *кюрі* (Ки) — це активність такої кількості радіоактивної речовини, яка зазнає $3,7 \cdot 10^{10}$ розпадів за секунду. Активність в 1 кюрі відповідає активності 1 г радію. Використовують також одиницю активності *резерфорд* (Рд). Один резерфорд — це активність

препарату, в якому відбувається 10^6 розпадів за секунду. Очевидно, $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^4 \text{Рд}$.

Природна радіоактивність була відкрита в 1896 році А. Беккерелем. Великий вклад у вивчення радіоактивних речовин внесли П'єр Кюрі і Марія Складовська-Кюрі. Було виявлено, що радіоактивна речовина є джерелом трьох видів випромінювання: α , β , γ . На рис. 115 зображена схема розподілу випромінювання в магнітному полі, спрямованому перпендикулярно площині рисунка. Характер відхилення променів в магнітному полі свідчить про те, що α -промені несуть позитивний заряд, β -промені — негативний, а γ -промені не мають заряду. Подальші дослідження виявили, що α -промені являють собою потік ядер гелію. β -промені виявились потоком електронів, що рухаються із швидкістю, близькою до швидкості світла, їх енергія досягає 10 МеВ. γ -промені являють собою жорстке електромагнітне випромінювання, яке має надзвичайно велику, із всіх радіоактивних випромінювань, проникаючу здатність. Воно спричиняє відносно слабку іонізацію речовини, через яку проходить.

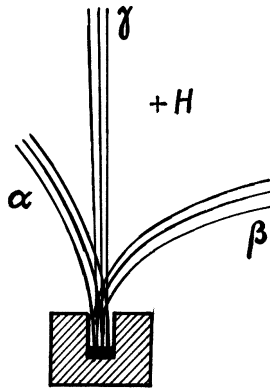
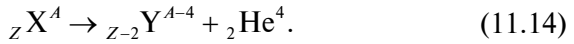


Рис. 115

Розглянемо закономірності α -розпаду.

Під час α -розпаду материнського ядра A_ZX утворюється дочірнє ядро із зарядом $Z-2$ і масовим числом $A-4$, а також α -частинка, тобто ядро гелію:



Дочірнє ядро, як правило, перебуває в збудженому стані і через час $\tau \sim 10^{-15} - 10^{-8}$ с переходить до основного стану, випустивши γ -квант. α -розпад спостерігається у важких ядрах $Z > 82$.

Швидкості, з якими α -частинки залишають ядра, дуже великі, порядку 10^7 м/с, кінетична енергія порядку декількох МеВ. Пролітаючи через речовину, α -частинка витрачає свою енергію на іонізацію молекул речовини. На утворення однієї пари іонів в повітрі витрачається енергія близько 35 еВ. Таким чином, α -частинка утворює на своєму шляху 10^5 пар іонів. При нормальних умовах в повітрі вона пройде шлях в декілька сантиметрів. У твердому тілі вона пройде шлях приблизно в декілька мікрон. Звичайний аркуш паперу затримає α -частинки.

α -частинку в момент розпаду ядра утворюють групи нуклонів, що складаються з двох протонів і двох нейтронів. Потенціальна енергія взаємодії α -частинки та ядра має вигляд, показаний на рис. 116. При $r < R$, де R — радіус дії ядерних сил, енергія взаємодії α -частинки та ядра має характер притягання. Коли $r > R$, діють сили кулонівського відштовхування.

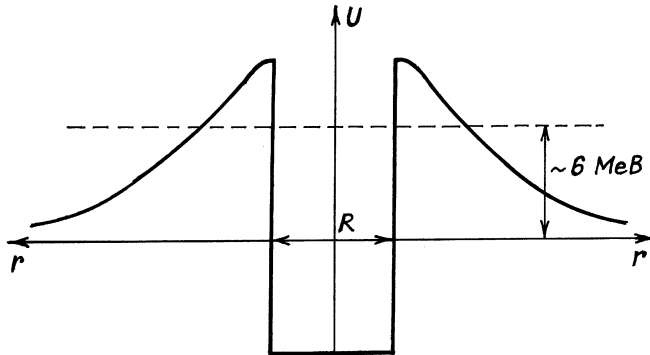


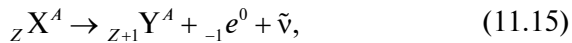
Рис. 116

Досліди по розсіюванню α -частинок на важких ядрах показали, що α -частинки з енергією 8 МеВ пружно відскакують від

важких ядер за рахунок кулонівського відштовхування. Вони не можуть подолати потенціальний бар'єр. Разом з тим енергія α -частинок, що залишають ядро, становить 6 і менше MeV і, отже, згідно з класичними уявленнями, вони не можуть подолати потенціальний бар'єр. Проте, згідно з квантовою механікою, існує відмінна від нуля ймовірність того, що α -частинка пройде через потенціальний бар'єр, тобто залишить межі ядра, навіть тоді, коли її енергія менша за висоту потенціального бар'єра. Це так званий «тунельний ефект». Теорія α -розпаду, що засновується на тунельному ефекті, добре узгоджується з експериментом.

Розглянемо β -розпад. Існують три види β -розпаду: електронний β^- , позитронний β^+ і K -захоплення.

Перший вид β -розпаду протікає за такою схемою:



тут ${}_{Z+1} Y^A$ — дочірнє ядро, ${}_{-1} e^0$ — бета електрон, $\tilde{\nu}$ — антинейтрино.

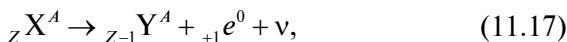
Із схеми видно, що дочірнє ядро має атомний номер, на одиницю більший, ніж у материнського ядра, масові числа ядер однакові. Поряд з електроном із ядра вилітає *антинейтрино*. Його маса спокою і заряд дорівнюють нулю, а спіні — $\frac{\hbar}{2}$.

Справа в тому, що при β -розпадах виникають нейтрино і антинейтрино (тобто «маленькі нейтрони»). У разі β^+ розпаду — нейтрино (позначається ν), а в разі β^- розпаду — антинейтрино (позначається $\tilde{\nu}$). Ці частинки характеризуються орієнтацією спіну щодо імпульсу: у нейтрино спіні та імпульси орієнтовані в протилежні сторони, а в антинейтрино — в ту ж саму сторону. Виявлення антинейтрино зв'язано з великими труднощами, оскільки ці частинки практично не взаємодіють з речовиною і тому характеризуються дуже високою проникною здатністю. Процес виходу електрона із ядра ${}_Z X^A$ можна пояснити так: один із нейтронів ядра перетворюється на протон за схемою:



Ця реакція відбувається з додержанням закону збереження спіну, а також пояснює неперервний спектр ядерного β -випромінювання. β -розпад може супроводжуватись випромінюванням γ -променів. Механізм їхнього виникнення такий самий, як і при α -розпаді. Дочірнє ядро виникає в збудженому стані. Переходячи в стан з меншою енергією, дочірнє ядро ${}_{Z+1}Y^A$ випромінює γ -квант.

Другий вид розпаду — β^+ — позитронний розпад, відбувається за схемою:



де ${}_{Z-1} Y^A$ — дочірнє ядро, ${}_{+1} e^0$ — позитрон, ν — нейтрино. При β^+ розпаді в ядрі відбувається розпад протона з утворенням нейтрона, позитрона та нейтрино:



Позитрон є античастинкою щодо електрона. Вони мають однакову масу, спін, але різні заряди. Розпад протона за схемою (11.18) можливий лише тоді, коли він перебуває всередині ядра, де позичає енергію, якої йому не вистачає, в інших нуклонів. Оскільки маса протона менша за масу нейтрона, то для вільного протона процес розпаду за схемою (11.18) неможливий, адже при цьому порушувався б закон збереження енергії.

Третій вид β -розпаду — це K -захоплення — полягає в тому, що ядро поглинає один з електронів K -оболонки, внаслідок чого один із протонів ядра перетворюється на нейтрон, висилаючи при цьому нейтрино:



Виникле ядро може опинитись в збудженому стані і, повертаючись в більш низький енергетичний стан, випромінює γ -квант. Місце, що звільнилось в K -оболонці, буде заповнюватись електронами із L чи M оболонки. Внаслідок цього буде виникати рентгенівське випромінювання.

В 1940 році радянські фізики Г. Фльоров і К. Петржак виявили процес самодовільного поділу ядер урану на два приблизно

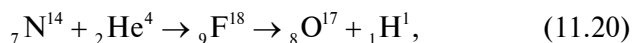
однакові осколки. Пізніше це явище спонтанного поділу спостерігали і на інших важких ядрах. Це також один із видів радіоактивного розпаду.

Протонна радіоактивність спостерігається, коли ядро випромінює один або два протони. Цей вид радіоактивності було виявлено в 1963 році групою радянських фізиків під керівництвом Фльорова.

11.5. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ. ІЗОТОПИ

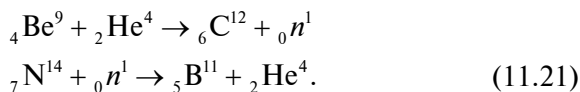
Розглянемо дію на ядро елементарних частинок, що швидко рухаються, або ядер інших елементів. Процес перетворення атомних ядер, який відбувається при цьому, називають *ядерною реакцією*. В будь-якій ядерній реакції повинні виконуватись закони збереження електричного заряду, масових чисел, енергії, імпульсу та моменту імпульсу.

Першу штучну ядерну реакцію здійснив в 1919 р. Резерфорд, перетворивши атомне ядро азоту в ядро ізоотопу кисню. Після опромінення α -частинками азоту, в камері, де відбувалась ядерна реакція, з'явилися атоми ізоотопу кисню та атомні ядра водню, тобто протони. Ця реакція відбувалась за такою схемою:



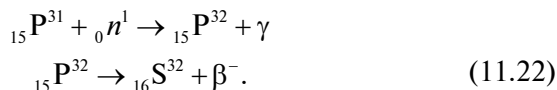
α -частинка, що має велику енергію і потрапляє в ядро азоту, поглинається ним, і при цьому утворюється проміжне ядро фтору. Ядро фтору нестійке, воно миттєво викидає із себе один протон і перетворюється в атомне ядро ізоотопу кисню. Проте не всі α -частинки спричиняли таку ядерну реакцію. Лише ті α -частинки, які мали достатньо велику кінетичну енергію, змогли подолати кулонівське відштовхування ядра, приймали участь в ядерній реакції. У зв'язку з цим стає зрозумілим, що найбільш ефективними «снарядами» для обстрілу атомних ядер повинні бути нейтральні частинки, тобто нейтрони, яким не потрібно буде переборювати електростатичне кулонівське відштовхування.

Перша ядерна реакція, в якій було виявлено існування нейтрона, була здійснена в 1932 році англійським фізиком Чедвіком. Вона мала вигляд:



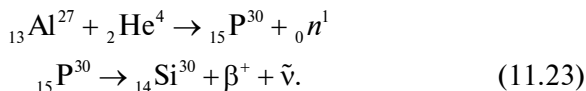
При бомбардуванні ядер берилію α -частинками ядро берилію поглинало α -частинку і, випустивши нейтрон, перетворювалось в ядро вуглецю. Нейтрони, які вилітали з берилію, направлялись в камеру з азотом. Вони досить легко захоплювались ядром азоту, яке, в свою чергу, перетворювалось на ядро бору і α -частинку.

Всі ядерні реакції супроводжуються випромінюванням тих чи інших елементарних частинок і γ -квантів. Продукти багатьох ядерних реакцій виявляються радіоактивними. Їх називають *штучними радіоактивними ізотопами*. Прикладом отримання радіоактивних ізотопів може бути реакція захоплення нейтронів ядром фосфору:



При захопленні випромінюється γ -квант і утворюється радіоактивний ізотоп фосфору ${}_{15}\text{P}^{32}$, період напіврозпаду якого дорівнює 14 днів. Розпад ядра ізотопу призводить до утворення стабільного ізотопу сірки з випромінюванням β -частинки.

Існують штучні радіоактивні ізотопи, які супроводжуються позитронним розпадом, наприклад,



При бомбардуванні алюмінію α -частинками випромінюється нейтрон, і утворюється ядро ізотопу фосфору ${}_{15}\text{P}^{30}$, період напіврозпаду якого 2,5 хвилини. Цей ізотоп випромінює позитрон разом з антинейтрино, перетворюючись в стабільне ядро кремнію.

У промислових масштабах штучні радіоактивні ізотопи отримують в ядерних реакторах шляхом опромінення хімічних елементів нейтронами. В таблиці приведені характеристики деяких штучних радіоактивних ізотопів, які мають найбільше застосування в біології, медицині, в сільському господарстві та промисловості.

Елемент	Ізотоп	Вид розпаду	Період напіврозпаду
Вуглець	${}_6\text{C}^{14}$	β^-	5720 років
Азот	${}_7\text{N}^{13}$	β^+	9,9 хв.
Кисень	${}_8\text{O}^{15}$	β^+	2,1 хв.
Фосфор	${}_{15}\text{P}^{32}$	β^-	14,3 днів
Сірка	${}_{16}\text{S}^{35}$	β^-	87,1 днів
Калій	${}_{19}\text{K}^{42}$	β^-, γ	12,4 годин
Кальцій	${}_{20}\text{Ca}^{45}$	β^-	152 дні
Марганець	${}_{25}\text{Mn}^{56}$	β^-, γ	2,6 годин
Залізо	${}_{26}\text{Fe}^{59}$	β^-, γ	46,3 днів
Кобальт	${}_{27}\text{Co}^{60}$	β^-, γ	5,3 роки
Цинк	${}_{33}\text{Zn}^{65}$	β^+, γ	250 днів
Миш'як	${}_{33}\text{As}^{76}$	β^-, γ	26,8 годин
Йод	${}_{53}\text{I}^{131}$	β^-, γ	8 днів

За допомогою цих ізотопів досліджують процеси живлення сільськогосподарських рослин. Широке застосування знайшов так званий метод мічених атомів. Ним успішно користуються при вивченні засвоєння різних елементів рослинами та тваринами. За допомогою ізотопів вивчають процеси міграції комах, пересування ґрунтової води, явище фотосинтезу. Проводиться радіоактивне опромінення насіння, боротьба зі шкідниками сільськогосподарських рослин. Радіоактивне випромінювання ізотопів використовують також для автоматичного контролю та керування деякими технологічними процесами, наприклад, для вимірювання і регулювання товщини прокату пластмасо-

вих, металевих, гумових стрічок та плівок. В медицині ізотопи використовують, наприклад, для стерилізації лікарських препаратів в фармацевтичній промисловості, а також для лікування від деяких шкіряних та внутрішніх захворювань, наприклад, терапевтичне опромінення злоякісних пухлин та інше.

11.6 ЛАНЦЮГОВА ЯДЕРНА РЕАКЦІЯ. ЯДЕРНИЙ РЕАКТОР

Як було зазначено вище, розпадатись на дві частини може збуджене ядро. Для збудження йому необхідно надати достатню кількість енергії. Це можна зробити, обстрілюючи ядро α -частинками чи протонами. Найефективнішими в цьому відношенні є нейтрони. Реакції поділу, або як їх інакше називають, *реакції розщеплення*, характерні для ядер важких елементів. Важкі ядра, такі як уран, «упаковані» помітно гірше, ніж ядра продуктів поділу. Звідси випливає, що, коли важке ядро розділити на два середні за масами осколки, то нуклони в кожному із них упакуються щільніше. При цьому, як було показано в § 11.2 на прикладі ядра урану, може виділитись близько 260 МеВ енергії. Приблизно 80 % цієї енергії виділиться у вигляді кінетичної енергії осколків, інші 20 % — у вигляді енергії радіоактивного випромінювання осколків і кінетичної енергії нейтронів, які при цьому також виділяються.

Явище поділу ядер урану під дією нейтронів відкрили німецькі вчені О. Ган і Ф. Штрассман в 1938 році. Вони знайшли в хімічно чистому урані, який був опромінений нейтронами, барій і лантан. Нові елементи могли з'явитись в урані лише в результаті розщеплення його ядер під дією нейтронів.

Таким чином, реакція поділу ядер урану спричиняється нейтронами, що потрапляють в них. Для характеристики ймовірності потрапляння нейтронів в ядра важких елементів вводиться така фізична величина, як *ефективний переріз*. За фізичним змістом вона схожа на ефективний переріз молекули при зіткненні з іншою молекулою (частина I, § 7.6). Якщо атомне

ядро розглядати як мішень, по якій стріляють нейтронами чи іншими зарядженими частинками, і позначити площу поперечного перерізу ядра через σ , а площу поперечного перерізу нейтрона вважати дуже малою, то відносна кількість зіткнень нейтрона з ядрами, що зустрічаються на її шляху, буде пропорційна концентрації ядер, ефективному перерізу σ і шляху Δx :

$$\frac{\Delta N}{N} = \sigma n \Delta x, \quad (11.24)$$

(тут $\sigma n \Delta x$ визначає відносну частку площі всієї мішені, що перекривається поперечними перерізами ядер). Визначивши відносну кількість зіткнень частинок, можна розрахувати і поперечний переріз ядра за формулою:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{N n \Delta x}. \quad (11.25)$$

В дійсності в (11.25) під ΔN слід розуміти не число зіткнень, а число частинок, які провзаємодіяли з ядрами. Ця величина і називається ефективним перерізом. Вона має розмірність площі. Радіус атомного ядра становить $R_{\text{я}} \approx 10^{-15}$ м, а ефективний переріз має порядок 10^{-30} м² (σ виражається в барнах; 1 барн = 10^{-28} м²). Ефективний переріз залежить від типу реакції і характеристик частинок, якими бомбардують ядра.

При бомбардуванні ядра зарядженими частинками їх необхідно розганяти до таких енергій, щоб вони могли подолати потенціальний кулонівський бар'єр атомного ядра. Тому для заряджених частинок ефективний переріз реакції зростає із збільшенням їх енергії і досягає максимуму при значеннях енергії порядку висоти потенціального бар'єру атомного ядра, після чого зростання ефективного перерізу сповільнюється і для дуже великих енергій починає зменшуватись.

Для нейтронів потенціального бар'єру немає, тому кількість взаємодій з ядрами буде залежати від часу, на протязі якого нейтрон буде перебувати поблизу ядра, а час буде визначатись швидкістю нейтрона. Чим менше швидкість нейтрона, тим більше часу він буде перебувати в сфері впливу

ядра, тим більша ймовірність захоплення нейтрона ядром, і тим більшим буде ефективний переріз. Отже, для нейтронів ефективний переріз обернено пропорційний його швидкості. Проте, існують випадки, коли ефективний переріз має різко виражений максимум при певних значеннях енергії нейтронів, тобто спостерігається селективне захоплення. На рис. 117 приведений в логарифмічному масштабі графік залежності ефективного перерізу захоплення нейтрона ядром ${}_{92}\text{U}^{238}$ від енергії нейтрона.

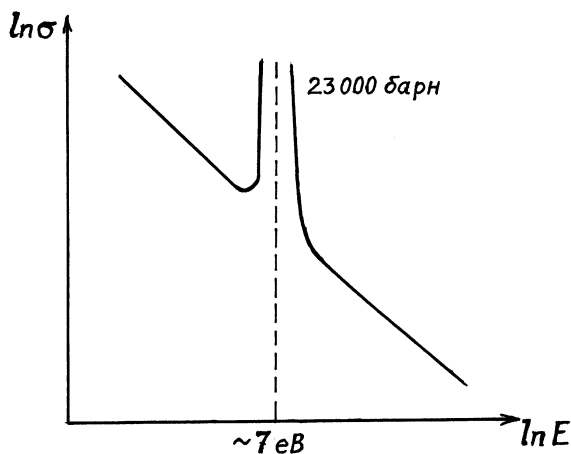


Рис. 117

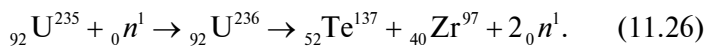
Із графіка видно, що, крім області поблизу 7 еВ із збільшенням енергії нейтронів ефективний переріз зменшується. При $E = 7$ еВ ефективний переріз різко зростає, досягаючи значення 23 000 барн. Це явище отримало назву *резонансне захоплення нейтронів*. Воно має місце в тому випадку, коли енергія нейтрона дорівнює енергії, необхідній для переведення ядра на збуджений енергетичний рівень, і схоже на поглинання енергії фотона атомом при переході із основного стану в перший збуджений стан (резонансне поглинання світла).

Енергія нейтронів, що утворюються в процесі поділу ядер урану, має досить широкий спектр: від 1 еВ і менше до 10 МеВ.

Більшість нейтронів мають енергію 1–2 МеВ. Нейтрони, що мають енергію більшу, ніж 1,5 МеВ, називають *швидкими*. Нейтрони з меншою енергією — *повільними*, а нейтрони з дуже малими енергіями називають *тепловими*.

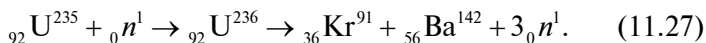
Ділитися на дві частини під дією нейтронів здатні ядра всіх важких елементів. Але найбільш важливим елементом у практичному відношенні є уран. У природному урані міститься переважно два нукліди ${}_{92}\text{U}^{238}$ і ${}_{92}\text{U}^{235}$. При цьому значну кількість становить ${}_{92}\text{U}^{238}$. Концентрація ${}_{92}\text{U}^{235}$ в природному урані становить 0,7 %. Ядра нукліда ${}_{92}\text{U}^{238}$ діляться лише під дією швидких нейтронів. Ядра ${}_{92}\text{U}^{235}$ поділяються як під дією швидких, так і під дією повільних, в тому числі теплових нейтронів. Краще реакція поділу відбувається на повільних нейтронах.

Розглянемо одну із можливих реакцій поділу ${}_{92}\text{U}^{235}$:



При захопленні ядром нейтрона утворюється проміжне нестабільне ядро ${}_{92}\text{U}^{236}$, яке розпадається, утворюючи нукліди телуру і цирконію, які також є радіоактивними, і після радіоактивних перетворень переходять в стабільні ядра нуклідів барію ${}_{56}\text{Ba}^{137}$ і молібдену ${}_{42}\text{Mo}^{97}$.

Реакція поділу ${}_{92}\text{U}^{235}$ з випромінюванням трьох нейтронів відбувається за такою схемою:



Утворені 3 нейтрони можуть призвести в свою чергу до поділу інших трьох ядер урану. Таким чином, може виникнути *ланцюгова ядерна реакція*. Найпростіша ланцюгова реакція відбувається в речовинах, ядра яких поділяються повільними нейтронами. Розглянемо поділ ${}_{92}\text{U}^{235}$. Достатньо якомусь випадковому нейтрону потрапити в одно із ядер, як відбудеться його поділ на два осколки. При цьому звільняються 2–3 нейтрони, які, в свою чергу, можуть потрапити в 2–3 інших ядра і спричинити їх поділ. Внаслідок цього з'являться 4–9 нейтронів, здатних поділити 4–9 інших ядер (рис. 118).

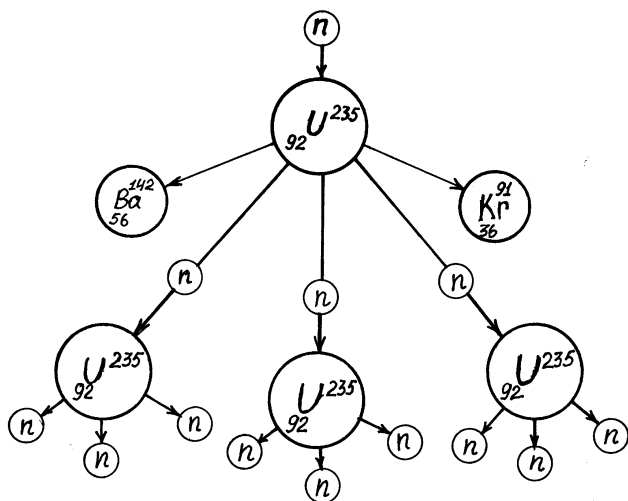


Рис. 118

Проте не всі нейтрони, що звільняються, спричиняють поділ інших ядер. Частина нейтронів може бути захоплена ядрами домішок, які не діляться. Частина нейтронів може вилетіти назовні через поверхню об'єму урану. Існують і інші причини, що зменшують активність нейтронів. Для характеристики розвитку ланцюгової реакції вводять *коефіцієнт розмноження нейтронів*, який вимірюється відношенням числа N_i нейтронів, що спричиняють поділ ядер речовини на одному із етапів реакції, до числа N_{i-1} нейтронів, що спричиняють поділ ядер на попередньому етапі $k = \frac{N_i}{N_{i-1}}$. На рис. 118 представлена схема розвитку ланцюгової

реакції з коефіцієнтом розмноження, що дорівнює трьом.

Коефіцієнт розмноження залежить від природи і кількості речовини, а також від геометричної форми та об'єму, що займає речовина.

Маса речовини, в якій ланцюгова реакція йде з коефіцієнтом розмноження $k = 1$, називається *критичною масою* даної речовини. Для ${}_{92}^{235}\text{U}$ критична маса дорівнює близько 40 кг при кулеподібній формі об'єму.

Якщо $k < 1$, ланцюгова реакція поділу не відбувається (затухає). Якщо $k = 1$, ланцюгова реакція буде йти з постійною інтенсивністю, таку реакцію використовують в ядерних реакторах. Якщо маса речовини більше критичної і $k > 1$, то в цьому випадку ланцюгова реакція буде бурхливо розвиватись і може призвести до вибуху. Таку реакцію використовують в атомній бомбі. Ядерний заряд атомної бомби складається з двох або більше частин ${}_{92}\text{U}^{235}$ чи ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Маса окремих частин менша за критичну, внаслідок чого ланцюгова реакція не відбувається. Якщо миттєво з'єднати всі частини в одне ціле з масою, що перевищує критичну, то достатньо якогось випадкового нейтрона, які завжди присутні, щоб почалась ланцюгова реакція і стався вибух.

Для промислового отримання ядерної енергії необхідно керувати ланцюговою реакцією, підтримуючи значення коефіцієнта розмноження нейтронів рівним одиниці. Це можна здійснити шляхом введення в масу ядерного палива рухомих керуючих стрижнів із кадмію чи бору, які є сильними поглиначами нейтронів. Стрижні вводять в котел, і вони, поглинаючи частину нейтронів, сповільнюють реакцію. Глибина завантаження стрижнів регулюється автоматично так, щоб $k = 1$.

Установки, призначені для промислового отримання ядерної енергії, називають *ядерними реакторами*. На рис. 119 зображена схема ядерного реактора, який працює на природному урані, попередньо збагаченим ${}_{92}\text{U}^{235}$ до 5 %. Уран вводиться в реактор у вигляді стрижнів.

Ланцюгова реакція відбувається за допомогою *повільних* (теплових) нейтронів, які добре поглинаються ядрами урану-235, спричиняючи їх поділ на окремі осколки, масові числа яких лежать в границях від 79 до 160. Для того, щоб створити повільні нейтрони, простір між урановими стрижнями 3 заповнюють *сповільнювачем* нейтронів 2, який виготовляють із графіту. Активна зона реактора має вигляд графітового циліндра. Щоб зменшити втрати нейтронів, що беруть участь у ланцюговій реакції, активну зону реактора оточують відбивачем 5.

Для відбивача застосовують ті ж самі речовини, що і для сповільнювача нейтронів, наприклад графіт. Наявність відбивача дає змогу зменшити критичну масу і забезпечити економію ядерного палива. Для регулювання швидкості ланцюгової реакції в активній зоні передбачені канали, куди вводять стрижні 1, виготовлені із карбиду бору, і яким властива велика поглинальна здатність нейтронів. Ці стрижні поступово виймають з активної зони по мірі того, як витрачається уран. Продукти уранових ядер, які утворюються в процесі реакції, гальмуються сповільнювачем, віддаючи йому свою кінетичну енергію. Завдяки цьому температура в активній зоні реактора становить 800–900 К. За допомогою теплоносія 6, яким може бути важка вода чи розплавлений метал (натрій, калій), тепло відводиться із активної зони реактора, перетворюється в механічну, а потім в електричну енергію.

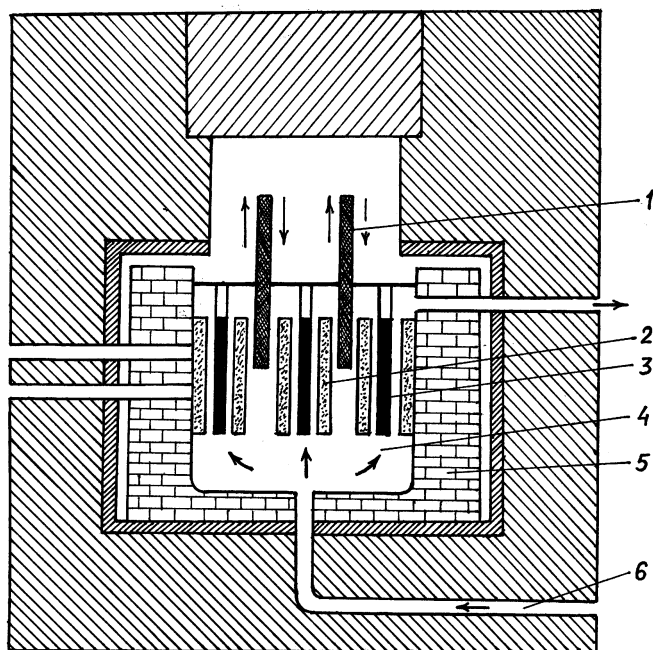
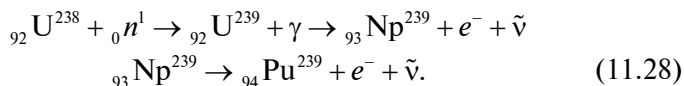


Рис. 119

Ланцюгова ядерна реакція супроводжується виділенням великої кількості енергії. Як вказувалось раніше, при кожному акті поділу ядра урану утворюється близько 200 МеВ енергії. Енергія, що виділяється при поділі всіх ядер в 1 грамі урану-235, дорівнює $2,3 \cdot 10^4$ кВт·год, що еквівалентно енергії при згоранні 3 тонн вугілля, або 2,5 тонн нафти.

Поряд з виділенням енергії, в ядерному реакторі відбувається утворення і накопичення нового ядерного палива ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ — плутонію. В збагаченому ураном-235 природному урані, який закладають в котел, переважну частину складає нуклід ${}_{92}\text{U}^{238}$. Для поділу ${}_{92}\text{U}^{238}$ під дією нейтронів потрібно, щоб вони мали кінетичну енергію не менше, ніж 1,8 МеВ, якої в реакторі, що працює на повільних нейтронах, практично немає. Ядро ${}_{92}\text{U}^{238}$, захоплюючи повільні нейтрони, перетворюється, випускаючи γ -фотон, в ядро радіоактивного ізотопу ${}_{92}\text{U}^{239}$ з періодом напіврозпаду $T = 23$ хв. В свою чергу, це ядро, випускаючи β^- частинку, перетворюється в ядро нептунію ${}_{93}\text{Np}^{239}$:



Нептуній також, будучи β^- радіоактивним, з періодом напіврозпаду 2,3 суток, перетворюється в ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Плутоній має період напіврозпаду 24000 років. Він подібний до ${}_{92}\text{U}^{235}$, поділяється як тепловими, так і швидкими нейтронами, а тому використовується в атомній техніці як ядерне паливо.

Останнім часом широко використовують реактори на швидких нейтронах. Прикладом реакторів цього типу є реактори, в яких атомні ядра ядерного палива, що спалюється, перетворюються в ядра ізотопів, що здатні до реакції поділу. При цьому кількість відтворюваного палива перевищує кількість того, що спалюється. В таких реакторах відсутні сповільнювачі, тому загальний об'єм такого реактора невеликий. Цінність реакторів на швидких нейтронах полягає в тому, що вони одночасно можуть бути джерелом енергії і установкою для отримання нових видів ядерного палива ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ і ${}_{92}\text{U}^{233}$. Таким чином, вони да-

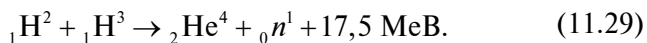
ють змогу більш повно використовувати природні запаси урану і торію.

Ядерні реактори, будучи потужним джерелом нейтронних потоків і радіоактивних випромінювань, використовують також для отримання штучних радіоактивних ізотопів. Речовини, які необхідно піддати опроміненню, розмішують в спеціальних каналах, зроблених в захисному корпусі реактора (рис. 119).

Для проведення наукових досліджень використовують *імпульсні реактори*. Їх призначення — бути джерелом нейтронних імпульсів. Вони випромінюють нейтрони коротким імпульсом у вигляді спалаху. Існують реактори, які називають *імпульсними бустерами*. Це також періодичні імпульсні реактори, що працюють разом з прискорювачем заряджених частинок.

11.7. РЕАКЦІЇ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ

В § 11.2 було показано, що велика кількість енергії може виділятися не лише в реакціях поділу важких ядер, вона може також виділятися і при злитті (синтезі) легких ядер в одне крупніше ядро. Простий розрахунок показує, що при синтезі ядер дейтерію ${}_1\text{H}^2$ і тритію ${}_1\text{H}^3$ виділяється 17,5 МеВ:



Якщо в такій реакції будуть приймати участь всі ядра, що містяться в 1 кг суміші дейтерію і тритію, то виділиться дуже велика кількість ядерної енергії $E = 7,2 \cdot 10^{14}$ Дж. Ця енергія в 8 разів більше енергії, що виділяється при реакції поділу 1 кг урану-235.

Для злиття ядер необхідно їх зблизити на відстань порядку 10^{-15} м, щоб вони потрапили у сферу дії ядерних сил. Проте такому зближенню будуть протидіяти кулонівські сили відштовхування. Їх можна подолати за рахунок великої кінетичної енергії руху ядер. Розрахунки показують, що кінетична енергія ядер дейтерію і тритію, необхідна для цього, повинна бути порядку 0,01 МеВ. Але ймовірність зіткнення таких зустрічних

частинок дуже мала. Внаслідок чого енергія, що витрачається на прискорення частинок, буде більшою від реакції синтезу. Для того щоб здійснити економічно вигідну реакцію синтезу, слід нагріти суміш дейтерію і тритію до такої температури, при якій середня кінетична енергія частинок буде дорівнювати 0,01 МеВ. Прості розрахунки за формулою $E = \frac{3}{2}kT$ показують, що

ця температура повинна дорівнювати $T = 77\,000\,000$ К. Тобто реакція синтезу може відбуватись лише при температурі в десятки чи сотні мільйонів кельвінів, у зв'язку з чим вона отримала назву *термоядерна реакція*. При такій температурі атоми залишаються без електронних оболонок, і речовини перебувають в *плазмовому* стані, тобто у вигляді газу, що складається із електронів і ядер, так званий електронноядерний газ. Такі температури можна отримати шляхом створення в плазмі потужних електричних розрядів. Проте втримати плазму такої високої температури всередині установки на протязі 0,1–1 сек до цього часу не вдалось.

Термоядерні реакції відіграють головну роль в еволюції Всесвіту. Енергія, що випромінюється Сонцем та зірками, має термоядерне походження. За сучасними уявленнями, на ранніх стадіях розвитку зірки складаються із водню. Температура всередині зірок така велика, що в них відбуваються реакції злиття ядер водню (протонно-протонний цикл) з утворенням гелію. А потім при злитті ядер гелію утворюються і більш важкі елементи. Всі ці реакції супроводжуються виділенням великої кількості енергії, яка випромінюється зірками на протязі мільярдів років.

Умови, близькі до тих, які реалізуються в надрах Сонця, були вперше реалізовані в земних умовах у водневій бомбі, де відбувається самопідтримна термоядерна реакція вибухового характеру. Вибуховою речовиною, в якій відбувається термоядерна реакція (10.29), є суміш ${}_1\text{D}^2$ і ${}_1\text{H}^3$. Необхідну для протікання реакції температуру отримують за рахунок вибуху звичайної атомної бомби.

Для отримання керованої термоядерної реакції, яка може відбутись у високотемпературній плазмі, необхідно виконання

двох умов: наявність високої температури і певного обмеження для добутку $n\tau$, де n — концентрація частинок речовини в плазмі, τ — час утримання частинок в плазмі. Для реакції (10.29) ці умови мають такий вигляд:

$$n\tau > 10^{14}; T > 10^8 \text{ К.} \quad (11.30)$$

Обмеження для добутку $n\tau$ означає, що число ядер, що прореагували, повинно бути пропорційно концентрації речовини та часу існування ядра. Проте задача полягає не лише в тому, щоб створити умови, необхідні для протікання реакції і виділення енергії, але головним чином, щоб підтримати ці умови. Для здійснення самопідтримної термоядерної реакції необхідно, щоб швидкість виділення енергії в системі, де відбувається реакція, була не менша, ніж швидкість відведення енергії від системи.

Основною причиною втрат енергії високотемпературної плазми є дуже велика її теплопровідність. Ніякі стінки із речовин не здатні утримати плазму. При такій високій температурі стінки миттєво перетворюються на пару. Один із можливих методів утримання високотемпературної плазми в обмеженому об'ємі — за допомогою дуже сильних магнітних полів. Якщо пропустити через плазму в формі стовпа, вздовж його осі сильний електричний струм, то його магнітне поле буде мати таку форму, яку має магнітне поле для прямолінійного провідника. Воно створить електродинамічні сили, які будуть стискувати плазмовий стовп в *плазмовий шнур*, який буде відірваний від стінок установки. Проте утримати плазмовий шнур в такому стані неможливо. Відбуваються дуже швидкі його радіальні коливання. Він то розширюється, то стискується. В результаті нестабільності плазми в плазмовому шнурі виникають деформації, які змінюють геометричну форму шнура. При цьому відбувається дифузія заряджених частинок через магнітну «стінку». Для стабілізації плазми використовують різні варіанти магнітних полів, які не зв'язані зі струмом, що проходить через плазму.

В останні роки для утримання плазми в магнітному полі використовують сфокусовані лазерні промені і електронні пучки

для надшвидкого нагрівання термоядерної речовини до необхідних температур. Ідея полягає в тому, щоб здійснити термоядерну реакцію за дуже короткий час, протягом якого не могла б проявитись нестійкість плазми.

Великих успіхів досягли вчені у здійсненні термоядерних реакцій за допомогою замкнених магнітних систем для нагрівання і підтримання плазми — установок «токамак». В цих установках можна нагрівати іони водню до температури вісім мільйонів градусів, та утримувати їх в такому стані на протязі кількох сотих секунди. Для початку ж термоядерної реакції необхідна температура 70–100 мільйонів градусів, і утримувати плазму на протязі кількох секунд.

11.8. БІОЛОГІЧНА ДІЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Іонізуючим випромінюванням називають потоки частинок і електромагнітних квантів, взаємодія яких з середовищем призводить до іонізації її атомів і молекул. Іонізуючим випромінюванням є рентгенівські промені, γ -кванти, потоки α -частинок, β -частинок, протонів, нейтронів. Всі вони випромінюються радіоактивними речовинами і мають значний вплив на живі організми. Аварія на Чорнобильській АЕС показала велику небезпеку радіоактивного випромінювання. Всі люди повинні мати уявлення про цю небезпеку і знати заходи захисту від неї.

Характеристикою дії випромінювання на речовину є *доза випромінювання*. Для оцінки радіоактивного ефекту, зокрема, і радіобіологічного, є *поглинута доза випромінювання*. Це є енергія, яку поглинає одиниця маси опроміненої речовини. В СІ поглинену дозу випромінювання виражають в греях (Гр). Один грей дорівнює поглиненій дозі, при якій опроміненій речовині масою 1 кг передається енергія будь-якого виду іонізованого випромінювання 1 Джоуль, $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$. Позасистемною одиницею дози є рад. $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}$.

Природний фон радіації (космічні промені, радіоактивність навколишнього середовища) складає на рік дозу $2 \cdot 10^{-3}$ Гр на людину. Міжнародна комісія по радіаційному захисту встановила для працівників, що мають справу з іонізуючим випромінюванням, допустиму дозу 0,05 Гр на рік. Доза випромінювання в 3–10 Гр, отримана за короткий час, може бути смертельною.

Потужністю поглиненої дози випромінювання називають дозу за одиницю часу. В СІ це є грей за секунду.

На практиці отримано, що ефекти опромінення залежать від різних видів і тривалості дії іонізуючих випромінювань. Для оцінки біологічної дії випромінювання вводиться поняття — *еквівалентна доза випромінювання*. Для розрахунку еквівалентної дози випромінювання з різною іонізаційною здатністю і, відповідно, з різною відносною біологічною ефективністю нормам радіаційної безпеки встановлений спеціальний *коефіцієнт якості випромінювання* для кожного виду іонізуючих випромінювань, який характеризується середнім значенням лінійної передачі енергії. Для різних видів випромінювань встановлені такі середні коефіцієнти якості:

Рентгенівське випромінювання — 1

Гамма-випромінювання — 1

Бета-випромінювання — 1

Випромінювання теплових нейтронів — 3

Для швидких нейтронів і протонів — 10

Альфа-випромінювання — 20

Випромінювання важких ядер — 20

Еквівалентну дозу випромінювання чисельно розраховують як добуток поглиненої дози D_n на коефіцієнт якості K :

$$D = D_n \cdot K. \quad (11.31)$$

Одиницею еквівалентної дози є *зіверт* (Зв). 1 зіверт — це доза будь-якого виду іонізуючого випромінювання, яка спричиняє таку саму біологічну дію, як і доза рентгенівського або гамма-випромінювання в 1 грей.

Для кількісної характеристики рентгенівського та гамма-випромінювання користуються поняттям *експозиційна доза ви-*

промінювання. Вона являє собою енергетичну характеристику випромінювання і є *мірою іонізації повітря рентгенівським або гамма-випромінюванням*. Поглинена доза зв'язана з експозиційною D_e таким співвідношенням:

$$D_n = fD_e, \quad (11.32)$$

де f — коефіцієнт, що залежить від опроміненої речовини, енергії квантів та інших причин. Для води і м'яких тканин тіла людини $f = 1$. Для кісткових тканин коефіцієнт f змінюється від 1 до 45. В СІ одиницею виміру експозиційної дози є кулон на кілограм (Кл/кг). Позасистемною одиницею експозиційної дози служить рентген. *Рентген* — це така експозиційна доза, під дією якої в 1 см³ сухого повітря при нормальному атмосферному тиску внаслідок іонізації виникає сумарний заряд іонів кожного знаку, рівний одній електростатичній одиниці заряду. 1 рентген (Р) дорівнює $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. *Потужність експозиційної дози* — це доза рентгенівського або гамма-випромінювання за одиницю часу, наприклад, мілірентген за годину (мР/год). Для людини безпечною вважається експозиційна доза, яка приблизно в 250 разів перевищує дозу, що створюється космічним фоном і радіоактивним випромінюванням із надр Землі. Небезпечною для людини вважається одноразово отримана експозиційна доза, що перевищує 500 рентген.

При дії іонізуючого випромінювання на організм людини в її тканинах можуть відбуватись складні фізичні, хімічні і біологічні процеси. Взаємодіючи з електронами атомів, ядерне випромінювання призводить до іонізації атомів, або до їх збудження, а це, в свою чергу, до руйнування молекул, до зміни їх хімічної активності. Ці явища істотно впливають на хід багатьох хімічних реакцій і можуть стимулювати такі реакції, які не відбуваються у звичайних умовах. Хімічні реакції, що відбуваються під дією іонізованого випромінювання, отримали назву *радіолізу*, і вивчаються вони в радіаційній хімії.

В живих організмах хімічні зміни, спричинені ядерним випромінюванням, можуть призводити до різних фізіологіч-

них порушень. Відомо, що біологічна тканина на 60–70 % за масою складається з води. Внаслідок іонізації молекул води утворюються вільні радикали H^* і OH^* за такою схемою: $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^*$; $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH}^- + \text{H}^*$. Вільні радикали, а також окислювачі, що виникають в процесі радіолізу води, мають високу хімічну активність. Вони вступають в хімічні реакції з молекулами білка тканини, змінюючи біохімічні процеси в організмі. Внаслідок порушуються обмінні процеси, подавляється активність ферментних систем, сповільнюється і припиняється ріст тканини, виникають нові сполуки, не властиві організму, — токсини. Це все призводить до порушення життєздатності в цілому. Найбільш чутливими до випромінювання є ядра клітин, особливо клітин, які швидко діляться. Тому в першу чергу випромінювання поражає кістковий мозок, внаслідок чого порушується процес утворення крові. Потім настає враження травленого тракту і інших органів. Сильний вплив має опромінення на спадковий процес, поражаючи гени в хромосомах.

Опромінення живих організмів може мати і корисну дію. Так, клітини, що швидко розмножуються в злоякісних пухлинах, більш чутливі до опромінення, ніж нормальні. На цьому засноване придушення ракових пухлин γ -променями радіоактивних препаратів, яке в деяких випадках є більш ефективним, ніж рентгенівське опромінення.

Біологічний ефект іонізуючого випромінювання залежить від сумарної дози і тривалості опромінення, виду випромінювання, розмірів опроміненої поверхні та індивідуальних особливостей організму.

Для характеристики відносної чутливості до опромінення беруть більш відтворювану на дослідах величину — напівлетальну поглинальну дозу, яка призводить до загибелі 50 % опромінених організмів за тридцятидобовий термін спостереження. В нижчезазначеній таблиці наведені значення напівлетальної поглинальної дози для деяких живих організмів — від одноклітинних до ссавців, що характеризує видову чутливість до радіаційного опромінення.

Живі організми	Напівлетальна доза в Греях	Живі організми	Напівлетальна доза в Греях
Парамеція	3000	Кролик	8
Амеба	1000	Жаба	7
Дрозофіла	600	Хом'як	7
Бактерія Колі	100	Пацюк	6,7
Равлик	100	Мавпа	5
Тритон	30	Коза	3,5
Черепаха	15	Собака	3,25

Важливим фактором дії іонізуючого випромінювання на організм є час опромінення. Із збільшенням потужності дози уражальна дія випромінювання зростає.

Опромінення α -частинками, а також β -частинками менш небезпечне, оскільки вони завдяки великій іонізаційній здатності мають невеликий пробіг у тканині і не досягають кровотворних та інших внутрішніх органів. Пробіг α -частинки в повітрі становить 3–9 см. Шар біологічної тканини товщиною 0,12 мм повністю поглинає α -частинки. Іонізаційна здатність β -частинок в середньому в 100 разів менша, ніж у α -частинок, а пробіг в стільки ж разів більший. В повітрі пробіг β -частинок досягає 40 м, в біологічних тканинах — 10–15 мм. Що стосується γ -опромінення, то воно має невелику іонізаційну здатність, завдяки чому пробіг в повітрі досягає декілька сотень метрів, а тіло людини вони пронизують наскрізь. Небезпечним є опромінення нейтронами, оскільки вони захоплюються ядрами атомів тканини та породжують γ -промені, які, в свою чергу, руйнують тканину.

Ступінь враження організму залежить від розміру опроміненої поверхні. Із збільшенням опроміненої поверхні збільшується і ступінь враження. Для різних частин тіла людини смертельні поглинальні дози різні. Так, для голови смертельною є доза 20 Гр, для грудної клітки — 100 Гр, для кінцівок — 200 Гр.

Радіоактивні речовини можуть потрапити всередину організму при вдиханні повітря, зараженого радіоактивними елементами, із зараженими харчами або водою, через шкіру, через відкриті рани. Якщо радіоактивні елементи, які потрапляють в

організм, однотипні з елементами, які людина вживає з їжею (натрій, хлор, калій та ін.), то вони не затримуються тривалий час, а виводяться з організму. Інертні радіоактивні гази (аргон, ксенон, криптон), які потрапляють через легені в кров, не є сполуками, що входять до складу тканин, тому через деякий час вони повністю виводяться з організму.

Деякі радіоактивні речовини, потрапляючи в організм, розподіляються в ньому майже рівномірно, інші концентруються в окремих внутрішніх органах. Так, у кісткових тканинах можуть відкладатись елементи, для яких характерним є α -випромінювання — радій, уран, плутоній; β -випромінювання — стронцій, ітрій; γ -випромінювання — цирконій. Ці елементи хімічно не зв'язані з кістковою тканиною, і їх дуже важко виводити з організму. Легко виводяться з організму елементи, що утворюють в організмі легкорозчинні солі і накопичуються в м'язах.

Для оцінки радіаційної безпеки населення за мінімальну дозу іонізуючого випромінювання беруть рівень природного радіоактивного фону. Фонове опромінення людини за рік становить $0,1 \cdot 10^{-2}$ зіверта. Опромінення при рентгенографії зубів — $3 \cdot 10^{-2}$ зіверта. Аналіз нещасних випадків свідчить про те, що небезпечна доза зовнішнього γ -випромінювання для людини близько 6 зівертів, а безпосередні шкідливі ефекти від опромінення не розвиваються при дозах, менших за 1 зіверт короточасного опромінення.

Таким чином, дози, які сприймає людський організм від природного фону, в тисячі разів менші, ніж смертельна доза іонізуючого випромінювання.

Для захисту від іонізуючого випромінювання виділяють три засоби: захист часом, відстанню і матеріалом. Перші два види захисту можна проаналізувати, виходячи з формули для точкового джерела, яке рівномірно у всі сторони випромінює γ -кванти. Потужність експозиційної дози $\frac{X}{t}$ залежить від активності радіоактивного препарату A , обернено пропорційна площі поверхні сфери $4\pi r^2$. Тому

$$\frac{X}{t} = K_{\gamma} \frac{A}{r^2}, \text{ звідси } X = K_{\gamma} \frac{A}{r^2} t, \quad (11.33)$$

де K_{γ} —гамма — стала величина, характерна для кожного радіонукліда.

Із (11.33) видно, що чим більше часу і чим менша відстань, тим більшою буде експозиційна доза. Таким чином, необхідно як можна менше часу знаходитись під дією іонізуючого випромінювання і тим на більшій відстані знаходитись від нього.

Захист матеріалом засновується на різній здатності речовин поглинати різні види іонізуючого випромінювання. Найскладнішим є захист від нейтронів. Швидкі нейтрони спочатку слід сповільнити, зменшуючи їх швидкість, наприклад у воді, а потім застосувати матеріали, які поглинають повільні нейтрони, наприклад, кадмій.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ ТА ЗАВДАННЯ

1. Який склад має ядро?
2. Дайте характеристику елементарним частинкам, що входять до складу ядра.
3. Що таке ізотопи? Наведіть приклади.
4. Чому дорівнює заряд ядра?
5. Як визначити масу ядра та його густину?
6. Яке існує співвідношення між спіном ядра і магнітним моментом ядра?
7. Що таке надтонка структура спектральних ліній? Чим вона пояснюється?
8. Поясніть різницю між методами ЯМР і ЕПР.
9. Що таке енергія зв'язку ядра? Як її визначити? Що вона характеризує?
10. Чим пояснюється стабільність ядра?
11. Назвіть особливості ядерних сил.
12. В чому полягає обмінний характер ядерних сил?
13. Які види радіоактивного розпаду ви знаєте?
14. Сформулюйте закон радіоактивного розпаду.

15. Що таке період напіврозпаду?
16. Як визначають активність радіоактивної речовини? В яких одиницях вона вимірюється?
17. Дайте характеристику α -розпаду.
18. Які види β -розпаду ви знаєте? Поясніть їх.
19. Які елементарні частинки є найефективнішими в ядерних реакціях?
20. Що таке ефективний переріз ядра? Від чого він залежить?
21. Як залежить ефективний переріз ядра при його взаємодії із нейтронами? Що таке резонансне захоплення нейтронів?
22. В чому суть ланцюгової ядерної реакції?
23. Що таке коефіцієнт розмноження нейтронів?
24. Що таке критична маса радіоактивної речовини?
25. Опишіть схему роботи ядерного реактора.
26. Запишіть реакцію синтезу ядер дейтерію і тритію і поясніть, за рахунок чого виділяється енергія.
27. Які необхідні умови для протікання термоядерної реакції синтезу?
28. Опишіть можливі методи утримання високотемпературної плазми в обмеженому об'ємі.
29. Які характеристики дії іонізуючого випромінювання на речовину ви знаєте?
30. Яку характеристику використовують для оцінки біологічної дії іонізуючого випромінювання, як її розраховують та в яких одиницях вона вимірюється?
31. Що таке експозиційна доза 1 рентген?
32. Опишіть механізм дії іонізуючого випромінювання на організм людини.
33. Від чого залежить біологічний ефект іонізуючого випромінювання?
34. Які засоби захисту від іонізуючого випромінювання ви знаєте?

Список літератури,
що використана
в навчальному посібнику

1. Грабовский Р. И. Курс физики : учебное пособие для вузов. — 5-е издание, перераб. и доп. — М. : Высшая школа, 1980. — 608 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 3 : учебное пособие для вузов. — М. : Наука, 1989. — 304 с.
3. Чолпан П. П. Фізика : підручник для студентів природничих факультетів. — Київ: Вища школа, 2003. — 568 с.
4. Чалий О. В. Медична і біологічна фізика : Підручник для студентів вищих медичних закладів. — Київ : Книга плюс, 2004. — 760 с.
5. Белов Д. В., Пустовалов Г. Е. Краткий курс общей физики. Ч. 4, Оптика : курс лекций. — М. : Изд-во МГУ, 1982. — 176 с.
6. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. Т. 3 : учебное пособие для вузов. — 3-е издание, переработанное и дополненное. — М. : Высшая школа, 1979. — 512 с.
7. Ремизов А. Н., Максина А. Г., Потапенко А. Я. Медицинская и биологическая физика : учебник для медицинских вузов. — М. : Дрофа, 2003. — 560 с.
8. Мерион Дж. Б. Общая физика с биологическими примерами / Перевод с англ. — М. : Высшая школа, 1986. — 624 с.

ЗМІСТ

<i>Передмова</i>	3
Вступ	5
Розділ 1. Геометрична оптика	
1.1. Світлова хвиля	12
1.2. Геометрична оптика як граничний випадок хвильової оптики. Закони відбивання та заломлення світла	16
1.3. Лінзи та їх застосування	22
1.4. Оптична система ока і її особливості	32
1.5. Основи фотометрії	37
<i>Контрольні питання і завдання</i>	42
Розділ 2. Інтерференція світла	
2.1. Загальні уявлення про інтерференцію світла	44
2.2. Когерентність хвиль	47
2.3. Інтерференційна картина від двох точкових когерентних джерел	50
2.4. Інтерференція світла в різних середовищах	55
2.5. Інтерференція в тонких плівках	59
2.6. Застосування інтерференції	63
<i>Контрольні питання і завдання</i>	66
Розділ 3. Дифракція світла	
3.1. Поняття про дифракцію світла	68
3.2. Метод зон Френеля	69
3.3. Дифракція Френеля на простих перепонах	75
3.4. Дифракція Фраунгофера на щіліні	79

3.5. Дифракційні ґратки	86
3.6. Дифракція рентгенівських промінів	93
3.7. Основи голографії	100
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>104</i>

Розділ 4. Поляризація світла

4.1. Звичайне і поляризоване світло	106
4.2. Поляризація світла при відбитті та заломленні ...	112
4.3. Подвійне променезаломлення	114
4.4. Інтерференція поляризованих променів	121
4.5. Штучна оптична анізотропія	125
4.6. Обертання площини поляризації	127
4.7. Дослідження біологічних тканин в поляризованому світлі	130
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>132</i>

Розділ 5. Взаємодія світла з речовиною

5.1. Класична модель взаємодії світла з речовиною ...	134
5.2. Дисперсія світла	137
5.3. Поглинання світла речовиною	142
5.4. Фотобіологічні процеси	146
5.5. Розсіяння світла в речовинах	148
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>155</i>

Розділ 6. Теплове випромінювання

6.1. Характеристики теплового випромінювання	156
6.2. Закон Кірхгофа	159
6.3. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла	161
6.4. Ультрафіолетова катастрофа. Формула Планка ...	165
6.5. Теплообмін організму	168
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>170</i>

Розділ 7. Квантові властивості світла

7.1. Гіпотеза Планка. Поняття про світловий квант . . .	171
7.2. Фотоелектричний ефект	173
7.3. Досліди Вавилова	178
7.4. Ефект Комптона	180
7.5. Тиск світла	182
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>187</i>

Розділ 8. Фізика атома згідно з теорією Бора

8.1. Досліди Резерфорда. Ядерна модель атома	189
8.2. Лінійчастий спектр атома водню	192
8.3. Постулати Бора	194
8.4. Теорія Бора для воднеподібних систем	195
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>201</i>

Розділ 9. Елементи квантової механіки

9.1. Корпускулярно-хвильові властивості частинок речовини. Гіпотеза де Бройля	202
9.2. Хвильова функція і її статистичний зміст	206
9.3. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга . . .	208
9.4. Рівняння Шредінгера	212
9.5. Квантування енергії	215
9.6. Мікрочастинка в потенціальній ямі	216
9.7. Квантування моменту імпульсу	220
9.8. Квантовий гармонічний осцилятор	222
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>224</i>

Розділ 10. Квантова фізика атомів і молекул

10.1. Квантово-механічна модель атома водню	226
10.2. Лужні метали	232
10.3. Спін електрону	235

10.4. Ефект Зеемана. Електронний парамагнітний резонанс	240
10.5. Принцип Паулі. Розподіл електронів по енергетичним рівням атома	245
10.6. Періодична система елементів Менделєєва	247
10.7. Рентгенівські спектри	250
10.8. Енергія молекули. Молекулярні спектри	253
10.9. Люмінесценція	259
10.10. Індуковане випромінювання. Лазери	266
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>273</i>

Розділ 11. Фізика атомного ядра

11.1. Будова і характеристики атомного ядра	275
11.2. Енергія зв'язку атомного ядра	279
11.3. Ядерні сили	282
11.4. Закони радіоактивного розпаду. Радіоактивні перетворення ядер	285
11.5. Ядерні реакції. Ізотопи	291
11.6. Ланцюгова ядерна реакція. Ядерний реактор	294
11.7. Реакції термоядерного синтезу	302
11.8. Біологічна дія іонізуючого випромінювання	305
<i>Контрольні питання і завдання</i>	<i>311</i>

<i>Список літератури, що використана в навчальному посібнику</i>	<i>313</i>
--	------------

Навчальне видання

КОПІЙКА Олександр Кузьмич

**КУРС ЗАГАЛЬНОЇ ФІЗИКИ
ДЛЯ БІОЛОГІВ**

Навчальний посібник
у трьох частинах

Частина III

**ОСНОВИ ОПТИКИ,
АТОМНОЇ ТА ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ**

Завідувачка редакції *Т. М. Забанова*

Редактор *Н. Я. Рихтік*

Технічний редактор *М. М. Бушин*

Дизайнер обкладинки *А. О. Ємельянов*

Коректор *О. Г. Дайбова*

Здано у виробництво 22.06.2011. Підписано до друку 31.08.2011.
Формат 60x84/16. Папір офсетний. Гарнітура «Newton». Друк офсетний.
Ум. друк. арк. 18,60. Тираж 300 прим. Вид. № 115. Зам. № 455.

Видавництво і друкарня «Астропринт»
65091, м. Одеса, вул. Разумовська, 21
Тел.: (0482) 37-07-95, 37-14-25, 33-07-17, (048) 7-855-855
www.astroprint.odessa.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1373 від 28.05.2003 р.

Копійка О. К.
К65 Курс загальної фізики для біологів : [навчальний посібник] : у 3 ч. Частина 3 : Основи оптики, атомної та ядерної фізики / О. К. Копійка. — Одеса : Астропринт, 2011. — 320 с.
ISBN 978–966–190–353–0

В третій частині посібника «Курс загальної фізики для біологів» розглянуто основні поняття і закони оптики, атомної та ядерної фізики. Головну увагу приділено розумінню читачем основ і змісту фізичних явищ, а також встановленню границь застосування законів, що їх описують. Викладений матеріал покликаний сприяти розвитку у студентів навиків фізичного мислення, вмінню ставити і розв'язувати ними конкретні задачі.

Навчальний посібник буде корисним для студентів біологічних, медичних, агротехнічних та інших природничих спеціальностей вищих навчальних закладів.

ББК 22.36р30я73:28
УДК 539.1:57(075.8)