

Г.Ф.Бушок, Є.Ф.Венгер

# Курс Фізики

Оптика  
Фізика атома  
та атомного ядра

Книга **3**

• Вища школа •

33(075)  
Б94  
Г.Ф.Бушок, Є.Ф.Венгер

---

# Курс ФІЗИКИ

---

## Книга 3

---

Оптика  
Фізика атома  
та атомного ядра

*Рекомендовано Міністерством освіти  
і науки України*

Навчальний посібник для студентів  
фізико-математичних факультетів  
вищих педагогічних навчальних закладів

АБОНЕМЕНТ-2

КИЇВ  
«ВИЩА ШКОЛА»  
2003

УДК 535:539.1(075.8)  
ББК 22.3я73  
Б94

Гриф надано Міністерством освіти  
і науки України (лист від 11 лютого  
2002 р. № 14/18.2-322)

Рецензенти: *О. В. Мельничук* – д-р фіз.-мат. наук, проф., завідувач кафедри фізики Ніжинського державного педагогічного університету ім. М. Гоголя; *М. І. Гриценко* – д-р фіз.-мат. наук, проф., завідувач кафедри фізики Чернігівського державного педагогічного університету ім. Т. Г. Шевченка

Редакція літератури з економіки і фундаментальних наук  
Редактор *В. Ф. Хміль*

421526

**Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф.**

Б94

Курс фізики: В 3 кн. Кн. 3. Оптика. Фізика атома та атомного ядра: Навч. посіб. — К.: Вища шк., 2003. — 311 с.: іл.

ISBN 966-642-135-6 (кн. 3)  
ISBN 966-642-124-0

Містить систематизований виклад програмного матеріалу з оптики, фізики атома та атомного ядра. Значну увагу приділено розкриттю логічної структури фізики як науки, висвітленню її зв'язку з іншими природничими науками, математикою, технікою. Короткі історичні довідки про різні здобутки наукового пізнання сприяють більш повному уявленню про розвиток фізики.

Для студентів фізико-математичних факультетів вищих педагогічних навчальних закладів.

УДК 535:539.1(075.8)  
ББК 22.3я73

ISBN 966-642-135-6 (кн. 3)

ISBN 966-642-124-0

© Г. Ф. Бушок, Є. Ф. Венгер, 2003



# ОПТИКА

- ◆ Загальні відомості
- ◆ Інтерференція світла
- ◆ Дифракція світла
- ◆ Геометрична оптика
- ◆ Поляризація світла
- ◆ Оптика рухомих середовищ
- ◆ Дисперсія світла
- ◆ Теплове випромінювання
- ◆ Основи квантової фізики

### § 1. Предмет оптики

*Оптика* — це вчення про світло, його природу і властивості, взаємодію з речовиною та практичні застосування. *Світло* — це потік фотонів, тобто елементарних частинок матерії (електромагнітного поля). Фотони якісно відмінні від частинок речовини: вони переміщуються зі швидкістю світла, але мають при цьому скінченну масу; їхня маса спокою дорівнює нулю. Фотони проявляють як хвильові, так і корпускулярні властивості. Отже, світло — вид матерії, який має складну електромагнітну природу. Дуалізм у властивостях світла є наочним прикладом прояву закону діалектичної єдності протилежностей.

Звичайно під світлом розуміють електромагнітні хвилі таких довжин, які сприймаються оком людини; це хвилі завдовжки 400...760 нм. Такий діапазон видимих світлових хвиль інакше можна було б задати через відповідні частоти або енергію фотонів.

В оптиці до світлових відносять також широкі діапазони електромагнітних хвиль, суміжних з видимими (ультрафіолетове, рентгенівське та інфрачервоне проміння) аж до міліметрових радіохвиль.

Згадані хвилі об'єднують однакова природа випромінювання, подібні фізичні властивості та специфічні оптичні методи дослідження.

Завдання оптики — вивчення світлових явищ, методів і способів їх дослідження та практичного застосування.

### § 2. Історичний огляд учення про світло

Історія розвитку вчення про світло повчальна; вона не тільки поглиблює наші уявлення про властивості матерії, а й розкриває закономірності пізнання матеріального світу. Вчення про світло в історичному минулому мало суперечливий характер — одні властивості світла протиставлялись іншим. Нагадаємо коротко про те, як змінювалися погляди на природу світла.

Ще давньогрецьких філософів зацікавило питання, чому людина бачить. Послідовник атомістів Епікур (341—270 рр. до н. е.) обстою-

вав теорію про витікання з тіл тонких плівок — «примар», які, досягаючи ока, зумовлюють відчуття. Інші, зокрема Евклід (III ст. до н. е.), дотримувалися теорії зорових променів, що виходять з ока і ніби обмацують тіла. Евклід розвинув учення про прямолінійне поширення зорових променів, відкрив закон відбиття їх. Однак проти теорії зорових променів рішуче виступав Арістотель (384—322 рр. до н. е.), який ставив заперечливе запитання, чому б нам не бачити в темряві, якщо зір залежить від світла, що виходить з ока наче з ліхтаря.

Наукові теорії про природу світла, які спиралися на дослідні факти, були сформульовані лише наприкінці XVII — на початку XVIII ст. На той час уже були відомі закони відбиття і заломлення світла, явища інтерференції, дифракції та дисперсії світла, а також дістали поширення мікроскоп і зорова труба. Саме тоді було висунуто дві, здавалося, несумісні теорії. Голландський фізик Х. Гюйгенс (1629—1695) у праці «Трактат про світло» (1690) обґрунтував хвильову теорію світла. Світло уподібнювалося до поздовжньої хвилі, що поширюється в особливому середовищі — ефірі. Х. Гюйгенс сформулював принцип, за яким усяку точку простору, до якої дійшла хвиля, можна прийняти за вторинне джерело світла; обвідна поверхня до вторинних хвиль визначає нове положення фронту хвилі через час  $\Delta t$ . Покажемо плідність цього принципу щодо законів відбиття і заломлення світла.

Нехай плоска хвиля  $AB$  (рис. 1, *a*), що поширюється в напрямі  $KA$ , відбивається на межі  $MN$  двох середовищ. Хвиля досягне поверхні  $MN$  передусім у точці  $A$ . З цього моменту точка  $A$  як вторинне джерело випромінюватиме сферичну хвилю в зворотному напрямі (на рис. 1, *a* показано штриховою лінією). У момент, коли точка  $B$  падаючої хвилі досягне поверхні відбиття  $MN$ , фронтом відбитої хвилі буде  $B'A'$ , а відповідним їй променем —  $AK'$ . Кут відбиття  $i'$  променя дорівнює куту падіння  $i$ . Аналогічний вигляд має фронт  $B'A'$  заломленої хвилі в заданому середовищі (рис. 1, *б*), але за

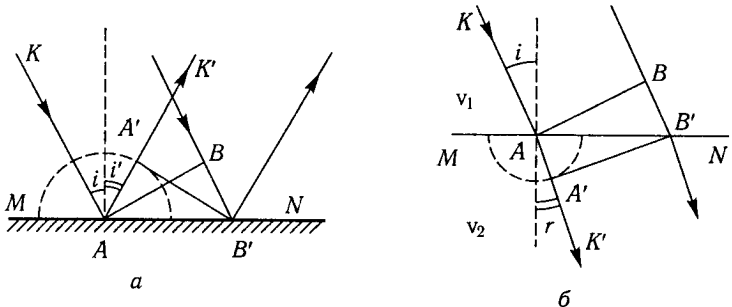


Рис. 1

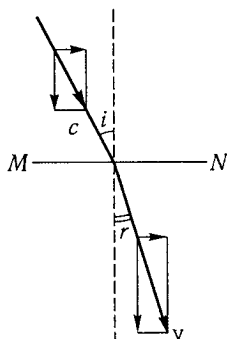


Рис. 2

умови, що світлова хвиля поширюється в ньому з меншою швидкістю, ніж у вакуумі:

$$v = \frac{c}{n}, \text{ де } c \text{ — швидкість світла у вакуумі; } n \text{ —}$$

показник заломлення середовища.

Теорія Гюйгенса успішно пояснювала явища інтерференції та дифракції, але натрапляла на труднощі в поясненні прямолінійності поширення світла.

Англійський вчений І. Ньютон (1643–1727) у праці «Оптика» (1704) розвинув теорію корпускулярної природи світла. Світло розглядалося як потік особливих частинок, які випромінюються світним тілом. Припускалося, що

різним кольорам відповідають різні частинки: найменші — фіолетовому світлу, найбільші — червоному. Щоб пояснити заломлення світла, припускалося, що при переході в задане середовище останнє втягує корпускули і збільшує нормальну складову їхньої швидкості (рис. 2); тому світловий промінь зміщується ближче до перпендикуляра.

Хоча корпускулярною теорією важко було пояснити низку відомих світлових явищ, все ж завдяки високому авторитету І. Ньютона вона тривалий час була домінуючою. Хвильову теорію світла відстоювали російські вчені М. В. Ломоносов (1711–1765) та Л. Ейлер (1707–1783): на заперечення корпускулярної теорії вони висували факт відсутності взаємодії між перехресними пучками світла.

Широкого розмаху набули фізичні дослідження в XIX ст. у зв'язку з розвитком і потребами промислового механізованого виробництва. В оптиці французький фізик О. Ж. Френель (1788–1827) здійснив класичні досліди з інтерференції та дифракції світла, які незаперечно розкривали хвильові властивості світла; він дав пояснення дифракції, а також прямолінійності поширення світла; в дослідях з поляризованим світлом О. Ж. Френель і його співвітчизник Д. Ф. Араго (1786–1853) довели, що світлові хвилі є поперечними. Хвильова теорія світла дістала загальне визнання.

Уразливим місцем у хвильовій теорії світла було припущення про існування світлоносного ефіру. Оскільки світлові хвилі виявилися поперечними, ефір потрібно було наділяти властивостями пружного твердого тіла. Проте як тоді пояснити вільний рух у ньому космічних тіл?

У другій половині XIX ст. англійський фізик Дж. К. Максвелл (1831–1879) сформував основи вчення про електромагнітне поле, в розвитку якого дійшов висновку про існування електромагнітних хвиль і тотожність їх із світловими хвилями. Покажемо, що до цього висновку приводять рівняння Максвелла. Як відомо, ці рівняння

стверджують, що зміна в часі електричного поля веде до виникнення у просторі магнітного поля  $\vec{H}$ , навпаки, зміна в часі магнітного поля зумовлює появу електричного поля.

Для спрощення розглянемо змінне електричне поле, в якому, наприклад, вектор напруженості  $\vec{E}$  паралельний осі  $Oz$  і залежить лише від координати  $x$ . У цьому разі напруженість  $\vec{H}$  відповідного магнітного поля, спрямована паралельно осі  $Oy$ , також залежатиме від координати  $x$ , тому рівняння Максвелла зведуться до таких:

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial x}; \quad (1)$$

$$-\mu_0 \mu \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial x}. \quad (2)$$

Якщо перше рівняння продиференціювати по  $t$ , а друге – по  $x$  і виключити  $H$ , то дістанемо диференціальне рівняння електричної хвилі

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad (3)$$

звідки швидкість поширення хвилі в напрямі осі  $Ox$  становитиме

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}}. \quad (4)$$

Обчисливши цю швидкість для вакууму ( $\epsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ ) за значеннями сталих  $\epsilon_0$  та  $\mu_0$  і порівнявши її зі швидкістю світла за вимірами французького фізика А. І. Л. Фізо (1819–1896), Дж. К. Максвелл констатував винятковий збіг результатів. З цього почалося формування електромагнітної теорії світла. За виразом швидкості світла у вакуумі

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (5)$$

та формулою (4) було знайдено співвідношення між показником заломлення світла й електромагнітними характеристиками речовини:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (6)$$

Перевірка показала, що це співвідношення справджується лише для деяких газів – азоту, водню, діоксиду вуглецю і рідин типу бензолу та толуолу. Використовуючи формулу (6), треба враховувати, що  $\epsilon$  і  $n$  залежать від частоти електромагнітного поля. Наприклад, якщо для води в статичному полі  $\epsilon = 81$  ( $\mu \approx 1$ ), то у високочастот-



ному полі світлової хвилі  $\epsilon$  стає значно меншим, таким, що  $n = \sqrt{\epsilon} \approx 1,33$ . Суть у тому, що при світлових частотах  $10^{14} \dots 10^{15}$  Гц протягом півперіоду дипольні молекули води не встигають повністю повертатися та орієнтуватися в напрямі поля, унаслідок чого прояв поляризації середовища дуже послаблюється.

Механізм взаємодії світла з речовиною, поглинання і дисперсію світла можна пояснити за допомогою електромагнітної теорії. По-трапляючи в речовину, електромагнітне поле світлової хвилі збуджує в атомах та молекулах змушені коливання електронів; останні випромінюють вторинні електромагнітні хвилі тієї самої частоти, але з деяким зсувом за фазою. Завдяки накладанню первинних і вторинних хвиль утворюється результуюча хвиля з іншими швидкістю та напрямом поширення. У 1888 р. німецький фізик Г. Р. Герц (1857–1894) експериментально довів існування електромагнітних хвиль; він також показав, що основні їхні властивості тотожні властивостям світла. Електромагнітна теорія світла стала загально визнаною.

Зауважимо таке: відкриття електромагнітного поля як особливого виду матерії означало, що для поширення світлових хвиль не потрібно ніякого світлоносного ефіру.

Здавалося, теорія Максвелла є однією із найдосконаліших теорій про природу світла. Проте, як буває в розвитку науки, з'явилися нові факти, які не можна було пояснити з уявлень про світло як неперервний потік електромагнітних хвиль. Такими були закономірності фотоефекту і спектрів випромінювання.

На початку ХХ ст. німецький фізик М. Планк (1858–1947) та фізик-теоретик А. Ейнштейн (1879–1955) заклали основи квантової теорії світла. У 1900 р. М. Планк висловив припущення, що атомне випромінювання світла має дискретний характер, тобто здійснюється порціями, квантами енергії. Це дало йому змогу вивести формулу для визначення енергії теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, яка добре узгоджувалася з експериментом. У 1905 р. А. Ейнштейн увів поняття фотона (кванта електромагнітного поля), успішно пояснивши явище фотоефекту. У квантовій теорії світла було синтезовано діалектичну єдність корпускулярних і хвильових властивостей світла.

Доречно зазначити, що корпускулярно-хвильовий дуалізм світла виявився властивим також частинкам речовини. У 1924 р. французький фізик Л. де Бройль висунув гіпотезу про те, що з кожною рухомою частинкою треба пов'язувати відповідну хвилю, довжина якої

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

де  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж  $\cdot$  с – стала Планка;  $m$ ,  $v$  – відповідно маса та швидкість частинки. Це припущення було експериментально під-

тверджено у 1927 р. американськими фізиками К. Девіссоном і Л. Джермером, які виявили дифракцію електронів.

Для безпосереднього виявлення квантової структури світла російські фізики А. Ф. Йоффе (1880–1960) та Н. І. Добронравов провели оригінальні досліди над елементарним фотоефектом. Їх співвітчизник С. І. Вавилов (1891–1951) винайшов спосіб візуального спостереження флуктуації фотонів у слабких світлових пучках; він же докладно вивчив явище люмінесценції і застосував його для аналізу речовин та побудови ламп денного світла. Російські фізики Л. І. Мандельштам (1879–1944) і Г. С. Ландсберг (1890–1957) виявили розсіяння світла на молекулах речовини, що істотно розширило розуміння взаємодії світла з речовиною. У 1934 р. П. О. Черенков відкрив, а І. Є. Тамм (1895–1971), І. М. Франк розробили теорію випромінювання світла електронами, які переміщуються у прозорому середовищі з надсвітловою швидкістю. За ці дослідження їм усім було присуджено Нобелівську премію в 1958 р. Цю саму премію в 1964 р. отримали російські фізики М. Г. Басов і О. М. Прохоров, а також американський фізик Ч. Х. Таунс, які розробили та запровадили в практику оптичні квантові генератори – лазери. Колектив учених під керівництвом Г. Петраша створив перші потужні підсилювачі світла для оптичних приладів, чим істотно розширили їхні можливості.

### § 3. Основні фотометричні величини та їхні одиниці

Світло як вид матерії переносить певну енергію, яку називають *світловою*, або *променеистою*. Ця енергія у процесі взаємодії світла з речовиною може перетворюватися на інші види енергії – внутрішню, хімічну, електричну. Зауважимо, що світло, яке випромінюється Сонцем, стало першоджерелом багатьох енергетичних ресурсів, якими користується людство на Землі.

Дія світла на око, фотопластинку чи будь-який інший об'єкт характеризується передусім переданою енергією. Розділ оптики, в якому вивчаються методика і техніка вимірювання параметрів джерел світла, потоків світлової енергії та їхніх проявів, називається *фотометрією*.

У практичній світлотехніці вимірювання фотометричних величин здебільшого здійснюється способом порівняння світлових впливів на око людини. Таке вимірювання має суб'єктивний характер. Ним не можна обмежитися, бо, скажімо, тіло при температурі до 700 К може бути дуже потужним джерелом інфрачервоного випромінювання, відігравати важливу роль у виробничих процесах, але за зоровими відчуттями належати до нульових джерел світла,

оскільки воно невидиме. Тому у фотометрії доводиться користуватися подвійними одиницями: енергетичними та візуальними, що ґрунтуються на зорових відчуттях.

До найважливіших фотометричних величин належать: потік променистої енергії  $P$ , світловий потік  $\Phi$ , сила світла  $I$ , яскравість  $B$ , світність джерела  $R$ , освітленість  $E$ .

**Потік променистої енергії. Функція видності.** Кількість енергії, що переноситься світлом крізь будь-яку поверхню за одиницю часу, називається *поток*ом променистої енергії:

$$P = \frac{\Delta W}{\Delta t} . \quad (1)$$

Потік променистої енергії має розмірність потужності; його можна виміряти за часом і кількістю теплоти, яку дістає тіло при повному поглинанні світла.

Вимірювання фотометричних величин за зоровими відчуттями ускладнюється тим, що світло різних довжин хвиль зумовлює різні відчуття не лише за кольором, а й за рівнем зорового збудження. Найбільше зорове відчуття при незмінному потоці променистої енергії спричинює світло з довжиною хвилі  $\lambda = 555$  нм (зелене світло). Світло з іншою довжиною хвилі зумовлює менше зорове відчуття; випромінювання з довжиною хвилі понад 760 нм і менше 400 нм зовсім не спричинює зорових відчуттів.

Чутливість ока до світла різної довжини хвилі характеризується величиною, яка називається *функцією видності*. Значення функції видності  $V_\lambda$  для світлової хвилі  $\lambda = 555$  нм приймають таким, що дорівнює одиниці; для інших довжин світлових хвиль воно менше від одиниці й визначається за кривою видності (рис. 3), затвердженою Міжнародною комісією з освітлення. З графіка випливає, що потік світла з довжиною хвилі 510 або 610 нм має бути вдвоє потужнішим, ніж потік світла з довжиною хвилі 555 нм, щоб зорові відчуття від них були однакові.

Різна спектральна чутливість ока призводить до того, що візуальні оцінки світла істотно відрізняються від енергетичних. Із цих причин останні є недостатніми для характеристики видимого світла.

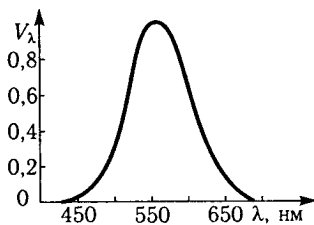


Рис. 3

**Світловий потік.** Це потік променистої енергії, оцінюваний за зоровим відчуттям. За світловим потоком роблять висновок про рівень зорового збудження, що зумовлюється світлом певних потужності та спектрального складу. Одиницею світлового потоку є *люмен* (лм).

У фотометрії для спрощення означень деяких величин користуються

поняттям *точкового джерела світла* – такого джерела, розмірами якого можна знехтувати порівняно з відстанню до місця спостереження. Це ізотропне джерело, випромінювання якого в усіх напрямках однакове. Таким джерелом є зірка, що спостерігається з Землі, чи електрична лампочка на стовпі; прообразом його може бути розжарена кулька. Користуються також тілесними кутами, вираженими в стерadianах. *Стерadian* – центральний тілесний кут, що спирається на частину сферичної поверхні, площа якої дорівнює квадрату радіуса сфери.

*Люмен* – світловий потік, який випромінюється точковим джерелом світла силою в одну канделу в тілесний кут, що дорівнює одному стерadianу. Це похідна одиниця СИ:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср.}$$

Світловий потік, що випромінюється точковим джерелом у будь-який тілесний кут,

$$d\Phi = Id\omega; \quad (2)$$

повний світловий потік точкового джерела

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

де  $I$  – сила світла точкового джерела.

Зауважимо, що повний світловий потік, випромінюваний 50-ватною лампою розжарювання, дорівнює приблизно 500 лм. Точніше співвідношення між енергетичними і візуальними характеристиками світла різної довжини хвилі визначається за функцією видності та механічним еквівалентом світла. Дослідами доведено, що світловому потоку 1 лм зеленого кольору з довжиною хвилі  $\lambda = 555 \text{ нм}$  відповідає потік енергії, який дорівнює 0,0016 Вт. Цю величину називають *механічним еквівалентом світла*:

$$A = 0,0016 \text{ Вт/лм.} \quad (3)$$

Для світла з довжиною хвилі  $\lambda = 510 \text{ нм}$  функція видності вдвічі менша, тому механічний еквівалент світла вдвічі більший ( $A_{510} = 0,0032 \text{ Вт/лм}$ ) і т. д.; загалом  $A_\lambda = A/V_\lambda$ . Для переходу від візуальної до енергетичної характеристики світла дістаємо формулу

$$P = \frac{A}{V_\lambda} \Phi. \quad (4)$$

**Сила світла.** Це величина, що визначає за зоровими відчуттями енергію випромінювання точкового джерела в тілесний кут, який дорівнює 1 ср, за одиницю часу. Інакше сила світла визначається світловим потоком, що випромінюється в тілесний кут, який дорівнює 1 ср, тобто

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (5)$$

Зауважимо, що у фотометрії деякі величини виражаються через світловий потік. Тому доцільно було б за основну одиницю у фотометрії взяти одиницю світлового потоку. Такий світловий еталон було створено у 1948 р. російським ученим П. М. Тиходеєвим. Однак традиційно за основну в СІ взято одиницю сили світла, яка називається *канделою* (кд).

Для побудови еталона джерела світла вибрали поверхню абсолютно чорного тіла. Така поверхня при високій температурі випромінює світло всіх довжин хвиль, тому її ще називають *повним випромінювачем*; вона має найбільшу випромінювальну здатність; закономірності випромінювання її всебічно вивчені.

*Кандела є силою світла у заданому напрямі від джерела, яке випромінює монохроматичні хвилі частотою  $540 \cdot 10^{12}$  Гц, енергетична сила світла яких у цьому напрямі становить  $1/683$  Вт/ср.*

Відтворення еталона сили світла — кандели здійснюється за схемою, зображеною на рис. 4. Випромінювачем в еталоні є верхній отвір трубки з плавленого оксиду торію 1, яка зовні обігривається розплавленою платиною 2 в посудині 3. Остання, у свою чергу, нагрівається зовні від обмотки зі струмом до температури плавлення платини. Простір між посудиною 3 і кварцовим кожухом 4 заповнюється теплоізолятором — оксидом торію 5. Так забезпечується стала температура еталона джерела світла.

**Яскравість.** Характеристикою випромінювання протяжних джерел світла в заданому напрямі є яскравість. *Яскравість  $B_\varphi$*  чисельно дорівнює відношенню сили світла в заданому напрямі до проекції світної поверхні на площину, перпендикулярну до цього напрямку (рис. 5):

$$B_\varphi = \frac{dI_\varphi}{dS_\varphi} = \frac{dI_\varphi}{dS \cos \varphi}, \quad (6)$$

де  $dI_\varphi$  — сила світла джерела  $dS$  в напрямі  $\varphi$  до нормалі.

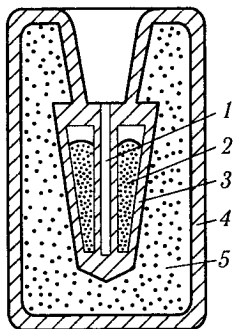


Рис. 4

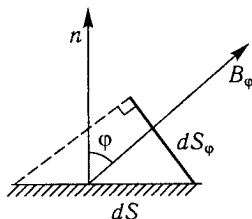


Рис. 5

Поклавши  $dI_\varphi = 1$  кд,  $dS = 1$  м<sup>2</sup> та  $\varphi = 0$ , дістанемо одиницю яскравості – 1 кд/м<sup>2</sup>.

Кандела на квадратний метр дорівнює яскравості рівномірно світної плоскої поверхні площею 1 м<sup>2</sup> в перпендикулярному до неї напрямі при силі світла 1 кд.

Щоб джерело світла мало однакову яскравість в усіх напрямках, його закривають матовим склом. Для таких джерел  $B_\varphi = \text{const}$  і згідно з формулою (6)

$$dI_\varphi = B_\varphi dS \cos \varphi = dI_0 \cos \varphi, \quad (7)$$

тобто справджується закон Ламберта, за яким сила світла джерела в заданому напрямі пропорційна косинусу кута з нормаллю і максимальна в напрямі нормалі. Джерела, сила світла яких підлягає цьому закону, називають *ламбертівськими*.

**Світність.** Це характеристика протяжного джерела світла за густиною випромінювання його поверхні. Вона чисельно дорівнює сумарному світловому потоку, що випромінюється з одиниці світної поверхні в усіх напрямках (тобто в тілесний кут  $2\pi$  ср), і виражається в люксах (лк):

$$R = \frac{d\Phi_{2\pi}}{dS}. \quad (8)$$

Для ламбертівських джерел світність просто пов'язана з яскравістю. Знайдемо цей зв'язок.

На підставі формули (6) маємо

$$B_\varphi = \frac{dI_\varphi}{dS \cos \varphi} = \frac{d\Phi_\varphi}{d\omega dS \cos \varphi},$$

де  $d\Phi_\varphi$  – світловий потік, що випромінюється з поверхні  $dS$  під кутом  $\varphi$  в тілесний кут  $d\omega$  (рис. 6), тобто

$$d\Phi_\varphi = B_\varphi dS \cos \varphi d\omega$$

Підставивши сюди  $d\omega = 2\pi \sin \varphi d\varphi$ , дістанемо

$$d\Phi_\varphi = B_\varphi dS \cdot 2\pi \sin \varphi \cos \varphi d\varphi.$$

Проінтегрувавши праву частину цього виразу по  $\varphi$  в межах від 0 до  $\frac{\pi}{2}$ , знайдемо випромінювання з поверхні  $dS$  в усіх напрямках:

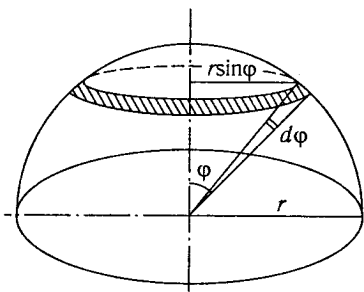


Рис. 6

$$d\Phi_{2\pi} = B_{\varphi} dS \int_0^{2\pi} \sin\varphi \cos\varphi d\varphi = B_{\varphi} dS\varphi,$$

звідки

$$R = \frac{d\Phi_{2\pi}}{dS} = \pi B_{\varphi}. \quad (9)$$

За виразами яскравості та світності джерел визначають також відповідні характеристики поверхонь у відбитому світлі.

**Освітленість.** Це характеристика не джерела світла, а тієї поверхні, на яку воно падає. Освітленість чисельно дорівнює світловому потоку, що падає на одиницю площі освітлюваної поверхні, тобто

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (10)$$

Поклавши  $d\Phi = 1$  лм і  $dS = 1$  м<sup>2</sup>, дістанемо одиницю освітленості люмен на квадратний метр (лм/м<sup>2</sup>), або люкс (лк).

Якщо довільно зорієнтована поверхня  $dS$  освітлюється точковим джерелом світла  $S'$  (рис. 7), то  $dS = \frac{dS_0}{\cos\alpha} = \frac{r^2 d\omega}{\cos\alpha}$ . Підставивши вираз  $dS$  у формулу (10), матимемо

$$E = \frac{d\Phi \cos\alpha}{r^2 d\omega} = \frac{I \cos\alpha}{r^2}. \quad (11)$$

Формула (11) виражає два закони освітленості, сформульовані німецьким ученим Й. Г. Ламбертом (1728—1777), а саме:

1) освітленість поверхні, створювана точковим джерелом світла, обернено пропорційна квадрату відстані від джерела;

2) освітленість поверхні прямо пропорційна косинусу кута падіння світла.

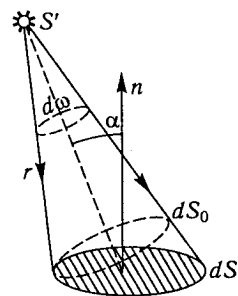


Рис. 7

Для усунення прояву першого закону і створення доброї освітленості на далеких відстанях у прожекторах використовується паралельне світлове проміння.

Залежністю освітленості від кута падіння сонячного проміння пояснюється зміна пір року на Землі.

Освітленість предметів має велике значення у виробничій діяльності людей. Точні роботи потребують освітленості 100 лк, читання книги 30...50 лк. Освітленість під прямим промінням Сонця досягає 100 000 лк, від повного Місяця — 0,2 лк.

**Фотометр.** На способі порівняння освітленості двох суміжних поверхонь від двох різних джерел та використанні формули (11) ґрунтується порівняння світлових потоків двох джерел світла і вимірювання сили світла джерела. Прилади, за допомогою яких здійснюється цей процес, називаються *фотометрами*.

Випромінювання двох джерел можна порівнювати за допомогою чутливих фотоелементів, болометрів і термостовпчиків (для повного поглинання світла поверхню болометра та внутрішні спаї термостовпчика зачорнюють), а також візуальним способом.

Одним із поширених візуальних фотометрів є фотометр Люмера – Бродхуна (рис. 8). Основною його частиною є кубик, складений з двох тригранних призм 1, 2 (з однакового скла), з яких одна має трохи випуклу поверхню. На поверхні дотику призм завдяки доброму шліфуванню поверхонь створюється оптичний контакт *ab* призм (крізь цю область світло проходить без заломлення і відбиття). Тому промені від джерела  $S_1$  проходять крізь контакт *ab* в зорову трубу *T*, створюючи в центрі поля спостерігача певну освітленість  $E_1$ . Від джерела  $S_2$  в зорову трубу *T* потрапляють тільки ті промені, які зазнають повного внутрішнього відбиття у призмі 2 поза оптичним контактом *ab*; ці промені створюють у полі зору спостерігача кільце з освітленістю  $E_2$ . Переміщенням джерел  $S_1$  та  $S_2$  досягають однакових освітленостей  $E_1$  і  $E_2$ ; тоді за формулою (11) ( $\cos\alpha_1 = \cos\alpha_2$ ) матимемо

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}, \text{ або } \frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (12)$$

Якщо одне з джерел є еталонним, то за формулою (12) можна визначити силу світла іншого.

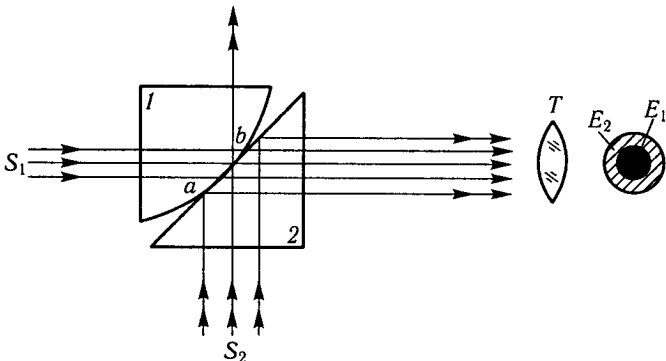


Рис. 8



**Приклад 1.** Люмінесцентна циліндрична лампа діаметром  $d = 2,5$  см і довжки  $l = 40$  см створює на відстані  $r = 5$  м у напрямі, перпендикулярному до осі лампи, освітленість  $E = 2$  лк. Визначити: 1) силу світла  $I$  в заданому напрямі; 2) яскравість  $B$ ; 3) світність  $R$  лампи.

**Розв'язання.** 1. Оскільки йдеться про освітленість на відстані, яка в 12,5 раза перевищує довжину лампи, останню можна прийняти за точкове джерело і скористатися відповідною формулою

$$E = \frac{I}{r^2}, \text{ звідки } I = Er^2; I = 25 \text{ кл.}$$

## 2. Яскравість лампи

$$B = \frac{I}{\sigma},$$

де  $\sigma$  – площа проекції протяжного джерела на площину, перпендикулярну до напрямку спостереження; проекцією лампи в цьому напрямі є прямокутник з площею  $\sigma = ld$ , тому

$$B = \frac{I}{ld}; B = 2,5 \frac{\text{ккл}}{\text{м}^2}.$$

3. З умови випливає, що джерело, яке розглядається, можна віднести до лампівського; тоді

$$R = \pi B; R = 7,9 \text{ клк.}$$

**Приклад 2.** На столі лежить книга на відстані  $L$  від основи перпендикуляра, проведеного від електричної лампи до площини стола (рис. 9). Лампа може лише підніматися або опускатися (її можна вважати точковим джерелом). На якій висоті  $h$  над столом слід підвісити лампу, щоб освітленість книги була максимальною?

**Розв'язання.** Нехай сила світла, що випромінюється лампою, дорівнює  $I$ .

Обчислимо освітленість книги як функцію висоти  $h$  лампи над столом.

Як впливає з рис. 9, при будь-якій довільній висоті  $h$  відстань від книги до джерела

$$R = \sqrt{L^2 + h^2},$$

а освітленість книги згідно із законом Ламберта

$$E = \frac{I \cos \alpha}{R^2}.$$

Однак  $\cos \alpha = \frac{h}{R}$ , так що остаточно

$$E(h) = \frac{1}{R^3} h = \frac{Ih}{(h^2 + L^2)^{3/2}}.$$

Досліджуючи цей вираз на екстремум, неважко знайти, що висота  $h$ , при якій  $E = E_{\max}$ , становить

$$h = \frac{L}{\sqrt{2}}.$$

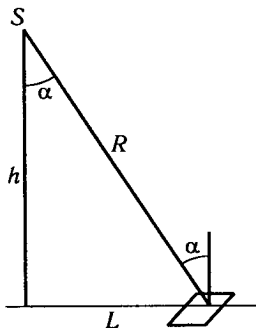


Рис. 9

**Приклад 3.** Освітленість при нормальному падінні сонячного проміння на поверхню Землі становить близько  $10^5$  лк. Вважаючи, що випромінювання Сонця підлягає закону Ламберта, і нехтуючи поглинанням світла в атмосфері, визначити яскравість Сонця, якщо відомо, що радіус земної орбіти  $R = 1,5 \cdot 10^8$  км, а діаметр Сонця  $D = 1,4 \cdot 10^6$  км.

**Розв'язання.** Вважаючи Сонце точковим джерелом світла, скористаємося законом Ламберта, а саме:

$$E = \frac{d\Phi \cos \alpha}{r^2 d\omega} = \frac{I \cos \alpha}{r^2}.$$

Визначимо за цим виразом  $I$  – силу світла як основну фотометричну величину, після чого яскравість

$$B = \frac{4}{\pi} \left( \frac{R}{D} \right)^2 E = 1,5 \cdot 10^9 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}.$$

421526

#### § 4. Особливості світлових хвиль. Когерентність

*Інтерференцією* називають накладання когерентних хвиль, при якому вони стабільно підсилюються або послаблюються. Когерентні хвилі — це хвилі однакової частоти, стабільної різниці фаз (у точці накладання) та однакового напрямку коливань відповідних векторів.

Інтерференція світла є наслідком прояву його хвильових властивостей. Світло — це електромагнітні хвилі дуже короткої довжини. В електромагнітній хвилі у двох взаємно перпендикулярних напрямках періодично змінюються вектор напруженості електричного поля і вектор напруженості магнітного поля. Однак дія світла на речовину визначається переважно впливом його електричного поля. Пояснюється це тим, що атоми й молекули речовини складаються з електрично заряджених ядер, іонів та електронів; останні зазнають зміщень унаслідок дії електричного поля світлової хвилі. Магнітне поле останньої може істотно проявлятися лише тоді, коли атом (або молекула) має значний магнітний момент. Вектор напруженості електричного поля хвилі називають *світловим вектором*.

Рівняння плоскої світлової хвилі, що поширюється вздовж осі  $Ox$ , можна записати у вигляді

$$E = E_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right), \quad (1)$$

де  $E_0$  — амплітудне значення напруженості електричного поля хвилі.

Для світлових хвиль справджується принцип суперпозиції, тобто принцип незалежності хвиль при одночасному поширенні в заданому середовищі. З принципу суперпозиції випливає, що накладання світлових хвиль веде до результатів, аналогічних результатам накладання механічних хвиль.

Припустимо, що в певній точці середовища накладаються дві плоскі світлові хвилі однакової частоти з однаковими напрямками коливань світлових векторів, задані рівняннями

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega t - \alpha_1); \quad E_2 = E_{02} \sin(\omega t - \alpha_2). \quad (2)$$

При цьому утвориться результуюча хвиля такої самої частоти коливань:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin(\omega t - \alpha). \quad (3)$$

Амплітуду і зсув фази хвилі визначають так:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_1 - \alpha_2); \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2}{E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2}. \quad (5)$$

Знаючи, що енергія пропорційна квадрату амплітуди коливання, з виразу (4) випливає, що енергія результуючого коливання не дорівнює сумі енергії його складових. Енергія результуючого коливання залежить від різниці фаз ( $\alpha_1 - \alpha_2$ ) складових, причому вона може набувати будь-якого значення від максимального при  $\alpha_1 - \alpha_2 = 0$ , коли  $E_0^2 = (E_{01} + E_{02})^2$ , до мінімального при  $\alpha_1 - \alpha_2 = \pi$ , коли  $E_0^2 = (E_{01} - E_{02})^2$ .

Основною ознакою інтерференції хвиль є перерозподіл енергії у хвильовому просторі. Такий перерозподіл енергії в явищах інтерференції світла легко виявити за різною освітленістю поверхні, на якій спостерігається результат накладання хвиль. Для цього лише потрібно, щоб інтерференційна картина на поверхні спостереження залишалася незмінною протягом часу, достатнього для сприймання; іншими словами, щоб різниця фаз світлових коливань у різних точках хвильового простору залишалася незмінною.

Джерела, що випромінюють хвилі однакової частоти із сталою різницею фаз, називаються *когерентними*. Від них можна одержати стабільну, достатню для спостереження, інтерференцію хвиль.

Природні джерела світла некогерентні. Кожне з них складається з величезної кількості незалежних елементарних випромінювачів, якими є атоми і молекули. Останні в дуже нагрітих тілах збуджуються завдяки енергії теплового руху. Збуджені атоми й молекули випромінюють надлишок енергії у вигляді світла. Тривалість світіння атома (або молекули) становить  $10^{-8}$  с. Такою короткочасною в будь-якій точці буде інтерференція світла. Далі випромінювач може послати хвилю іншої частоти або в іншій фазі.

Зазначимо, що за час світіння атом або молекула випромінює неперервний цуг хвиль. При частоті світла  $\nu = 10^{15} \text{ с}^{-1}$  і тривалості світіння джерела  $10^{-8}$  с цуг містить  $10^{15} \cdot 10^{-8} = 10^7$  хвиль. Якщо довжина хвилі видимого світла 500 нм, то довжина цугу світла приблизно дорівнює  $500 \text{ нм} \cdot 10^7 = 5 \text{ м}$ .

Для одержання когерентних хвиль світла вдаються до штучних способів, а саме: від одного джерела світла хвилю роздвоюють та

спрямовують двома різними шляхами, після чого, досягаючи одних і тих самих точок, хвилі інтерферують. Для роздвоєння світлової хвилі широко використовуються явища відбиття та заломлення світла.

Неважко зрозуміти, що в точці роздвоєння обидві хвилі мають однакову фазу коливань, а в будь-якій точці інтерференції їх різниця фаз залежатиме від різниці пройдених шляхів  $\Delta l = l_2 - l_1$ :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}. \quad (6)$$

Слід зауважити, що інтерференція світла, здійснювана таким способом, можлива за умови, коли різниця ходів хвиль не перевищуватиме довжини цугу світлових хвиль. Інакше початок цугу, що проходить довшим шляхом, дійде до точки сходження шляхів пізніше, ніж кінець цугу, який пройшов коротшим шляхом, і накладання цих когерентних хвиль не відбудеться.

Усе викладене стосується звичайних джерел світла, в яких відбувається спонтанне випромінювання атомів або молекул. Однак є випадки резонансного та індуктивного випромінювання, де властивості когерентності інші: резонансне випромінювання когерентне із збуджувальним, а індуктивне — із змушувальним випромінюванням (про це йтиметься окремо).

## § 5. Способи здійснення інтерференції світла. Дзеркала Френеля

**Спосіб Юнга.** У 1807 р. англійський вчений Т. Юнг (1773—1829) дістав два когерентних джерела світла у вигляді двох невеличких отворів в екрані, освітлюваному вузьким пучком світла (рис. 10). За принципом Гюйгенса — Френеля отвори  $S_1$  і  $S_2$  можна вважати вторинними джерелами світла, утворюваними джерелом  $S$ . Неважко

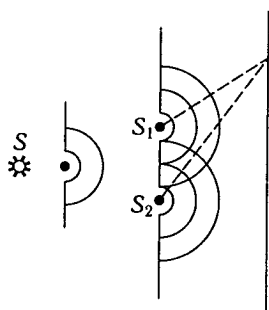


Рис. 10

помітити, що будь-яка зміна фази коливання джерела  $S$  спричинюватиме таку саму зміну фаз у джерел  $S_1$  та  $S_2$ , але різниця їхніх фаз залишатиметься незмінною; джерела  $S_1$  і  $S_2$  є когерентними.

Здійснивши інтерференцію, Т. Юнг експериментально довів існування світлових хвиль, що мало велике наукове значення.

Недоліком такого способу є те, що явище інтерференції супроводиться ще явищем дифракції світла від вузьких отворів.

**Дзеркала Френеля.** О. Ж. Френель здійснив інтерференцію світла в чистому вигляді за допомогою двох дзеркал, розміщених під кутом, близьким до  $180^\circ$  (рис. 11, а). За цим способом одна частина кожної світлової хвилі, випромінюваної точковим джерелом  $S$ , відбиваючись від дзеркала  $QN$ , а інша – від дзеркала  $QM$ , змінюють напрям поширення так, що далі хвилі збігаються на екрані та інтерферують. Щоб світло від джерела  $S$  безпосередньо не потрапляло на екран, джерело екранують.

Когерентні хвилі, що утворюються способом відбиття від двох дзеркал, немовби випромінюються джерелами  $S'$  і  $S''$ , які є уявними зображеннями в дзеркалах джерела  $S$ . Точки  $S'$  й  $S''$  можна розглядати як два когерентних джерела світла, бо ж будь-яка зміна фази коливання в джерелі  $S$  тією самою мірою повторюватиметься в його зображеннях  $S'$  та  $S''$ , але різниця фаз між ними залишатиметься сталою. Результат інтерференції світла в заданій точці на екрані залежатиме від різниці ходів хвиль, випромінюваних джерелами  $S'$  і  $S''$  у напрямі до цієї точки.

Очевидно, в тих точках інтерференційної картини на екрані, де різниця ходів хвиль дорівнює цілому числу довжин хвиль, будуть максимуми світла відповідної довжини хвилі; отже, умова

$$\Delta l = k\lambda, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

є умовою максимумів інтерференції світла.

Якщо різниця ходів хвиль дорівнюватиме непарному числу півхвиль, то матимемо мінімуми інтенсивності світла; отже, умова

$$\Delta l = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2)$$

буде умовою мінімумів інтерференції світла.

Виразимо умову максимумів інтерференції світла у схемі Френеля, враховуючи взаємне розміщення когерентних джерел, екрана та положення точки на екрані. Припустимо, що когерентні джерела  $S'$  і  $S''$  випромінюють монохроматичні хвилі завдовжки  $\lambda$ . Нехай відстань між цими джерелами дорівнює  $d$ , а відстань від джерел до екрана –  $L$ , причому  $d \ll L$  (рис. 11, б).

Зрозуміло, що в точці  $O$  на екрані, рівновід-

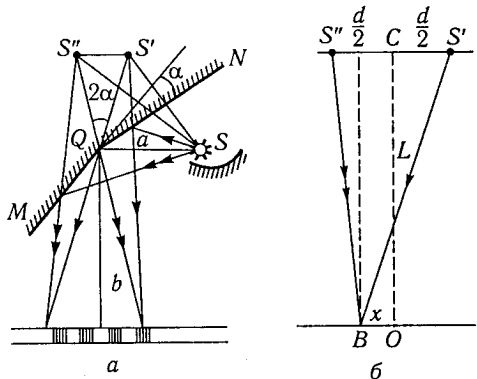


Рис. 11

даленій від джерел, матимемо максимум інтерференції світла. Сукупність таких точок на екрані визначить центральну смугу максимуму інтерференції світла. А на якій відстані  $x$  від центральної смуги на екрані розміщуватимуться інші максимуми інтерференції світла?

Нехай точка  $B$  на екрані належить до максимуму інтерференції світла. Тоді за умовою (1)

$$\Delta l = S'B - S''B = k\lambda. \quad (3)$$

Із прямокутних трикутників маємо:

$$(S'B)^2 = L^2 + \left(\frac{d}{2} + x\right)^2;$$

$$(S''B)^2 = L^2 + \left(\frac{d}{2} - x\right)^2,$$

звідки

$$(S'B)^2 - (S''B)^2 = 2xd,$$

або

$$(S'B - S''B)(S'B + S''B) = 2xd.$$

Узявши до уваги, що

$$S'B - S''B = \Delta l, \text{ а } S'B + S''B \approx 2L,$$

дістанемо

$$\Delta l \cdot 2L = 2xd,$$

звідки

$$\Delta l = \frac{xd}{L}. \quad (4)$$

Зіставивши вирази (3) і (4), знайдемо, що максимуми інтерференції світла лежатимуть від центрального максимуму на відстанях

$$x = k\lambda \frac{L}{d}, \quad (5)$$

а мінімуми — на відстанях

$$x = (2k + 1) \frac{\lambda L}{2d}. \quad (6)$$

Максимуми та мінімуми спостерігаються на екрані у вигляді світлих і темних смуг, паралельних одна одній. Неважко знайти, що відстань між двома сусідніми максимумами

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

Із виразу (7) випливає практична порада: максимуми добре розрізнятимуться, якщо відстань між джерелами світла буде якомога меншою.

Неважко показати, що в дзеркалах Френеля відстань між джерелами

$$d = 2a\alpha, \quad (8)$$

де  $a$  – відстань дійсного джерела світла  $S$  від лінії перетину дзеркал;  $\alpha$  – доповнювальний кут між дзеркалами; тут мала відстань між джерелами досягається завдяки малому доповнювальному куту.

А як знайти відстань від джерел у дзеркалах Френеля до екрана? Для цього досить виміряти відстань джерела до лінії перетину  $a$  дзеркал і відстань  $b$  від цієї лінії до екрана:

$$L = a + b. \quad (9)$$

Для дзеркал Френеля положення максимумів визначають за формулою

$$x = k\lambda \frac{a+b}{2a\alpha}. \quad (10)$$

Із формули (10) випливає, що максимуми для світла різної довжини хвилі  $\lambda$  займатимуть різні положення на екрані: для довших хвиль максимуми будуть зміщені далі від центра. Якщо в схемі Френеля використовувати джерело білого світла, то на екрані дістанемо інтерференційні спектри світла першого, другого і наступних порядків; відповідно до значення  $k = 1, 2, 3, \dots$  центральна смуга буде білою.

У дослідах із дзеркалами О. Ж. Френель не тільки вивчив інтерференцію світла, а й визначив довжину світлової хвилі.

**Біпрізми Френеля.** Аналогічно досліду з дзеркалами О. Ж. Френель здійснив інтерференцію світла з двома призми (рис. 12). Світлова хвиля, випромінювана джерелом  $S$ , за допомогою біпрізм роздвоюється. Після заломлення у призмах світлові хвилі відхиляються у протилежних напрямках, тому перекриваються й інтерферують.

**Дзеркало Ллойда.** Дуже простий спосіб одержання інтерференції світла за допомогою одного плоского дзеркала запропонував Ллойд. У його схемі частина світлової хвилі від джерела  $S$  (рис. 13)

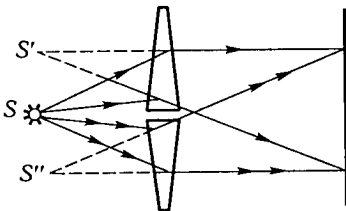


Рис. 12

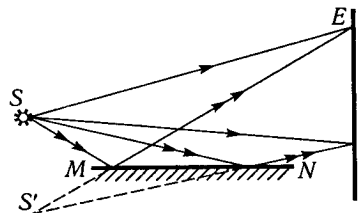


Рис. 13



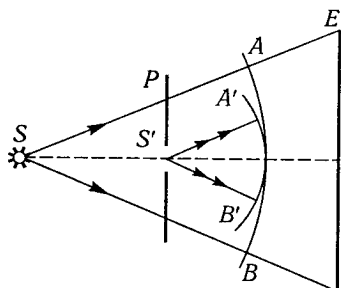


Рис. 14

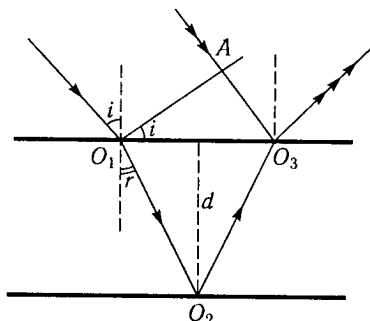


Рис. 15

безпосередньо потрапляє на екран  $E$ , а інша – після відбиття від плоского дзеркала  $MN$ . На екрані обидві частини хвилі накладаються й інтерферують.

**Спосіб Лінника.** Дослід, в якому когерентні джерела  $S$  і  $S'$  (рис. 14) розміщуються на прямій, вздовж якої поширюється світло, вперше здійснив російський фізик В. П. Лінник (1889–1984) у 1935 р. Тут світлова хвиля  $AB$  від точкового джерела  $S$  спочатку проходить крізь напівпрозору пластинку  $P$ , частково послаблюючись у ній, а далі потрапляє на екран  $E$ . У пластинці є невеликий отвір, який за принципом Гюйгенса – Френеля є джерелом вторинної світлової хвилі. Хвилі  $AB$  і  $A'B'$  когерентні й утворюють на екрані інтерференційні смуги у вигляді кілець.

**Приклад 1.** Визначити товщини шару масла ( $n = 1,47$ ) на поверхні води, якщо при спостереженні під кутом  $60^\circ$  до нормалі у спектрі відбитого світла видно посилену жовту лінію з довжиною хвилі  $\lambda = 0,589$  мкм.

**Розв'язання.** Посилення жовтої лінії у спектрі відбитого світла за умовою є результатом інтерференції світла при його відбитті від обох поверхонь масляного шару (рис. 15).

Світлові хвилі, позначені відповідно променями з однією і двома стрілками, накладаються, починаючи з точки  $O_3$ . Результат інтерференції залежить від різниці ходів хвиль, починаючи від фронту  $O_1A$ , де вони знаходяться в однаковій фазі.

Умова підсилення для заданої хвилі виражається числом  $\bar{n}$  довжин в обох середовищах:

$$\frac{O_1O_2 + O_2O_3}{\frac{\lambda}{n}} - \frac{AO_3 - \frac{\lambda}{2}}{\lambda} = k,$$

або

$$(O_1O_2 + O_2O_3)n - (AO_3 - \lambda/2) = k\lambda, \quad (11)$$

де  $\lambda/n$  – довжина хвилі у маслі;  $\lambda$  – довжина хвилі у повітрі;  $-\lambda/2$  – втрата півхвилі при відбитті світла від оптично гущішого середовища;  $k = 1, 2, 3, \dots$  – порядок спектра.

Виражаючи умову (11) через  $d$  та кут падіння  $i$ , остаточно знаходимо

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Після підстановки даних у (12) дістанемо

$$d = (2k - 1)109 \text{ мкм.}$$

## § 6. Інтерференція світла при відбитті від прозорих пластинок і плівок

Світлова хвиля, потрапляючи на поверхню прозорого середовища, частково відбивається, а частково проходить у нього, зазнаючи заломлення. Потім таке роздвоєння світлової хвилі відбудеться на протилежній поверхні прозорого середовища і т. д. Явища відбиття та заломлення світла в тонких прозорих пластинках і плівках супроводяться інтерференцією світла.

Розглянемо докладніше інтерференцію світла від прозорої плоскопаралельної пластинки завтовшки  $d$  з показником заломлення  $n > 1$  (рис. 16).

Нехай з повітря на пластинку падає пучок паралельних променів під кутом  $i$ . Промінь 1 у точці  $A$  частково відіб'ється, а частково пройде в пластинку під кутом  $r$ ; дійшовши до протилежної поверхні, в точці  $O$  він частково вийде за межі пластинки, а частково відіб'ється в напрямі  $OC$ ; у точці  $C$  частина променя 1 вийде в повітря під кутом  $i$ . Проте в точку  $C$  падає та частково відбивається під тим самим кутом  $i$  промінь 2. Тому промені 1 та 2, накладаючись у точці  $C$ , будуть інтерферувати.

Для визначення результату інтерференції світла знайдемо різницю ходів променів. Проведемо фронт хвилі  $AB$ ; на ньому обидва промені мали однакову фазу, а потім промінь 1 пройшов шлях  $(AO + OC)$ , промінь 2 — шлях  $BC$ . Для визначення різниці фаз треба ще врахувати, що шлях  $(AO + OC)$  хвиля проходить усередині пластинки ( $n > 1$ ), а шлях  $BC$  — у повітрі; при переході у пластинку швидкість світла, а тому й довжина хвилі зменшуються в  $n$  разів. Якщо записати довжину хвилі у повітрі як

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (1)$$

де  $c$  — швидкість світла у повітрі;  $\nu$  — частота коливань, то довжина хвилі у пластинці

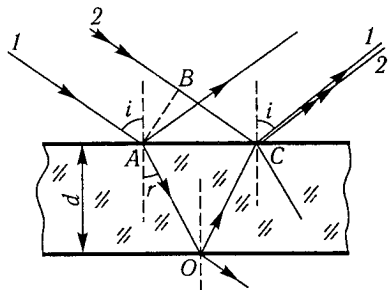


Рис. 16

$$\lambda_1 = \frac{c}{vn} = \frac{\lambda}{n}. \quad (2)$$

Щоб виразити різницю ходів числом хвиль, потрібно шлях  $(AO + OC)$  поділити на  $\lambda_1$ , а шлях  $BC$  — на  $\lambda$ . Крім того, як показують дослід і теорія, промінь  $BC$ , відбиваючись у точці  $C$  від оптично густішого середовища, змінює фазу на протилежну ( $\Delta\varphi = \pi$ ), що еквівалентно зміні його шляху на півхвилю.

Урахувавши все викладене, умову максимуму інтерференції світла в точці  $C$  можна записати в такому вигляді:

$$\frac{AO + OC}{\lambda_1} - \frac{BC - \frac{\lambda}{2}}{\lambda} = k; \quad (3)$$

інакше

$$\frac{AO + OC}{\frac{\lambda}{n}} - \frac{BC - \frac{\lambda}{2}}{\lambda} = k,$$

або

$$(AO + OC)n - \left( BC - \frac{\lambda}{2} \right) = k\lambda. \quad (4)$$

Добуток  $(AO + OC)n$  називають *оптичним ходом хвилі*.

Виразимо рівність (4) через товщину пластинки  $d$  і кут падіння  $i$  пучка променів. З  $\triangle AOC$  маємо

$$AO = OC = \frac{d}{\cos r};$$

з  $\triangle ABC$  і  $\triangle AOC$  знаходимо

$$BC = AC \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$

Підставивши знайдені вирази в рівність (4) та врахувавши закон заломлення світла  $\frac{\sin i}{\sin r} = n$ , дістанемо

$$\frac{2dn}{\cos r} - \frac{2dn}{\cos r} \sin^2 r + \frac{\lambda}{2} = k\lambda,$$

або

$$2dn \cos r + \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \text{ але } \cos r = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \sin^2 i};$$

тому остаточно матимемо

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

Рівність (5) виражає умову максимуму інтерференції світла від тонкої прозорої пластинки або плівки.

Неважко зрозуміти, що коли товщина  $d$  і кут падіння  $i$  скрізь однакові, в усіх точках на поверхні пластинки може виникати максимум інтерференції для світла якоїсь однієї довжини хвилі  $\lambda$ ; іншими словами, при освітленні пластинки білим світлом вона матиме один колір.

Можливі й інші випадки. Коли кут падіння  $i$  скрізь однаковий, а товщина пластинки різна, максимум інтерференції світла з довжиною хвилі  $\lambda_1$  буде в точках, які відповідають товщині пластинки  $d_1$ , а максимум для хвилі  $\lambda_2$  — у точках, що відповідають товщині  $d_2$ , і т. д. Внаслідок інтерференції на пластинці утворяться кольорові смуги, які позначатимуть місця однакової товщини пластинки або плівки; їх називають смугами *однакової товщини*. Такі кольорові смуги можна спостерігати на дорогах після дощу, де є розлите мастило чи пальне, на плоскій мильній плівці тощо.

Може бути, що кут падіння  $i$  в різних точках набуває різних значень (наприклад, при освітленні пластинки точковим джерелом світла), а товщина пластинки  $d$  при цьому залишається незмінною. Тоді максимум для хвиль  $\lambda_1$  виникатиме в точках, де кут падіння  $i_1$ , а для хвиль  $\lambda_2$  — де кут падіння  $i_2$ , і т. д. Внаслідок інтерференції на пластинці утворяться кольорові смуги, які позначатимуть місця однакового нахилу світлових променів; їх називають *смугами однакового нахилу*.

Заслуговує на увагу випадок, коли під плівкою буде середовище, оптично густіше від плівки. В цьому разі обидва промені зазнають зміни у фазі на  $\pi$ : промінь 1 — у точці  $O$ , а промінь 2 — у точці  $C$  (див. рис. 16); отже, їх оптична різниця ходів:

$$\Delta l = \left[ (AO + OC)n - \frac{\lambda}{2} \right] - \left( BC - \frac{\lambda}{2} \right) = (AO + OC)n - BC. \quad (6)$$

З рівності (6) випливає, що коли кути падіння світла малі ( $\sin i = 0$ ,  $BC = 0$ ), при товщині плівки  $d = \frac{\lambda}{4n}$  практично для всіх променів різ-

ниці ходів дорівнюватиме  $\frac{\lambda}{2}$ , а тому існуватиме мінімум інтерферен-

ції світла. Іншими словами, від такої плівки світло практично не відбивається і повністю проходить в оптично густіше середовище під плівкою. Саме цей випадок інтерференції світла широко використовують у практиці для просвітлення оптики.

Щоб усунути значне відбиття світла в оптичних приладах, яке веде до зменшення яскравості зображення та появи відблисків, поверхню лінз покривають прозорою плівкою завтовшки  $\frac{\lambda}{4n}$  з речовини, що має трохи менший показник заломлення, ніж скло лінзи. Плівка істотно зменшує відбиття світла, тобто оптика просвітлюється, а якість зображення поліпшується. Частіше на поверхню лінз наносять плівку з кремнезему або з фтористих солей. За методом російського хіміка-технолога І. В. Гребенщикова (1887–1953) просвітлювальна плівка утворюється безпосередньо на поверхні лінзи після оброблення її поверхні розчинами кислот.

## § 7. Інтерферометри і використання їх

Прилади, в яких явище інтерференції використовується для визначення довжини світлової хвилі, показника заломлення речовини, точних вимірів довжини, контролю якості оброблення поверхні тощо, називають *інтерферометрами*. Опишемо деякі з них.

**Інтерферометр Майкельсона.** Схему цього інтерферометра, запропоновану американським фізиком А. А. Майкельсоном (1852–1931), зображено на рис. 17. Паралельний пучок світла від джерела падає під кутом  $45^\circ$  на скляну пластинку  $P$ , задню поверхню якої покрито напівпрозорим шаром срібла. Цей шар розділяє промінь на дві частини: перший – відбитий промінь – спрямовується на

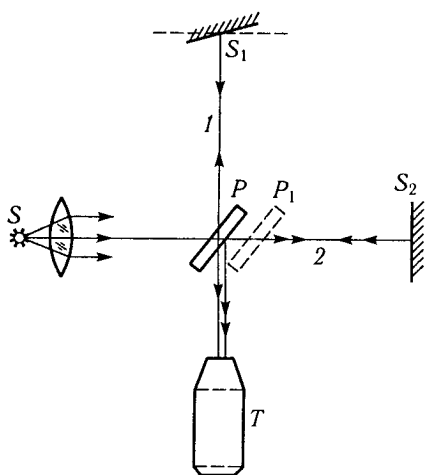


Рис. 17

плоске дзеркало  $S_1$ , а другий проходить крізь шар срібла і потрапляє на плоске дзеркало  $S_2$ . Відбиваючись від дзеркал, обидва промені збігаються, інтерферують та проходять у зорову трубу  $T$ . Оскільки перший промінь до накладання із другим проходить товщу пластинки  $P$  тричі, а другий промінь – один раз, для компенсації цієї різниці на шляху другого променя розміщують таку саму скляну пластинку  $P_1$ .

Залежно від різниці ходів обох променів поле зору труби буде світлим або темним. Очевидно, коли б ми змістили дзеркало  $S_2$  на відстань, різниця ходів обох

променів змінилася б, а фон поля зору помінявся на протилежний. Для точнішого оцінювання змішень дзеркала  $S_2$  нерухоме дзеркало  $S_1$  трохи нахилиють до падаючих променів, завдяки чому хід променів до різних точок цього дзеркала буде різним; різні й різниці ходів відповідних променів, відбитих від дзеркал  $S_1$  і  $S_2$ . Тому в полі зору труби замість однорідного фону буде система паралельних світлих та темних інтерференційних смуг. Тепер будь-яке зміщення дзеркала  $S_2$  зумовлюватиме у полі зору труби переміщення смуг; його можна виміряти з великою точністю, а за ним знайти зміщення дзеркала  $S_2$ . Таким способом уперше порівняли міжнародний еталон метра з довжиною хвилі червоної спектральної лінії кадмію. У 1960 р. метр було визначено через довжину хвилі оранжевої лінії випромінювання криптону-86 у вакуумі, а саме:  $1 \text{ м} = 1650763,73\lambda_0^*$ .

Для вимірювання коефіцієнта заломлення зразок досліджуваної речовини розміщують на шляху променів до дзеркала  $S_2$ . Якщо товщина зразка  $l$ , а показник заломлення  $n$ , то внесення його дасть додаткову різницю ходів променів

$$\Delta l' = l(n - n_0),$$

де  $n_0$  — показник заломлення повітря.

Якщо ця різниця ходів дорівнює  $\Delta l'$ , то вся інтерференційна картина зміститься на  $k$  смуг. Знайшовши за спостереженнями у полі зору труби  $k$  (це може бути також дробове число) та знаючи товщину зразка  $l$ , можна з великою точністю визначити різницю показників заломлення  $(n - n_0)$ :

$$n - n_0 = \frac{k\lambda}{l}. \quad (1)$$

Так, зокрема, вимірюють коефіцієнт заломлення газів, що мало відрізняється від одиниці. Для цього на шляху обох променів вводять однакові кювети з плоскопаралельними віконцями; одну з них наповнюють досліджуваним газом, а з іншої викачують повітря (дістаємо  $n_0 = 1$ ). За рівністю (1) маємо  $n = \frac{k\lambda}{l} + 1$ , де  $l$  — довжина кювети.

**Інтерферометр Лінника.** Для контролю високої чистоти оброблення металевих і різних оптичних поверхонь користуються мікроінтерферометром, схему якого (рис. 18) запропоновано В. П. Лін-

\* У 1983 р. сформульовано і прийнято нове визначення метра: *метр дорівнює відстані, яку проходить у вакуумі плоска електромагнітна хвиля за  $1/299792458$  частку секунди.*

З уведенням нового визначення метра у практику можна істотно підвищити точність лінійних вимірів.

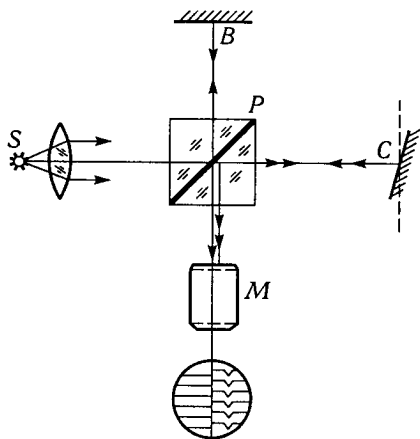


Рис. 18

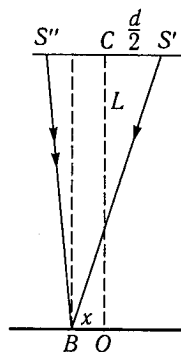


Рис. 19

ником. Тут пучок монохроматичного світла  $S$  падає на розрізаний складний кубик; у діагональному перерізі кубика міститься напівпрозорий шар срібла  $P$ . Завдяки цьому пучок світла роздвоюється: та його частина, що відбивається від шару  $P$ , падає на досліджувану поверхню  $B$ , а та частина, яка проходить крізь шар  $P$ , потрапляє на дзеркало  $C$ . Далі, відбиваючись від поверхонь  $B$  і  $C$ , обидві частини світлового пучка збігаються та інтерферують у полі зору мікроскопа  $M$ .

Оскільки дзеркало  $C$  трохи нахилено до падаючих променів, у полі зору мікроскопа видно систему світлих і темних інтерференційних смуг. Якщо досліджувана поверхня ідеально рівна, то інтерференційні смуги будуть прямолінійними. Якщо ж на поверхні будуть нерівності, то хід променів, які відбиваються у цих місцях, зміниться, а це зумовить зміщення (викривлення) інтерференційних смуг у полі зору мікроскопа. За зміщенням смуг можна оцінити чистоту оброблення поверхні з точністю до  $0,1\lambda$ .

**Приклад 1.** Знайти довжину хвилі монохроматичного випромінювання, якщо у досліді Т. Юнга відстань першого інтерференційного максимуму від центральної смуги  $x = 0,05$  см. Параметри приладу (рис. 19):  $L = 5$  м,  $d = 0,5$  см – відстань між світними отворами.

**Розв'язання.** Перший інтерференційний максимум виникатиме при різниці ходів світлових хвиль  $\Delta = S'B - S''B = \lambda$ , інакше

$$\lambda = \sqrt{L^2 + \left(\frac{d}{2} + x\right)^2} - \sqrt{L^2 + \left(\frac{d}{2} - x\right)^2}.$$

Після алгебричних перетворень приходимо до виразу

$$\lambda = xd/L = 500 \text{ нм.}$$

**Приклад 2.** Знайти фокусну відстань  $f$  плоско-опуклої лінзи, що застосовується у приладі для спостереження кілець Ньютона, якщо радіус третього світлого кільця  $r_3 = 589$  нм. Кільця спостерігають у відбитому світлі.

**Розв'язання.** Місця однакової товщини повітряного прошарку є колами радіусом  $r$  центром у точці  $O$ , в якій лінза доторкається до пластинки  $NN'$  (рис. 20).

При  $r \ll R$  і нормальному падінні променів різниця ходів

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}.$$

Умовою утворення світлих інтерференційних смуг є співвідношення

$$\Delta = 2d + \lambda/2 = k\lambda, \quad (2)$$

де  $k$  – ціле число.

З рис. 20 випливає, що при  $r \ll R$  наближено  $d = \frac{r^2}{2R}$ . Підставивши  $d$  у вираз (2), дістанемо

$$R = \frac{r^2}{(k - \frac{1}{2})\lambda}.$$

Ураховуючи формулу для визначення фокусної відстані лінзи

$$f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

і той факт, що для плоскої поверхні  $\frac{1}{R^2} = 0$ , знаходимо

$$f = \frac{r^2}{(n-1)\left(k - \frac{1}{2}\right)} \approx 137 \text{ см.}$$

**Приклад 3.** Між краями двох пластинок розміщено тонкий дріт завтовшки  $d = 0,05$  мм; протилежні кінці пластинок затиснуто. При нормальному освітленні пластинок завдовжки 10 см спостерігаються інтерференційні смуги, відстань між якими  $h = 0,6$  мм. Визначити довжину світлової хвилі.

**Розв'язання.** Як випливає з рис. 21,

$$\frac{r_2 - r_1}{h} = \frac{d}{l}. \quad (3)$$

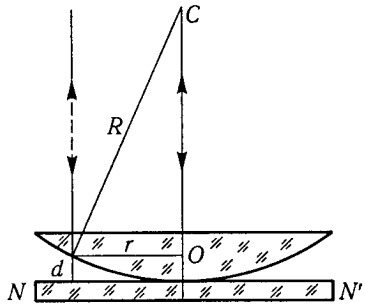


Рис. 20

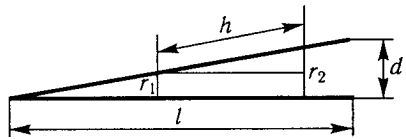


Рис. 21



Оскільки у прикладі розглядаються два сусідніх максимуми і світло двічі проходить відстані  $r_1$  та  $r_2$ , справджуються такі співвідношення:

$$2r_1 = 2m \frac{\lambda}{2}; \quad 2r_2 = 2(m+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4)$$

Звідси випливає, що  $r_2 - r_1 = \frac{\lambda}{2}$ . Підставивши цю рівність у рівняння (3), дістанемо

$$\frac{\lambda}{2h} = \frac{d}{l},$$

звідки довжина світлової хвилі

$$\lambda = \frac{2hd}{l} = 600 \text{ нм.}$$

### § 8. Принцип Гюйгенса – Френеля. Метод зон Френеля. Пояснення прямолінійності поширення світла

Розглянуті результати стосовно інтерференції світла розкривають його хвильову природу. Проте в розвитку хвильової теорії світла виникло утруднення у поясненні прямолінійності його поширення. Як погодити такі дослідні факти: коли на шляху від точкового джерела звуку (рис. 22) до спостерігача  $O$  розміщено екран  $AB$ , то звукова хвиля обгинає його і досягає спостерігача; коли ж у точці  $S$  буде джерело світла, то спостерігач його не побачить, світло не обгинає екран  $AB$ , тобто поширюється лише прямолінійно?

Ці питання було з'ясовано за допомогою принципу Гюйгенса–Френеля. Як було вже зазначено, за цим принципом будь-яку точку простору, до якої дійшла хвиля, можна розглядати як нове джерело хвиль; хвилі від цих вторинних джерел інтерферують між собою так, що їх результуюча є ніби обвідною хвилею до всіх елементарних хвиль. Так можна знаходити новий фронт хвилі через час  $\Delta t$ .

Очевидно, в ізотропному середовищі фронт хвилі від точкового джерела світла є сферичною поверхнею; в анізотропному середовищі фронт світлової хвилі буде складнішою поверхнею, оскільки швидкості світла в різних напрямках різні. На великій відстані від джерела фронт світлової хвилі можна вважати плоскою поверхнею.

Щоб визначити освітленість у будь-якій точці, потрібно знайти результат інтерференції елементарних хвиль, що посиляються у цю точку вторинними джерелами. Пошук цього результату, а також пояснення прямолінійного поширення світла простіші й наочніші, якщо користуватися методом зон Френеля.

Розглянемо поширення світла в однорідному середовищі від точкового джерела  $S$  (рис. 23) до спостерігача, розміщеного в точці  $O$ . Нехай у деякий момент часу  $t$  фронт світлової хвилі займає положення  $AB$ . Всі точки цієї поверхні як допоміжні джерела світла посилатимуть елементарні хвилі в точку  $O$ . Щоб знайти результат інтерференції в цій точці, розіб'ємо поверхню  $AB$  на зони таких розмірів, аби

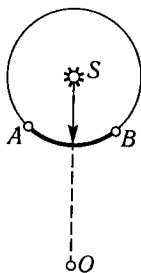


Рис. 22

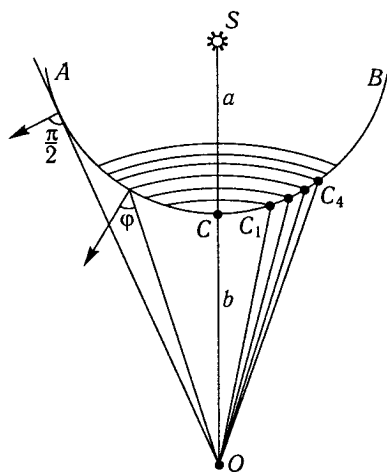


Рис. 23

відстані меж цих зон до спостерігача  $O$  мали різнитися на  $\frac{\lambda}{2}$ . Очевидно, межі зон будуть на таких відстанях від точки  $O$ :

$$\begin{aligned} OC_1 &= OC + \frac{\lambda}{2}; \\ OC_2 &= OC_1 + \frac{\lambda}{2}; \\ OC_3 &= OC_2 + \frac{\lambda}{2}; \dots \end{aligned}$$

Обчисливши площі зон  $\Delta S$ , знайдемо, що кожна з них виражається виразом

$$\Delta S = \pi \frac{ab}{a+b} \lambda. \quad (1)$$

Таким чином сферична поверхня  $AB$  розбивається на сукупність рівновеликих зон. Однак дія кожної зони на точку  $O$  буде тим меншою, чим більший кут  $\varphi$  між нормаллю до поверхні зони і напрямом на точку  $O$ . Якщо позначити  $s_0, s_1, s_2, \dots$  значення відповідних амплітуд коливань у точці  $O$ , які збуджує кожна зона, то матимемо  $s_0 > s_1 > s_2 > \dots$  ( $s_n = 0$  при  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ). Оскільки точки двох сусідніх зон

різняються за відстанями до точки  $O$  на  $\frac{\lambda}{2}$ , хвилі від них прийдуть у точку  $O$  у протилежних фазах; тому амплітуда результуючого коливання дорівнюватиме такій алгебричній сумі:

$$s = s_0 - s_1 + s_2 - s_3 + \dots \quad (2)$$

Рівність (2) можна звести до такого вигляду:

$$s = \frac{1}{2}s_0 + \frac{1}{2}(s_0 - s_1) - \frac{1}{2}(s_1 - s_2) + \frac{1}{2}(s_2 - s_3) - \dots,$$

де різниці в дужках дуже малі й до того ж їх беруть по черзі з різними знаками. Тому

$$s = \frac{1}{2}s_0. \quad (3)$$

З виразу (3) випливає, що дія фронту світлової хвилі  $AB$  в точці  $O$  зводиться до дії дуже малої її ділянки — частини центральної зони  $C$ , площа якої навіть на відстані кількох метрів дорівнює

близько  $1 \text{ мм}^2$ . Отже, світло від  $S$  до  $O$  поширюється так, ніби існує світловий потік тільки в дуже вузькому каналі вздовж прямої  $SO$ . Спостерігач у точці  $O$  бачить замість фронту хвилі  $AB$  тільки вузький пучок світла в напрямі до джерела  $S$ . Так пояснюється прямолінійність поширення світла до спостерігача.

Метод зон Френеля можна проілюструвати на досліді, виходячи з таких міркувань. З рівності (2) випливає, що світлові хвилі приходять у точку  $O$  від зон першої, третьої і т. д. в одній фазі, а від зон другої, четвертої і т. д. — у протилежній. Коли б усунути світло, що йде, наприклад, від непарних зон, то залишилися б зони, хвилі від яких підсилювали б одна одну в точці  $O$ . Для цього побудуємо зонну пластинку.

На підставі виразу площі зони (1) знаходимо, що радіус  $k$ -ї зони Френеля

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

Отже, щоб побудувати зонну пластинку, треба накреслити на папері кілька концентричних кіл, радіуси яких були б пропорційні кореню квадратному з відповідного числа натурального ряду, покрити тушшю кільця через одне (рис. 24) і сфотографувати рисунок.

Якщо спрямувати на таку пластинку світло від точкового джерела, то в певній точці за нею освітленість буде значно більшою, ніж без пластинки. Зазначимо, що за пластинкою можна дістати ще більшу освітленість, якщо замість затримки світла на зачорнених зонах змінити його фазу на протилежну. Для цього американський фізик-експериментатор Р. В. Вуд (1868—1955) виготовив рельєфну зонну пластинку: покрити скло тонким шаром лаку та вигравірував на ньому зонну пластинку так, що оптична товщина непарних зон відрізнялася від товщини парних зон на  $\frac{\lambda}{2}$ .

Можна продемонструвати прояви зон Френеля для фронту електромагнітної хвилі, наприклад трисантиметрової довжини. Для цього використовують генератор і приймач електромагнітних хвиль, призначені для шкільних фізичних кабінетів. Для побудови зонального екрана на листі фанери вирішують кілька концентричних кіл діаметрами, наприклад, 29; 40; 49; 57; 64 см та заклеюють зони через одну, починаючи з центральної, станіолем. Випромінювач і приймач електромагнітних хвиль розміщують один проти

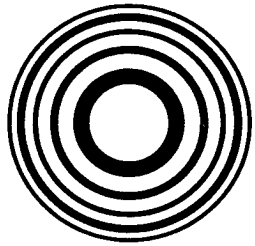


Рис. 24

одного на відстані 3...3,5 м. Приймач під'єднують до осцилографа або гучномовця (випромінювання модулюють частотою 400 Гц). Якщо між джерелом і приймачем розмістити металевий лист або лист фанери, обклеєної станиоєм, то інтенсивність сигналу на приймачі спадає до нуля; якщо замість металевого листа встановити зонний екран Френеля, то інтенсивність сигналу на приймачі різко зростає (положення екрана слід підібрати).

## § 9. Дифракція світла

Прямолінійне поширення світла, як було з'ясовано, є інтерференційним процесом в умовах вільного поширення світла, тобто в умовах, коли всі зони Френеля вільні (не перекриваються екраном) і мають симетричне розміщення відносно спостерігача. Якщо чим-небудь порушуються вільність та симетричність розміщення зон, то порушується також прямолінійність поширення світла. Зокрема, при порушенні симетричності зон виникає явище заломлення світла, а при порушенні їх вільності — явище дифракції (обгинання світлом перешкод).

Розрізняють два види дифракції: дифракцію в розбіжних променях (на незначних відстанях від джерела світла), вивчену французьким фізиком О. Ж. Френелем, і дифракцію у паралельних променях (на значних відстанях від джерела), вивчену німецьким фізиком Й. Фраунгофером (1787—1826). Тому ці види дифракції називають *дифракцією Френеля* та *дифракцією Фраунгофера*.

Розглянемо деякі приклади дифракції світла.

**Дифракція Френеля від круглого непрозорого екрана.** Якщо на шляху поширення світла від джерела  $S$  (рис. 25) розмістити круглий екран  $AB$  значних розмірів, то за ним спостерігається тінь; коли ж екран  $AB$  буде настільки малим, що закриє лише  $k$  перших зон Френеля, то світло обійде екран  $AB$  і за ним центральна точка  $O$  буде освітлена, а навколо неї спостерігатимуться темні й світлі кільця. У точку  $O$  приходимуть світлові хвилі від решти відкритих зон, починаючи з  $(k + 1)$ -ї. Як відомо з § 8, амплітуда результуючого коливання їх дорівнюватиме половині амплітуди коливань, які приходять від найближчої зони. Тому освітленість у точці  $O$  зумовлюється частиною  $(k + 1)$ -ї відкритої зони навколо екрана  $AB$ , освітленість у будь-якій іншій точці  $C$  визначатиметься результатом інтерференції світла від частин зони біля точок  $A$  та  $B$  подібно до двох когерентних джерел, а саме: точка  $C$  буде освітлена, якщо

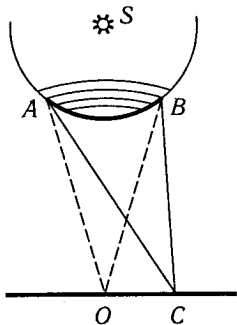


Рис. 25

$$AC - BC = 2k \frac{\lambda}{2},$$

і затемнена, якщо

$$AC - BC = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

де  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Неважко помітити, що при використанні білого світла дифракційна картина матиме райдужне забарвлення.

Зазначимо, що з близьких відстаней відносно джерела дифракція світла від непрозорого екрана спостерігається тоді, коли розміри екрана дуже малі, десь близько кількох довжин хвиль. Дифракція світла від непрозорого екрана значних розмірів спостерігається при великих відстанях між джерелом світла та спостерігачем. Наприклад, дифракція світла утворюється на дрібних водяних краплях у тумані, завдяки чому навколо джерела світла спостерігаються кольорові кільця. Російський фізик В. К. Аркадьєв (1884–1953) спостерігав дифракцію світла навіть від звичайної тарілки, що правда, на відстані 7 км відносно джерела світла.

**Дифракція Френеля від круглого отвору.** Якщо на шляху поширення світла від джерела  $S$  (рис. 26) розмістити непрозору перешкоду з круглим отвором  $AB$  значних розмірів, то на екрані спостерігатиметься світна пляма, обмежена тінню; коли ж розміри отвору весь час зменшувати, то контури тіні все більше стають розмитими, і, нарешті, світна пляма перетворюється на сукупність світлих та темних кілець. Таким є результат дифракції світла від круглого отвору.

Освітленість центральної точки  $O$  на екрані, як і будь-якої іншої точки  $C$  поблизу неї, залежить від кількості зон Френеля, що вміщуються в отворі при побудові їх із заданої точки. Якщо в межах отвору вміщується парне число зон, то хвилі, що приходять від них у задану точку, попарно компенсуються – точка буде затемнена. Навпаки, якщо в межах отвору вміщується непарне число зон, побудованих із заданої точки, то одна з них буде некомпенсованою і зумовить освітленість точки.

Ці умови аналітично можна виразити так: якщо  $CA - CB = 2k \frac{\lambda}{2}$ , то точка  $C$  буде затемненою; якщо  $CA - CB = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ , то точка  $C$  буде освітленою.

Очевидно, коли екран віддаляти від джерела світла, то освітленість і затемнення у точці  $O$ , як і в решті точок, чергуватимуться.

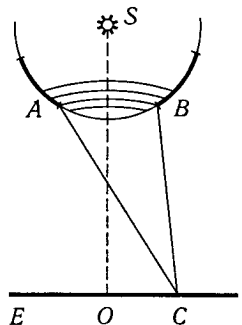


Рис. 26

Розглянутий випадок дифракції світла доводиться ураховувати в оптичних приладах, бо об'єктив будь-якого оптичного приладу кріпиться у вхідному отворі обмежених розмірів, через що на великих відстанях від предмета (джерела світла) отвір зумовлює дифракцію світла. Це призводить до того, що світні точки предмета зображатимуться у приладі світловими плямами, утвореними сукупністю темних та світлих дифракційних кілець; такі зображення двох близьких точок предмета можуть перекриватися. Експериментально ж доведено, що дві близькі точки можна ще бачити роздільно, якщо світлі плями їхніх дифракційних зображень взаємно перекриваються не більш як на радіус плями. Отже, дифракція світла обмежує роздільну здатність оптичних приладів, тобто здатність роздільно зображувати два близьких предмети. Докладніше про це йтиметься далі.

**Дифракція Фраунгофера від однієї щілини.** Нехай нормально до екрана з вузькою прямокутною щілиною  $AB$  (рис. 27) падає пучок паралельних променів — плоска хвиля монохроматичного світла. Щілина  $AB$  виділить частину фронту хвилі, яка за принципом Гюйгенса буде множиною вторинних джерел світла з однаковою фазою коливання. Світло від них поширюватиметься в різних напрямках до екрана спостереження, але результуюча дія його в тих або інших місцях буде неоднаковою.

Для демонстрації дифракції Фраунгофера збиральну лінзу  $L$  розміщують за щілиною, а екран спостереження — у фокальній площині  $FF'$  лінзи. Неважко помітити, що всі світлові хвилі, які виходять від щілини  $AB$  в напрямі нормалі до екрана, збиратимуться у центральній точці  $O$  (точніше, промені збиратимуться у смугу, паралельну щілині). Оскільки різниця ходів між усіма цими хвилями

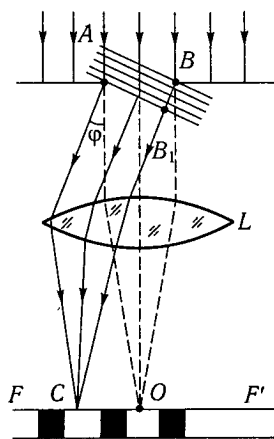


Рис. 27

дорівнює нулю (лінза не спричинює різницю ходів хвиль), центральна смуга, що проходить через точку  $O$ , буде максимально освітленою.

Пучок світлових хвиль, які виходять під кутом  $\varphi$  до нормалі, буде так само збиратися в смугу, що проходить через деяку точку  $C$ . Проте питання про її освітленість можна вирішити лише після поділу хвильової поверхні  $AB$  на зони Френеля. Цей поділ на зони здійснюють системою паралельних площин, перпендикулярних до променів і віддалених одна від одної на  $\frac{\lambda}{2}$ . При цьому для кожної хвилі, яка випромінюється з однієї зони, знайдеться відповідна хвиля, що випро-

мінюється з сусідньої зони, з різницею ходу  $\frac{\lambda}{2}$ ; такі дві хвилі, досягаючи точки  $C$ , взаємно компенсуватимуться.

Отже, якщо на хвильовій поверхні  $AB$  вкладатиметься парне число зон, то світлові хвилі від них взаємно компенсуватимуться – дифракційна смуга, що проходить через точку  $C$ , буде темною; якщо число зон буде непарним, то дія однієї зони залишиться некомпенсованою – дифракційна смуга буде освітленою. Ці умови аналітично можна виразити так: якщо  $BB_1 = AB \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ , то смуга в точці  $C$  буде темною; якщо  $BB_1 = AB \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ , то смуга в точці  $C$  буде світлою, де  $AB$  – ширина щілини;  $k = 1, 2, 3, \dots$  ( $k$  – порядок розміщення дифракційних спектрів відносно центральної смуги).

Якщо щілину освітлювати білим світлом, то світлі смуги перетворюються на дифракційні спектри.

## § 10. Дифракційна ґратка

Чіткість світлових смуг і дифракційних спектрів істотно поліпшується, якщо перейти від однієї щілини до системи близьких паралельних щілин. При цьому замість дифракційних світлих та темних смуг, які утворюються від кожної щілини, спостерігатимуться істотніші результати інтерференції всіх світлових хвиль, що виходять із системи щілин. Завдяки інтерференції сумарна енергія світла, яке проходить крізь систему щілин, перерозподіляється і концентрується в напрямках, що задовольняють умову інтерференційних максимумів. Так утворюються головні дифракційні максимуми від системи щілин.

Систему близьких паралельних щілин називають *дифракційною ґраткою*. Найчастіше для її виготовлення беруть відполіровану скляну пластинку і на її поверхні за допомогою ділильної машини наносять кілька сотень паралельних рівновіддалених штрихів. Так, на 1 мм наносять від 100 до 1700 штрихів (у ґратках Роуlanda). Штрихи на склі дуже розсіюють світло й відіграють роль непрозорих проміжків, між ними залишаються прозорі смужки скла, що відіграють роль щілин.

Нехай нормально до дифракційної ґратки падає паралельний пучок світлових променів монохроматичного світла (рис. 28). Як відомо, від кожної щілини світло дифрагує. Крім того, завдяки збиральній лінзі  $L$ , паралельні пучки світла від усіх щілин і в різних напрямках збиратимуться лінзою у фокальній площині та інтерферуватимуть, утворюючи головні дифракційні максимуми і мінімуми. Знайдемо положення їх.



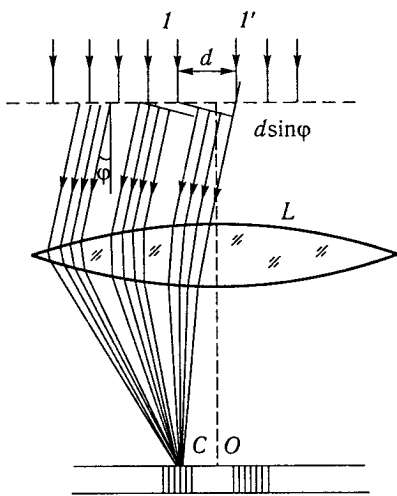


Рис. 28

Неважко помітити, що всі світлові промені, які виходять у напрямі нормалі до ґратки, збиратимуться у центрі  $O$  фокальної площини лінзи й утворять центральний, або нульовий, дифракційний максимум.

Розглянемо промені, що утворюють кут  $\varphi$  з нормаллю до ґратки. Різниця ходів хвиль, які відповідають променям  $I$  від двох сусідніх щілин,

$$\Delta l = d \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi, \quad (1)$$

де  $a$  – ширина щілин;  $b$  – ширина непрозорого проміжку між ними; величину  $(a + b) = d$  називають *періодом*, або *сталю*, *дифракційної ґратки*.

Така сама різниця ходів зберігатиметься для будь-яких двох відповідних хвиль від двох сусідніх щілин дифракційної ґратки. Оскільки всі хвилі, що йдуть від системи щілин у напрямі  $\varphi$ , мають однакову амплітуду і стали різницю ходу  $\Delta l = (a + b) \sin \varphi$ , збираючись у фокальній площині лінзи, вони будуть інтерферувати. Внаслідок інтерференції матимемо кілька головних дифракційних максимумів; вони виникатимуть при різниці ходів

$$(a + b) \sin \varphi = k\lambda, \quad (2)$$

або при значеннях кутів  $\varphi$ , що задовольняють умову

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{a + b}, \quad (3)$$

де  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Між головними максимумами у фокальній площині лінзи також розмішуватимуться дифракційні максимуми від кожної щілини окремо, які визначаються умовою (див. § 9)

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

але їхня інтенсивність значно менша, ніж інтенсивність головних максимумів (рис. 29).

З умови (3) випливає, що дифракційні максимуми для хвиль різної довжини не збігатимуться; максимуми для хвиль меншої дов-

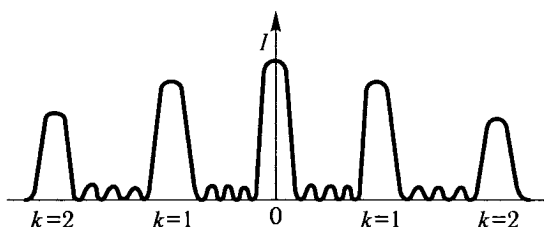


Рис. 29

жини (фіолетового та синього світла) утворюватимуться під меншими кутами до нормалі ґратки, а максимуми для довших хвиль (жовтого, оранжевого, червоного світла) – під більшими кутами. Якщо ґратку освітлювати білим світлом, то кожному значенню  $k$  відповідатиме дифракційний спектр світла, точніше: при  $k = 0$  на екрані виникає нульовий дифракційний максимум білого світла; при  $k = 1$  з обох боків від нього симетрично утворюються два дифракційні спектри першого порядку; при  $k = 2$  – дифракційні спектри другого порядку і т. д. Дифракційна ґратка відіграє роль спектрального приладу.

Основними характеристиками дифракційної ґратки є її роздільна здатність і дисперсія.

Роздільну здатність ґратки можна визначити на основі критерію Релея, за яким дві близькі спектральні лінії з довжинами хвиль  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$  видно ще роздільно, коли головний максимум першої лінії потрапляє в найближчий до нього мінімум другої лінії (рис. 30).

Головний максимум лінії  $\lambda_1$  у спектрі  $k$ -го порядку визначається умовою

$$(a + b) \sin \varphi = k\lambda_1. \quad (5)$$

Найближчий мінімум для хвиль завдовжки  $\lambda_2$ , що йдуть у тому самому напрямі  $\varphi$  і відповідають тому самому порядку спектра  $k$ , виникатиме тоді, коли різниця ходів хвиль, виражена в  $\lambda_2$ , від двох сусідніх щілин буде на  $\frac{\lambda_2}{N}$  більшою від

відповідної різниці, що виражає умову підсилення цих хвиль, тобто коли

$$(a + b) \sin \varphi = k\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}, \quad (6)$$

де  $N$  – кількість щілин дифракційної ґратки.

Умову (6) неважко зрозуміти з такого прикладу. Коли б різниця ходів

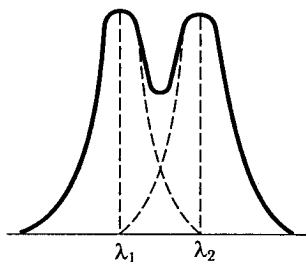


Рис. 30

двох відповідних хвиль від сусідніх щілин дорівнювала  $\frac{\lambda_2}{N}$ , різниця ходів двох відповідних хвиль від середньої та крайньої щілин становила  $\delta = \frac{\lambda_2 N}{2} - \frac{\lambda_2}{2}$  і вони взаємно знищувалися, а отже, всі хвилі завдовжки  $\lambda_2$ , які виходили з щілин першої половини ґратки, знищувалися хвилями від щілин її другої половини.

Прирівнявши праві частини рівностей (5) та (6), дістанемо

$$k\lambda_1 = k\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N},$$

або

$$k(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{\lambda_2}{N}.$$

Поклавши

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \delta\lambda; \quad \lambda_2 \approx \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = \lambda,$$

матимемо вираз *роздільної здатності ґратки*

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (7)$$

де  $N$  — кількість штрихів ґратки.

Роздільна здатність дифракційної ґратки  $R$  пропорційна порядку спектра  $k$  і кількості  $N$  її щілин. Наприклад, щоб нарізно зображались дві близькі лінії натрію  $\lambda_1 = 589,62$  нм та  $\lambda_2 = 589,02$  нм у спектрі першого порядку ( $k = 1$ ), за виразом (7), треба мати ґратку з  $N > 1000$ ; для відокремлення цих самих ліній у спектрі другого порядку досить мати ґратку з  $N > 500$ . За допомогою ґраток Роуlanda, в яких кількість щілин досягає  $N = 110\,000$ , в середній частині видимого спектра ( $\lambda = 600$  нм) першого порядку нарізно зображаються лінії з різницею  $\delta\lambda = 0,005$  нм.

*Дисперсією ґратки* називають вираз

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (8)$$

за яким визначають кутову відстань між двома спектральними лініями. Значення дисперсії можна знайти, якщо продиференціювати рівність (2):

$$D = \frac{k}{(a + b) \cos \varphi}.$$

**Приклад 1.** На дифракційну ґратку нормально до її поверхні падає паралельний пучок світла з довжиною хвилі  $\lambda = 0,5$  мкм. Розміщена поблизу ґратки лінза проєкує дифракційну картину на екран, віддалений від лінзи на  $L = 1$  м. Відстань  $l$  між двома максимумами інтенсивності першого порядку, що спостерігаються на екрані, дорівнює 20,2 см. Визначити: 1) період  $(a + b)$  дифракційної ґратки; 2) число  $n$  штрихів на 1 см; 3) число максимумів, яке при цьому дає ґратка; 4) максимальний кут  $\varphi$  відхилення променя останнього дифракційного максимуму.

**Розв'язання.** 1. Скористасмося виразом, яким визначаються дифракційні максимуми:

$$(a + b)\sin \varphi = k\lambda, \quad (9)$$

де  $k = 1, 2, 3, \dots$  – порядок максимумів дифракції.

Згідно з умовою при  $k = 1$  можна вважати, що  $\sin \varphi = \operatorname{tg} \varphi = \frac{l}{2L}$ ; тому за виразом (9) дістанемо

$$a + b = \frac{2\lambda L}{l}, \quad a + b = 4,95 \text{ мкм.}$$

2. Число штрихів на 1 см знайдемо за виразом

$$n = \frac{1}{a + b}; \quad n = 2,02 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}.$$

3. Щоб визначити число максимумів дифракції, які спостерігатимуться на екрані, треба врахувати, що максимальний кут відхилення променя ґраткою не може бути більшим від  $90^\circ$ ; тому відповідно до рівності (9)

$$k_{\max} = \frac{a + b}{\lambda}; \quad k_{\max} = 9.$$

З урахуванням центрального нульового максимуму та максимумів з обох боків від нього знайдемо

$$N = (2k_i + 1); \quad N = 19.$$

4. Щоб визначити максимальний кут відхилення променя ґраткою, у вираз (9) унесемо  $k_{\max}$ ; тоді

$$\sin \varphi_{\max} = \frac{k_{\max} \lambda}{(a + b)}; \quad \varphi_{\max} = 65,4^\circ.$$

**Приклад 2.** Монохроматичне світло із довжиною хвилі  $\lambda = 500$  нм від віддаленого джерела  $S$  (рис. 31) крізь круглий отвір в екрані  $D$  падає на екран  $N$ , розміщений від отвору на відстані  $d = 2$  м. Діаметр отвору  $2r = 4$  мм.

Якою буде точка  $A$  на екрані – світлою чи темною?

**Розв'язання.** Площа зони Френеля не залежить від її номера  $n$  і для сферичної хвилі визначається співвідношенням

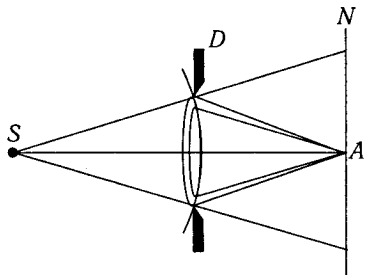


Рис. 31

$$\Delta S = \frac{\pi R d}{R + d},$$

де  $R$  – відстань від джерела світла до екрана  $D$ ;  $d$  – відстань від екрана  $D$  до екрана  $N$ .

Оскільки джерело світла  $S$  розміщено на великій відстані від отвору, можна вважати, що на нього падає плоска хвиля. Тоді формула для визначення площі зони матиме вигляд

$$\Delta S = \pi d \lambda.$$

Щоб знайти кількість зон Френеля, які відкриває отвір, треба площу отвору поділити на площу однієї зони:

$$n = \frac{\pi r^2}{\pi d \lambda}; n = 4.$$

Оскільки отвір відкриває парне число зон Френеля, точка  $A$  на екрані буде темною.

**Приклад 3.** На щілину завширшки  $a = 0,1$  мм нормально падає паралельний пучок світла від монохроматичного джерела ( $\lambda = 0,6$  мкм). Визначити ширину центрального максимуму у дифракційній картині, що проектується за допомогою лінзи, розміщеної безпосередньо за щілиною, на екран, віддалений від лінзи на відстань  $L = 1$  м (рис. 32).

**Розв'язання.** Центральний максимум інтенсивності світла займає область між найближчими від нього ліворуч і праворуч максимумами інтенсивності (див. рис. 32). Мінімуми інтенсивності світла при дифракції від однієї щілини спостерігаються під кутами  $\varphi$ , що визначаються умовою

$$a \sin \varphi = k \lambda, \quad (10)$$

де  $k$  – порядок мінімуму (тут  $k = 1$ ).

Відстань між двома мінімумами на екрані можна визначити безпосередньо з рис. 32:

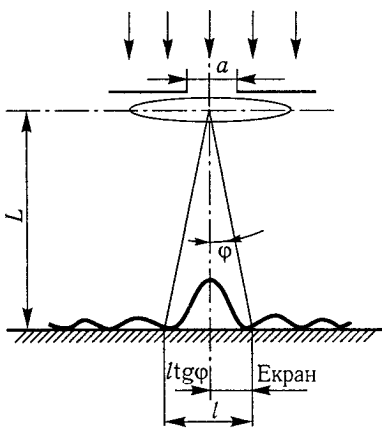


Рис. 32

$$l = 2L \operatorname{tg} \varphi; \quad (11)$$

при малих кутах  $\varphi$  матимемо

$$l = 2L \sin \varphi. \quad (12)$$

Визначивши із (12)  $\sin \varphi$ , рівняння (10) перепишемо так:

$$l = \frac{2Lk\lambda}{a}. \quad (13)$$

Підставивши сюди числові значення величин, одержимо  $l = 1,2$  см.

**Приклад 4.** Який найбільший порядок спектра натрію ( $\lambda = 590$  мкм) можна спостерігати за допомогою дифракційної ґратки, що має 500 штрихів на 1 мм, при нормальному падінні світла на ґратку?

**Розв'язання.** Положення дифракційних максимумів при нормальному падінні світла на ґратку визначається умовою

$$d \sin \varphi = k\lambda,$$

де  $d$  – стала ґратки;  $k$  – порядок спектра.

Оскільки абсолютне значення синуса не може бути більшим за одиницю, найбільший порядок спектра визначається з умови

$$d = k\lambda.$$

З останньої рівності знаходимо

$$k = \frac{d}{\lambda}; \quad k = 3.$$

## § 11. Геометрична оптика – граничний випадок хвильової оптики

Оптику поділяють на дві основні частини: *фізичну* та *геометричну*. Перша вивчає явища, в яких проявляються хвильові корпускулярні властивості світла. Наприклад, розглянуті вище явища, а також явища інтерференції та дифракції є проявами хвильових властивостей світла. Геометрична оптика вивчає явища, в яких проявляється властивість прямолінійного поширення світла в ізотропному середовищі.

Основним у геометричній оптиці є поняття світлового променя. Під *променем* розуміють нормаль до хвильової поверхні, яка показує напрям поширення світлової енергії. Експериментально цей напрям зображують вузьким пучком світла, що проходить крізь невеличкий отвір у непрозорому екрані. Такий пучок можна візуально спостерігати в задимленому просторі.

Прямолінійністю поширення світла пояснюється утворення тіней від непрозорих предметів. Хід променя на межі двох середовищ визначається законами відбиття і заломлення світла.

Користуючись світловими променями, можна знайти простий метод побудови зображень в оптичних системах. Він зводиться до того, що з кожної точки  $S$  світлого предмета проводять пучок променів та шукають точку їх перетину після проходження оптичної системи. З цієї точки промені далі розходяться так, ніби вона є самостійним джерелом, подібним до світної точки  $S$ ; тому таку точку називають *зображенням світної точки  $S$* . Сукупність зображень усіх точок світлого предмета буде зображенням цього предмета в оптичній системі.

Метод геометричної оптики використовується у розрахунках при конструюванні різних оптичних приладів. Однак слід зазначити, що цей метод має наближений характер й обмежене застосування.

Закони геометричної оптики можуть порушуватися через явища дифракції або різні неоднорідності в середовищі. Розглянемо це докладніше.

Спочатку здається, що коли виділяється дедалі вузький пучок світла, то світловий промінь все ближче і точніше відображатиме закономірності геометричної оптики. Насправді ж виділення та

звуження світлового пучка можна досягти за допомогою діафрагми з отвором, але при звуженні отвору все більше проявляється явище дифракції, яке зумовлює розширення світлового пучка.

Чисельно розширення світлового пучка можна оцінити кутом  $\Delta\varphi$  між напрямками променів, що визначають положення перших дифракційних мінімумів світла (рис. 33). З умови першого дифракційного мінімуму

$$D \sin \varphi_1 = 2 \frac{\lambda}{2}$$

кут  $\varphi_1$ , під яким відносно нормалі до діафрагми спостерігається мінімум світла,

$$\varphi_1 = \arcsin \frac{\lambda}{D}.$$

Отже, розширення світлового пучка

$$\Delta\varphi = 2 \arcsin \frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$

де  $D$  – діаметр діафрагми.

З рівності (1) випливає, що пучок не розширюється лише при  $\lambda \rightarrow 0$ , а практично лише за умови

$$D \gg \lambda. \quad (2)$$

При  $D = \lambda$  світло, яке пройде діафрагму, утворюватиме пучок світла у просторі тілесного кута  $\Delta\varphi = 2\pi$ .

Умова (2) накладається на геометричну оптику хвильовими властивостями світла.

Уявлення про прямолінійне поширення світла, безперечно, справджується для однорідного середовища. Якщо в середовищі виникають деякі неоднорідності (внаслідок різниці температур або густини), то, як показує теорія, вони мають бути в межах умови

$$\lambda = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \ll \varepsilon, \quad (3)$$

тобто на відрізку довжини хвилі  $\lambda$  вони мають бути дуже незначними порівняно з діелектричною сталою середовища  $\varepsilon$ .

У (3)  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}$  – градієнт діелектричної сталої

в довільному напрямі  $x_i$  у просторі.

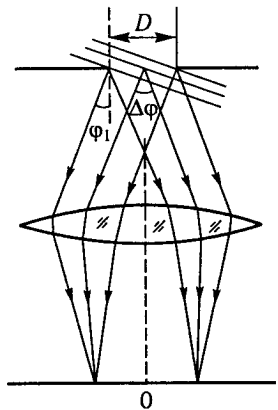


Рис. 33



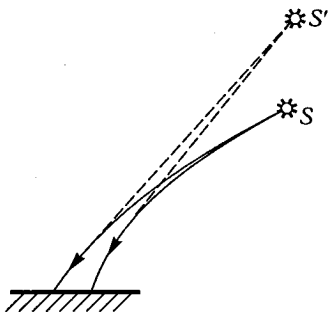


Рис. 34

Якщо умова (3) не виконується, то спостерігатимуться значні відхилення від законів геометричної оптики. Наприклад, у шарах атмосфери, де поширюється ультразвук, утворюються такі згущення і розрідження повітря, що на них виникає дифракція світла, подібна до дифракції від ґратки. Отже, тут уявлення про промені світла втрачають зміст.

Відомо також, що на великих відстанях в атмосфері завдяки навіть незначному зменшенню густини з висотою підняття стає помітною астрономічна рефракція, тобто викривлення променів від світила (рис. 34). Внаслідок цього світило над горизонтом бачимо трохи вище від його справжнього положення. Температурні неоднорідності атмосфери поблизу поверхні землі в жарких пустелях та степах спричинюють міражі; в них унаслідок викривлення променів світла стають видимими і здаються близькими предмети, розміщені далеко за горизонтом.

Нерівність (3) є тією умовою, яка накладається на геометричну оптику середовищем.

## § 12. Відбиття світла від плоских і сферичних поверхонь. Дзеркала

Якщо світловий промінь, що проходить у заданому середовищі, зустрічає на своєму шляху середовище, яке характеризується іншою діелектричною сталою  $\epsilon$ , то на межі таких двох середовищ відбуваються відбиття та заломлення світла. Ці явища описуються законами, знайденими спочатку експериментально. Пізніше було з'ясовано, що вони впливають із загального принципу Ферма — принципу найкоротшого часу, сформульованого французьким математиком П. Ферма (1601—1665) близько 1660 р. Згідно з цим принципом світло між будь-якими двома точками  $S$  і  $S_1$  поширюється таким шляхом, для проходження якого потрібен найкоротший час  $T$  порівняно з будь-яким іншим шляхом між цими точками:

$$T = \min \int_S^{S_1} dt = \int_S^{S_1} \frac{dr}{v}, \quad (1)$$

де  $v$  — швидкість світла в заданому середовищі.

Значимо, що з принципу Ферма випливає також закон оборотності світлових променів, який стверджує, що в усіх явищах відбиття та заломлення промені залишаються взаємними, тобто із зміною напрямку променів на протилежний їх взаємне розміщення не змінюється.

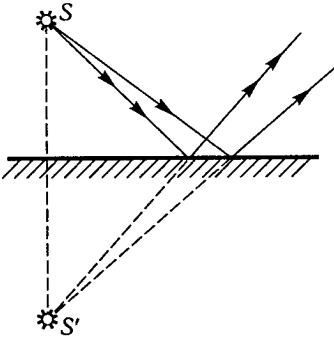


Рис. 35

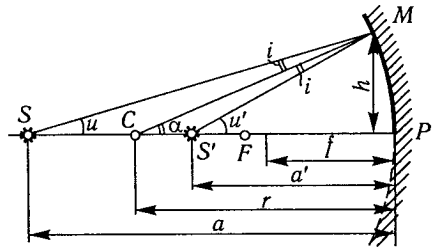


Рис. 36

Світло від дзеркальної поверхні відбивається за такими законами:

- 1) *відбитий промінь лежить в одній площині з падаючим і нормаллю до відбиваючої поверхні в точці падіння;*
- 2) *при відбитті світла кут падіння світлового променя дорівнює куту відбиття.*

Основним у вивченні відбиття світла від дзеркал є засвоєння закономірностей побудови зображень предмета за допомогою дзеркал. Як відомо, для побудови зображення світної точки досить розглянути хід двох променів, які виходять із неї, та знайти точку перетину їх після проходження оптичної системи.

При використанні плоского дзеркала промені, що виходять із світної точки  $S$  (рис. 35), після відбиття від дзеркала розходяться; тому точку  $S'$  перетину їх дістаємо при уявному продовженні променів у протилежному напрямі. Точку  $S'$  називають *уявним зображенням* світної точки  $S$ , бо її знаходять у перетині не самих світлових променів, а на уявному продовженні їх у протилежному напрямі; спостерігачеві тільки здається, що відбиті промені виходять із цієї точки. Якщо зображення дістають унаслідок перетину самих світлових променів, то його називають *дійсним*.

Неважко довести, що зображенням світної точки у плоскому дзеркалі є точка, симетрична їй відносно площини дзеркала. На цій підставі будують зображення предмета у плоскому дзеркалі.

Розглянемо, як утворюється зображення світної точки за допомогою сферичного дзеркала. На рис. 36 показано відбиття світлового променя від угнутого дзеркала. Середню точку дзеркала  $P$  називають його *поллюсом*; пряму, що проходить через полюс дзеркала  $P$  і центр його сферичної поверхні  $C$ , — *головною оптичною віссю дзеркала*.

Зазначимо, що для визначення зображення світної точки за допомогою сферичного дзеркала та інших оптичних систем з метою спрощення розглядають лише ті промені, що проходять поблизу оптичної осі. Такі промені називають *параксіальними*. В цьому разі до кутів, які утворюють промені з оптичною віссю, можна застосувати теорему про еквівалентність кутів (у радіанній мірі), їхніх синусів і тангенсів.

У нашому випадку промінь  $SM$ , що виходить із світної точки  $S$ , відбиваючись від дзеркала в точці  $M$ , перетинає оптичну вісь у точці  $S'$ ; промені  $SM$  та  $MS'$  утворюють з віссю кути  $u$  і  $u'$ ; перпендикуляр  $CM$  до поверхні дзеркала в точці падіння променя утворює з віссю кут  $\alpha$ ; кути падіння та відбиття променя дорівнюють  $i$ .

З  $\triangle SMC$  маємо:

$$u + i = \alpha, \quad (2)$$

а з  $\triangle CMS'$  дістаємо

$$u' - \alpha = i. \quad (3)$$

Додаючи рівності (2) і (3), знаходимо

$$u + u' = 2\alpha. \quad (4)$$

Оскільки промінь параксіальний, кути  $u, u', \alpha$  – малі; тому замість їхніх значень візьмемо відповідні значення синусів, а саме:

$$\begin{aligned} u &= \sin u = \frac{h}{a}; \\ u' &= \sin u' = \frac{h}{a'}; \\ \alpha &= \sin \alpha = \frac{h}{r}, \end{aligned} \quad (5)$$

де  $h$  – висота, на якій промінь падає на дзеркало;  $a, a'$  – відстані точок  $S$  і  $S'$  від полюса дзеркала;  $r$  – радіус його сферичної поверхні.

Підставивши ці значення кутів у рівність (4) та скоротивши на  $h$ , дістанемо

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{2}{r}. \quad (6)$$

Те, що висота  $h$ , на якій промінь падає на дзеркало, не входить у залежність (6), означає, що й будь-який інший параксіальний промінь, який виходить із світної точки  $S$ , після відбиття від дзеркала проходитьиме точку  $S'$ . Отже, точка  $S'$  є зображенням точки  $S$ .

Якщо  $a \rightarrow \infty$  (промені із світної точки  $S$  – паралельні), то  $a' = \frac{r}{2}$ . Точку, в якій перетинаються промені, паралельні головній оптичній осі дзеркала, називають його *головним фокусом*; останній позначають літерою  $F$ , а його відстань від полюса дзеркала –  $f$ . Із цим позначенням формула (6) матиме такий вигляд:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}. \quad (7)$$

Вираз (7) називають *формулою сферичного дзеркала*; вона допомагає визначити місце зображення предмета у дзеркалі. Формула справджується як для угнутого, так і для опуклого дзеркал; треба тільки враховувати, що величини  $a, a', r$  вважають додатними, якщо вони відкладаються від полюса дзеркала за ходом світлового променя; інакше вони від'ємні, зокрема для угнутого дзеркала  $a, a', r$  – від'ємні, для опуклого дзеркала  $r$  і  $a'$  мають протилежний знак. Тому для опуклого дзеркала формула (7) набирає вигляду

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{a'} = -\frac{1}{f}. \quad (8)$$

Площину, що проходить через головний фокус перпендикулярно до головної оптичної осі дзеркала, називають *фокальною*. В ній містяться побічні фокуси – точки, в яких збираються будь-які паралельні пучки променів після відбиття від дзеркала.

Для графічної побудови зображення предмета у сферичному дзеркалі використовують такі промені, напрями яких після відбиття відомо. Їх називають *променями побудови*. До них належать такі (рис. 37):

1) промінь, що проходить до дзеркала через його центр, а після відбиття – по тій самій прямій у протилежному напрямі;

2) промінь, паралельний головній оптичній осі, який після відбиття проходить через головний фокус;

3) промінь, що проходить до дзеркала через головний фокус, а після відбиття – паралельно головній оптичній осі.

Радимо читачеві самому побудувати зображення предмета у сферичному дзеркалі, розміщуючи предмет на різних відстанях від полюса дзеркала, і зробити висновки про відповідні положення зображення, їхній характер та розміри.

Сферичні дзеркала широко використовують на практиці: у проєкційних ліхтарях, прожекторах, астрономічних трубах. Крім сферичних, застосовують також параболічні, еліптичні та гіперболічні дзеркала, які в окремих умовах дають можливість усунути або істотно зменшити сферичну аберацию.

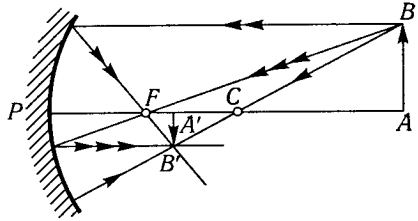


Рис. 37

## § 13. Заломлення світла на плоских поверхнях. Призма

При переході світла з одного прозорого середовища в інше з іншою діелектричною сталою  $\epsilon$  (наприклад, із повітря у воду, з води у скло) світловий промінь зазнає заломлення. Світлові промені заломлюються за такими законами:

1) заломлений промінь лежить в одній площині з падаючим і нормаллю до поверхні поділу середовищ, проведеною в точку падіння;

2) відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення для двох середовищ є величиною сталою.

Виходячи з принципу Ферма знаходимо, що відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення дорівнює відношенню швидкості світла у першому середовищі до швидкості світла у другому середовищі:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1)$$

Інакше це стале відношення називають *показником заломлення другого середовища відносно першого* і позначають літерою  $n_{2,1}$ ; тому другий закон заломлення записують у вигляді

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{2,1} \quad (2)$$

Якщо промінь переходить із вакууму в задане середовище, то показник заломлення середовища називають *абсолютним*. Із виразів (1) та (2) випливає, що абсолютний показник заломлення показує, у скільки разів швидкість світла  $c$  у вакуумі більша від швидкості світла  $v$  в заданій речовині:

$$n = \frac{c}{v}$$

Покажемо, що відносний показник заломлення для двох заданих середовищ дорівнює відношенню їхніх абсолютних показників заломлення. Для цього розглянемо перехід світлового променя з вакууму в середовище 1, а з нього –

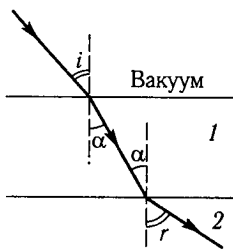


Рис. 38

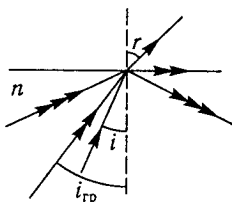


Рис. 39

в середовище 2 (рис. 38). Застосувавши до цих переходів світлового променя другий закон заломлення, матимемо

$$\frac{\sin i}{\sin \alpha} = n_1; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin r} = n_{2,1}.$$

Помноживши ліві та праві частини цих рівностей, дістанемо

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_1 n_{2,1}. \quad (3)$$

Остання рівність справджується для будь-якої товщини середовищ. Якщо перейти до граничного випадку, коли товщина середовища 1 наближається до нуля, то матимемо

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_2. \quad (4)$$

Зіставивши рівності (3) і (4), дістанемо

$$n_2 = n_1 n_{2,1},$$

звідки

$$n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (5)$$

де  $n_{2,1}$  – відносний показник заломлення для заданих середовищ;  $n_2, n_1$  – їхні абсолютні показники заломлення.

Наведемо значення абсолютних показників заломлення деяких середовищ (для жовтого світла):

Вода	1,33	Скло (легкий крон)	1,57
Сірковуглець	1,63	Скло (важкий флінт)	1,80
Гліцерин	1,47	Алмаз	2,42

Середовище з більшим показником заломлення називають *оптично гущішим*. Показник заломлення залежить від кольору світлового променя: найбільший показник заломлення мають фіолетові промені, а найменший – червоні. Явище різного заломлення світла різних кольорів називається *дисперсією світла*. Це явище використовується в оптиці для розкладання складного світла на спектр різних кольорів.

При переході променя з середовища оптично гущішого в оптично рідше кут заломлення стає більшим від кута падіння; тому при деякому граничному куті падіння  $i_{гр}$  кут заломлення дорівнюватиме  $\frac{\pi}{2}$ , тобто промінь піде вздовж межі середовищ (рис. 39). За більших кутів падіння від  $i_{гр}$  усі світлові промені відбиватимуться. Це явище називають *повним внутрішнім відбиттям*.

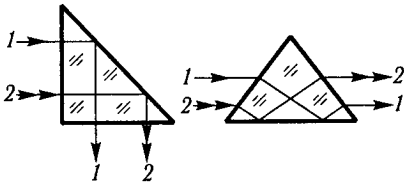


Рис. 40

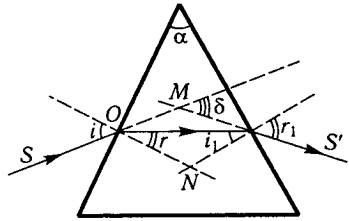


Рис. 41

Граничний кут падіння можна визначити за законом заломлення для випадку переходу світлового променя з деякого середовища у вакуум:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{1}{n}.$$

Поклавши  $r = \frac{\pi}{2}$ , дістанемо

$$\sin i_{\text{гп}} = \frac{1}{n}.$$

Наведемо значення граничних кутів падіння  $i_{\text{гп}}$  в деяких середовищах:

Вода	49°	Скло (важкий флінт)	34°
Скло (легкий крон)	40°	Алмаз	24°

Явище повного внутрішнього відбиття світла використовується для побудови поворотних та оборотних призм (рис. 40), що застосовуються у перископах, польових біноклях й інших оптичних приладах.

Розглянемо призму в іншій ролі. Нехай скляну призму розміщено у повітрі; кут між її заломними гранями дорівнює  $\alpha$  (рис. 41). Цей кут інакше називають *заломним кутом призми*. Падаючи на призму, промінь  $SO$  заломиться на першій грані та піде в напрямі  $OO'$ , далі заломиться на другій грані й вийде в напрямі  $O'S'$ . Порівнявши кінцевий напрям променя з початковим, знайдемо, що внаслідок заломлення на гранях призми промінь відхиляється від початкового напрямку на деякий кут  $\delta$  (інакше його називають *кутом відхилення*).

Для визначення кута відхилення променя запишемо суму кутів чотирикутника  $OMO'N$ :

$$i + (180^\circ - \delta) + r_1 + (180^\circ - \alpha) = 360^\circ,$$

звідки

$$\delta = i + r_1 - \alpha. \quad (6)$$

Якщо кут падіння променя  $i$  заломний кут призми малі, то з виразів

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n; \quad \frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{1}{n}$$

маємо

$$i = nr; \quad r_1 = ni_1. \quad (7)$$

Підставивши значення кутів (7) у вираз (6) та врахувавши, що  $r + i_1 = \alpha$ , дістанемо

$$\delta = (n - 1)\alpha. \quad (8)$$

Якщо заломний кут призми значний, то виразом (8) не можна користуватися. У цьому разі кут відхилення променя визначають із трохи складнішої залежності; зокрема, при симетричному ході променя через призму, коли трикутник  $OPQ'$  буде рівнобедреним, а  $i = r_1$ , з рівності (6) матимемо

$$i = \frac{\delta + \alpha}{2}, \quad \sin i = \sin \frac{\delta + \alpha}{2}.$$

Підставивши в останній вираз за законом заломлення  $\sin i = n \sin r_1$  за даними рис. 41  $r = \frac{\alpha}{2}$ , знайдемо

$$\sin \frac{\delta + \alpha}{2} = n \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (9)$$

Вище розглянуто симетричний хід променя, що найчастіше спостерігається у спектральних приладах, де використовується призма. За виразом (9) можна визначити дисперсію світла у призмі, якщо продиференціювати його по  $\lambda$ ; після перетворень дістанемо

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2} \frac{dn}{d\lambda}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}. \quad (10)$$

де  $\frac{d\delta}{d\lambda}$  — кутова дисперсія призми.

Найчастіше спектральні призми виготовляють із заломним кутом  $\alpha = 60^\circ$ . Для призми з заданого сорту скла вираз (10) записують у простішому вигляді, а саме:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{1}{B} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (11)$$

де  $B$  — стала призми, яка разом із залежністю  $n$  від  $\lambda$  для оптичного скла призми зазначається у її паспорті.

Зауважимо, що залежність показника заломлення від довжини хвилі світла має далеко не лінійний характер. Показник заломлення дуже швидко зменшується із збільшенням довжини хвилі, тому й просторове розміщення спектра дуже нерівномірне: в частині довших хвиль він більш ущільнений, а в частині коротких хвиль — більш розтягнутий.

## § 14. Заломлення світла на сферичній поверхні. Лінзи

На практиці велике значення має заломлення світла на сферичній межі двох середовищ. Сферичні поверхні обмежують лінзу — основну деталь оптичних приладів, за допомогою якої дістають зображення предмета. Знайдемо закономірності утворення зображення світної точки за сферичною заломною поверхнею.

Нехай два середовища з показниками заломлення  $n_1$  та  $n_2$  відокремлюються сферичною поверхнею  $AB$  (рис. 42), поблизу якої лежить світна точка  $S$ . Пряма, проведена через світну точку і центр сферичної поверхні, є оптичною віссю заломної поверхні. Деякий параксіальний промінь  $SN$  після заломлення на сферичній поверхні (при  $n_2 > n_1$ ) перетинатиме оптичну вісь у точці  $S'$ . Знайдемо її положення.

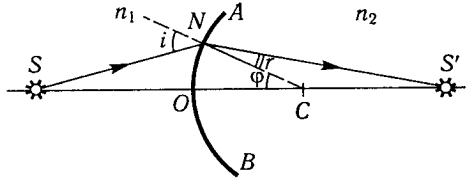


Рис. 42

Із  $\triangle SNC$ , застосувавши теорему синусів, матимемо

$$\frac{SC}{SN} = \frac{\sin i}{\sin \varphi};$$

із  $\triangle CNS'$  знаходимо

$$\frac{NS'}{CS'} = \frac{\sin \varphi}{\sin r}.$$

Якщо останні рівності перемножити, то дістанемо

$$\frac{SC \cdot NS'}{SN \cdot CS'} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Як і раніше, відлічуватимемо відрізки від точки  $O$ , вважаючи додатними ті, які відкладено за ходом світлового променя; інакше вважатимемо їх від'ємними. Введемо довжини відрізків за умови, що промінь параксіальний, а саме:  $SN \approx SO = -a_1$ ,  $NS' \approx OS' = a_2$ ,  $OC = R$ . Підставивши ці довжини в рівність (1), матимемо

$$\frac{(-a_1 + R)a_2}{-a_1(a_2 - R)} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Після перетворень дістанемо симетричну рівність

$$n_1 \left( \frac{1}{a_1} - \frac{1}{R} \right) = n_2 \left( \frac{1}{a_2} - \frac{1}{R} \right). \quad (2)$$

Отже, для світлового променя, що проходить крізь сферичну заломну поверхню, значення виразу  $n \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{R} \right)$  зберігається; цей вираз на честь німецького фізика-оптика Е. Аббе (1840–1905) називають нульовим інваріантом Аббе.



Рівність (2) для зручності користування записують у такому вигляді:

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}. \quad (3)$$

За цією рівністю, якщо відомо відстань  $a_1$ , можна визначити відстань  $a_2$ , тобто за заданим положенням світної точки  $S$  знайти положення точки  $S'$ . Для всіх параксіальних променів відстань  $a_2$  буде однаковою, тому точка  $S'$  — це зображення точки  $S$ .

Рівність (3) називають формулою *сферичної заломної поверхні*.

Якщо  $a_1 \rightarrow \infty$  (промені від світної точки  $S$  паралельні), то

$$a_2 = \frac{n_2}{n_2 - n_1} R = f_2. \quad (4)$$

За принципом оборотності світлового променя, якщо світною точкою буде  $S'$ , при  $a_2 \rightarrow \infty$  матимемо

$$a_1 = \frac{n_1}{n_1 - n_2} R = -f_1. \quad (5)$$

Як відомо, точку, в якій перетинаються промені, паралельні оптичній осі, називають фокусом. Вирази (4) і (5) задають положення фокусів сферичної заломної поверхні.

Розглянемо центровану систему з двох сферичних поверхонь, що обмежують деяке прозоре тіло із значним коефіцієнтом заломлення (наприклад, скло, плексиглас тощо). Таку систему називають *лінзою*. Розглядатимемо тонку лінзу, тобто таку, товщина якої мала порівняно з радіусами кривини поверхонь, і тому можна вважати, що вершини її поверхонь збігаються. Цю точку називають *оптичним центром лінзи*. Пряму, що проходить через центри сферичних поверхонь  $C_1$  та  $C_2$  (рис. 43), називають *головною оптичною віссю лінзи*. Будь-яку іншу пряму, яка проходить через оптичний центр лінзи, називають *побічною віссю*. Промені, що проходять уздовж головної або побічної осі лінзи, не зазнають заломлення (на них лінза діє як плоскопаралельна пластинка).

Нехай світну точку  $S$  розміщено на головній оптичній осі лінзи; знайдемо її зображення. Для цього візьмемо довільний параксіальний промінь  $SM$ ; після заломлення на першій, а потім на другій сферичній поверхні лінзи промінь перетинатиме головну оптичну вісь у точці  $S'$ . Застосуємо до обох поверхонь лінзи формулу (3) за умови, що лінза знаходиться у повітрі. Дістанемо:

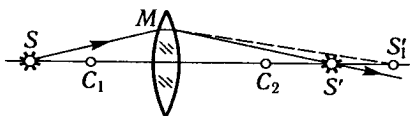


Рис. 43

а) для першої поверхні

$$\frac{1}{a_1} - \frac{n}{a} = \frac{1-n}{R_1}, \quad (6)$$

де  $a_1$  – відстань світної точки  $S$  від оптичного центра лінзи;  $n$  – показник заломлення речовини лінзи;  $a$  – відстань до точки  $S'_1$ , в якій промінь перетинав би оптичну вісь (за відсутності другої сферичної поверхні);  $R_1$  – радіус кривини першої поверхні;

б) для другої поверхні точку  $S'_1$  можна вважати джерелом світла (уявним), тому формула (3) матиме вигляд

$$\frac{n}{a} - \frac{1}{a_2} = \frac{n-1}{R_2}, \quad (7)$$

де  $a_2$  – відстань точки  $S'$  від оптичного центра лінзи;  $R_2$  – радіус кривини (від'ємний) другої поверхні лінзи.

Додавши рівності (6) і (7), дістанемо

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (8)$$

За цим виразом, якщо відомо відстань  $a_1$ , можна визначити відстань  $a_2$ , тобто за відомим положенням світної точки  $S$  знайти положення точки  $S'$ . Для всіх параксiальних променів відстань  $a_2$  буде однаковою, тому точка  $S'$  – це зображення точки  $S$ . Вираз (8) називають *формулою тонкої лінзи*. Її записують через абсолютні значення величин. Дотримуючись правила знаків, знаходимо, що для двоопуклої лінзи  $a_1, R_2$  – від'ємні; тому, підставивши їхні значення у формулу (8), матимемо

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (9)$$

Для двовгнутої лінзи  $a_1, a_2, R_1$  – від'ємні, тому

$$\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} = -(n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Проаналізувавши формулу (9), знайдемо, що при  $a_1 \rightarrow \infty$  (промені від світної точки – паралельні)

$$\frac{1}{a_2} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f_2}. \quad (10)$$

За принципом оборотності світлових променів, якщо світною точкою буде  $S'$ , при  $a_2 \rightarrow \infty$  матимемо

$$\frac{1}{a_1} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f_1}. \quad (11)$$

Як відомо, точку, в якій перетинаються промені, паралельні головній оптичній осі лінзи, називають *головним фокусом*. Вирази (10) та (11) задають положення головних фокусів лінзи; неважко помітити, що вони знаходяться на однакових відстанях з обох боків від оптичного центра лінзи ( $f_2 = -f_1$ ). Площини, які проходять через головні фокуси, перпендикулярно до головної оптичної осі лінзи, називають *фокальними*. В них розміщуються побічні фокуси — точки, в яких збираються будь-які паралельні пучки променів після проходження лінзи.

Якщо фокуси лінзи є дійсними (пучок паралельних променів після заломлення в лінзі збігається у дійсну точку), то лінзу називають *збиральною*. Якщо фокуси лінзи уявні, то її називають *розсіювальною*.

Формулу збиральної лінзи часто записують у вигляді

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}. \quad (12)$$

Величину  $\frac{1}{f} = D$  називають *оптичною силою лінзи*; її виражають у *діоптріях* (1 дптр =  $1 \text{ м}^{-1}$ ). Оптичну силу лінзи можна визначити за формулою

$$D = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (13)$$

де  $n$  — показник заломлення речовини лінзи відносно того середовища, в якому розміщено лінзу.

Отже, при переході з одного середовища в інше оптична сила лінзи змінюватиметься. Наприклад, якщо збиральну лінзу з кварцового скла ( $n = 1,46$ ) перенести з повітря у воду, то її оптична сила зменшиться, а при перенесенні лінзи в сірковуглець ( $n = 1,63$ ) її оптична сила стане від'ємною, тобто лінза буде розсіювальною.

Для графічної побудови зображення предмета за допомогою лінзи використовують такі промені (рис. 44):

1) промінь, що проходить через оптичний центр лінзи, оскільки він не зазнає заломлення в ній;

2) промінь, паралельний головній оптичній осі лінзи, оскільки після заломлення в лінзі він проходить через її головний фокус;

3) промінь, що проходить через головний фокус лінзи, оскільки

після заломлення в ній він проходить паралельно головній оптичній осі лінзи.

Радимо читачеві самому побудувати зображення предмета за допомогою збиральної та розсіювальної лінз, розміщуючи предмет на різ-

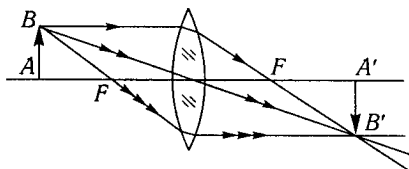


Рис. 44

них відстанях від оптичних центрів лінз, і зробити висновок про відповідні положення зображення, їхній характер та розміри.

**Приклад 1.** Людина без окулярів читає книгу, розміщуючи її перед собою на відстані  $a = 12,5$  см. Якої оптичної сили окуляри треба їй рекомендувати?

**Розв'язання.** Без окулярів зображення літер книги на сітківці ока забезпечується його кришталиком як збиральною лінзою. У цьому разі справджується формула

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = D, \quad (14)$$

де  $a$  – відстань предмета від ока;  $a'$  – відстань від центра кришталика до сітківки ока;  $D$  – оптична сила ока.

За умовою задачі людина короткозора, оскільки нормальне око має бачити текст книги на відстані  $d = 25$  см. Цього можна досягти за допомогою окуляра від'ємної оптичної сили  $-D_{\text{ок}}$ .

При такій корекції формула системи око + лінза матиме вигляд

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{a'} = D = D_{\text{ок}}. \quad (15)$$

Якщо від рівняння (15) відняти (14), то дістанемо

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{a} = D_{\text{ок}}.$$

Після обчислення ( $d$  і  $a$  треба брати в метрах) матимемо  $D_{\text{ок}} = -4$  дптр.

**Приклад 2.** Водолаз знаходиться на дні водолаза завглибшки  $h = 15$  м (рис. 45). На якій відстані від водолаза знаходяться ті частини дна, які він може бачити? Коефіцієнт заломлення світла у воді  $n = 1,33$ .

**Розв'язання.** Із рис. 45 випливає, що всі точки дна на відстані  $l$  від водолаза він бачитиме. Отже,

$$\frac{l}{2} = h \operatorname{tg} i_{\text{гр}},$$

звідки

$$l = 2h \operatorname{tg} i_{\text{гр}}; \quad l \approx 30 \text{ м.}$$

**Приклад 3.** Під яким кутом  $i$  має впасти промінь на грань прямокутної рівнобедреної призми, щоб він упав на її гіпотенузу під граничним кутом  $\varphi_{\text{гр}}$  (рис. 46)?

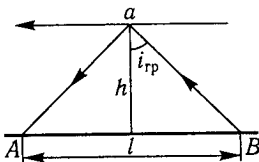


Рис. 45

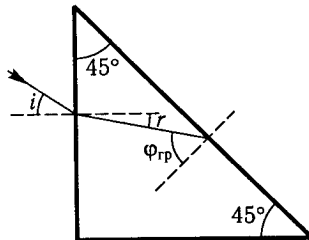


Рис. 46

*Розв'язання.* Із рис. 46 випливає, що  $45^\circ = r + (90^\circ - \varphi)$ ,  $r = \varphi - 45^\circ$ ;

$$\begin{aligned}\sin i &= n \sin(\varphi_{\text{гр}} - 45^\circ) = n(\sin \varphi_{\text{гр}} \cos 45^\circ - \cos \varphi_{\text{гр}} \sin 45^\circ) = \\ &= \frac{\sqrt{2}}{2} n(\sin \varphi_{\text{гр}} - \cos \varphi_{\text{гр}}).\end{aligned}$$

Урахувавши те, що

$$\frac{\sin \varphi_{\text{гр}}}{\sin 90^\circ} = \frac{1}{n}, \text{ тобто } \sin \varphi_{\text{гр}} = \frac{1}{n},$$

знайдемо

$$i = \arcsin\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\left(1 - \sqrt{n^2 - 1}\right)\right),$$

де  $n$  — показник заломлення призми.

**Приклад 4.** Головна фокусна відстань лінзи для жовтого проміння  $f_{\text{ж}} = 80$  см.

На якій відстані знаходиться головна фокусна відстань лінзи для червоного і фіолетового проміння? Показники заломлення лінзи  $n_{\text{ч}} = 1,602$ ;  $n_{\text{ж}} = 1,610$ ;  $n_{\text{ф}} = 1,650$ .

*Розв'язання.* За умовою

$$\begin{aligned}\frac{1}{f_{\text{ж}}} &= (n_{\text{ж}} - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right); \\ \frac{1}{f_{\text{ч}}} &= (n_{\text{ч}} - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right).\end{aligned}$$

Поділивши ліві та праві частини цих рівностей, дістанемо

$$\frac{f_{\text{ч}}}{f_{\text{ж}}} = \frac{n_{\text{ж}} - 1}{n_{\text{ч}} - 1},$$

звідки

$$f_{\text{ч}} = f_{\text{ж}} \frac{n_{\text{ж}} - 1}{n_{\text{ч}} - 1} = 81 \text{ см.}$$

Аналогічно із співвідношення

$$\frac{f_{\text{ф}}}{f_{\text{ж}}} = \frac{n_{\text{ж}} - 1}{n_{\text{ф}} - 1}$$

знайдемо

$$f_{\text{ф}} = f_{\text{ж}} \frac{n_{\text{ж}} - 1}{n_{\text{ф}} - 1} = 75 \text{ см.}$$

## § 15. Недоліки оптичних систем

Відшуковуючи закономірності утворення зображення в центрованій оптичній системі, користуються пучком параксіальних променів. При цьому припускають, що цей пучок утворює дуже малі кути з голов-

ною оптичною віссю системи, а також вважають, що світлові промені монохроматичні, завдяки чому явища дисперсії відсутні. На практиці використання лише параксіальних променів не забезпечує потрібної освітленості зображення; при зображенні предметів великих розмірів пучки променів від їхніх крайніх точок можуть утворювати з головною оптичною віссю системи значні кути. Тому в дійсності в лінзах значних розмірів і при падінні на них білого світла спостерігаються різні відхилення від знайдених закономірностей утворення зображень. Ці відхилення називаються *абераціями*. Розглянемо деякі з них.

**Сферична аберація.** Вона виникає в широких пучках світлових променів унаслідок того, що промені в лінзі на різній відстані від осі заломлюються по-різному. Чим далі від осі падають на лінзу промені, тим вони сильніше заломлюються (рис. 47). У результаті промені, паралельні головній оптичній осі лінзи, збігаються у різних її точках на відрізок  $S'$ .

Відрізок  $S' = \Delta s^m = f_m - f_0$  є мірою сферичної аберації; для збиральної лінзи  $\Delta s^m < 0$ , а для розсіювальної  $\Delta s^m > 0$  (рис. 48). Аберація від різних зон лінзи  $\Delta s$  є функцією висоти зони  $z$  над оптичною віссю лінзи:

$$\Delta s = f(z). \quad (1)$$

Графічне зображення цієї функції показано на рис. 47 і 48.

Завдяки сферичній аберації світла точка зображується на екрані, перпендикулярному до оптичної осі лінзи, у вигляді кружечка.

Для усунення сферичної аберації використовують діафрагму, що виділяє пучок променів, близьких до параксіальних, або ж komponують систему збиральних та розсіювальних лінз, аберації в яких протилежні за знаком.

Сферична аберація проявляється також у неплоских дзеркалах; кращі якості щодо цього мають параболічні дзеркала. Саме тому їх використовують, наприклад, у досконалих прожекторах. Якщо джерело світла розмістити у фокусі параболоїда, то сферична аберація дорівнює нулю, а тому всі промені, відбиті від внутрішньої поверхні параболоїда, виходять строго паралельним пучком.

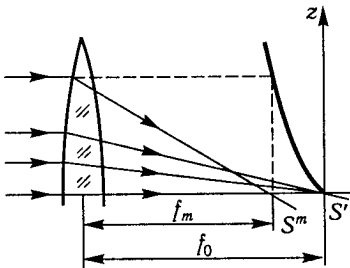


Рис. 47

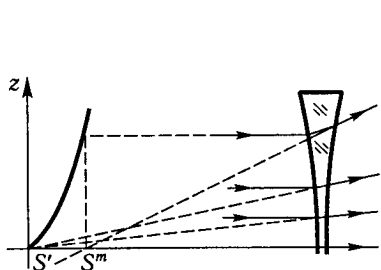


Рис. 48

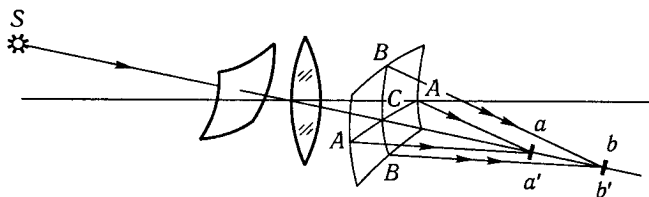


Рис. 49

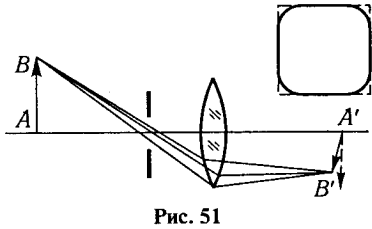
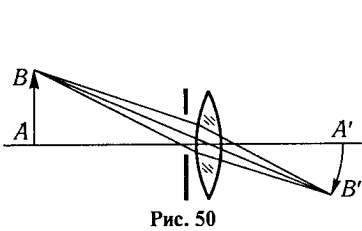
**Астигматизм.** Він виникає при зображенні світної точки, віддаленої на значну відстань від головної оптичної осі лінзи. В цьому разі, щоб мати зображення точки, доводиться користуватися косим пучком променів, тобто пучком, що утворює значний кут із головною оптичною віссю лінзи. Проте такий пучок променів після заломлення в лінзі втрачає гомоцентричність. Іншими словами, якщо для падаючого пучка променів фронт світлової хвилі має вигляд сферичної поверхні, то після проходження лінзи він стає деякою кривою поверхнею і відповідні їй промені не сходяться в одній точці (рис. 49).

Як відомо з геометрії, для будь-якої кривої поверхні існують два взаємно перпендикулярних перерізи, з яких один має найменший, а інший — найбільший радіуси кривини. На рис. 49 такі перерізи позначено  $ACA$  та  $BCB$ . Неважко помітити, що промені, які відповідають перерізу  $ACA$  й іншим паралельним йому перерізам, збиратимуться в найближчих точках і утворюватимуть відрізок  $aa'$ , а промені, що відповідають перерізу  $BCB$  та паралельним йому перерізом — у найдальших точках і утворюватимуть відрізок  $bb'$ . Відрізки  $aa'$  і  $bb'$  взаємно перпендикулярні.

Отже, гомоцентричний косий пучок променів після заломлення в лінзі втрачає гомоцентричність та фокусується у вигляді двох взаємно перпендикулярних відрізків, що лежать на різних відстанях від лінзи; такий пучок променів називають *астигматичним*. Тому світна точка предмета, що не лежить на головній оптичній осі лінзи, зображується у вигляді двох взаємно перпендикулярних відрізків, розміщених на деякій відстані один від одного. При розміщенні екрана між відрізками  $aa'$  і  $bb'$  на ньому можна побачити овальну світлу пляму. Цей недолік оптичних систем називають *астигматизмом*.

Для усунення астигматизму будують складні оптичні системи з лінз різної кривини з різними показниками заломлення.

Зазначимо, що астигматизм виникає також через несиметричність оптичної системи відносно її оптичної осі. Зокрема, він проявляється після проходження променів крізь циліндричні лінзи, призми тощо. Тому для компенсації природного астигматизму очей користуються окулярами з циліндричними лінзами.



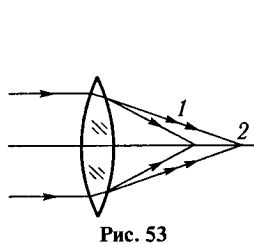
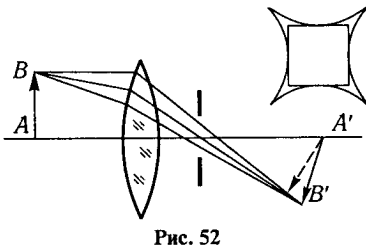
**Спотворення зображення.** Цей дефект у зображенні прямолінійного відрізка істотно проявляється тоді, коли перед лінзою є діафрагма (рис. 50). Як відомо, за допомогою діафрагми виділяють вузький пучок променів, щоб зменшити сферичну аберацию. З рисунка випливає, що при цьому точка  $B$  прямолінійного відрізка буде далі від центра лінзи, ніж точка  $A$ , і тому її зображення  $B'$  розміститься ближче до лінзи, ніж  $A'$ . Зображення прямолінійного відрізка буде спотворене.

Спотворення зображень прямолінійних ділянок предмета ще більше виявляється при розміщенні діафрагми на значній відстані від лінзи (рис. 51). Це призводить до того, що прямокутник зображуватиметься у вигляді бочкоподібної фігури. Такий дефект зображення називають *дисторсією*.

Якщо розмістити діафрагму за лінзою (рис. 52), то спостерігається викривлення зображення протилежного характеру. Як випливає з рисунка, точка  $B$  зображується ближчою частиною лінзи, тому її зображення розміщується далі від попередніх; зображення відрізка поблизу точки  $B$  збільшується, тому прямокутник зображуватиметься у вигляді подушкоподібної фігури.

Очевидно, коли в системі з двох лінз розмістити діафрагму між ними, то подушкоподібна дисторсія від першої лінзи компенсуватиме бочкоподібну дисторсію від другої лінзи, і так можна ліквідувати дисторсію.

**Хроматична аберация.** Завдяки залежності показника заломлення прозорих речовин від довжини світлової хвилі пучок променів білого світла при проходженні крізь лінзу розчленовується на монохроматичні промені, які фокусуються в різних точках (рис. 53).





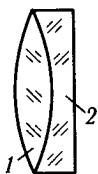


Рис. 54

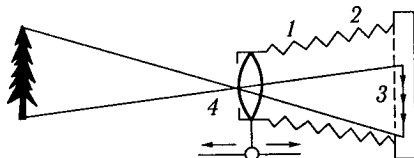


Рис. 55

Найближче від лінзи розміщується фокус 1 фіолетових променів, а найдалше — фокус 2 червоних променів. Тому на екрані, розміщеному перпендикулярно до оптичної осі лінзи, зображення точки матиме вигляд райдужного кружечка; порядок розподілу кольорів на ньому залежить від розміщення екрана. Цей недолік зображення називається *хроматичною аберациєю*.

Зазначимо, що розбіжність променів, зумовлена хроматичною аберациєю, у багато разів перевищує ефект сферичної аберациї. Проте і цей недолік завдяки комбінації збиральних і розсіювальних лінз, виготовлених із сортів скла з різною дисперсією, можна ліквідувати. Так, оптичне скло кронглас має меншу дисперсію, а флінтглас — більшу; тому в системі з двох лінз — збиральної з кронгласу 1 та розсіювальної з флінтгласу 2 (рис. 54) — хроматична аберация може бути скомпенсована, а оптична сила системи залишиться позитивною. Таку комбіновану лінзу називають *ахроматичною*.

## § 16. Оптичні прилади: фотоапарат, проєкційний апарат, лупа, мікроскоп, телескоп

Закономірності утворення зображень світних точок у сферичних дзеркалах і лінзах знаходять практичне застосування в різних оптичних приладах. Основною частиною будь-якого з них є деяка центрована система з лінз та дзеркал, до яких нерідко включається також око людини. В останніх випадках зображення з'являється на сітчастій оболонці ока, в інших — на спеціальному екрані або фотопластинці. Розглянемо деякі найважливіші оптичні прилади.

**Фотоапарат.** Він складається із збиральної лінзи або комбінації лінз — об'єктива 1 (рис. 55), апертурної діафрагми 4, камери 2 з касетною частиною 3. При фотографуванні в касетну частину вставляється касета з фотопластинкою або з фотоплівкою. У деяких фотоапаратах для наведення зображення на різкість у касетну частину вставляють матове скло; в інших фотоапаратах для наведення на різкість є спеціальні видошукачі.

Об'єктивом фотоапарата є короткофокусна збиральна оптична система з усуненими аберациями, за допомогою якої на фотоплівці дістають дійсне і перевернуте зображення. Якщо предмет віддалений, то зображення знаходиться поблизу фокальної площини; якщо предмет близький, то зображення буде далі від фокальної площини.

Для того щоб при фотографуванні як віддалених, так і близьких предметів їхні зображення потрапляли на ту саму фотоплівку, у фотоапараті є пристрій

для переміщення об'єктива. Саме таким способом можна змінювати відстань зображення відповідно до відстані предмета. Процес зміни положення об'єктива для здобуття на фотоплівці чіткого зображення називається *фокусуванням*.

Для здобуття фотознімка велике значення має освітленість зображення предмета у фотоапараті. При малій освітленості зображення потрібно дуже збільшувати витримку фотографування. Кількість світла, що потрапляє у фотоапарат, пропорційна апертурі лінзи, тобто її площі або квадрату діаметра отвору  $D^2$  апертурної діафрагми. Проте освітленість зображення предмета залежить не тільки від діаметра отвору, а й від відстані зображення відносно лінзи. Хоча ця відстань буває різною, але вона близька до фокусної відстані  $f$ ; тому останню беруть для оцінювання освітленості зображення (площа зображення пропорційна квадрату фокусної відстані  $f^2$ ). Отже, освітленість зображення віддаленого предмета у фотоапараті пропорційна відношенню  $\frac{D^2}{f^2}$ , яке називають *світлосилою* фотооб'єктива, а відношення  $\frac{D}{f}$  — *відносним отвором*. Ці величини є важливими характеристиками об'єктива.

На оправі об'єктива гравіруються його характеристики: фокусна відстань  $f$  і відносний отвір  $\frac{D}{f}$ . Щоправда, відносний отвір задається у вигляді дробу  $1 : \frac{f}{D}$ .

Наприклад, відносний отвір об'єктива у фотоапараті «Зоркий»  $1 : 2,5$ ; у фотоапараті «Київ»  $1 : 1,5$ ; ці дані показують, що фокусна відстань у таких об'єктивах більша від діаметра отвору у 2,5 або у 1,5 рази. Найбільш світлосильні сучасні фотооб'єктиви мають відносний отвір  $1 : 1,0 \dots 1 : 0,85$ .

**Проекційний апарат.** За допомогою проекційних апаратів дістають на екрані дійсні та збільшені зображення картин або предметів. Власне проекційний апарат — це конструкція, подібна до фотоапарата, де предмет і зображення помінялися місцями. Картина на скляній пластинці або плівці розміщується відносно об'єктива 3 на відстані, яка трохи більша від його фокусної відстані  $F$  (рис. 56), завдяки чому на екрані 4, розміщеному в кількох метрах від об'єктива, виникає збільшене і перевернуте зображення. Пластинка або плівка освітлюється потужним джерелом світла 1, розміщеним у головному фокусі лінз конденсора 2. Останній забезпечує рівномірне освітлення кадру. Такою є схема проекційного апарата для демонстрування прозорих об'єктів (діапозитивів). Інакше його називають *діаскопом*.

До таких апаратів належить також кінопроектор. Предметом у ньому є довга плівка з окремих знімків. Тут на екран проєктуються 20...25 кадрів за секунду, тому створюється враження неперервного руху знімків. Плівкопротяжний ме-

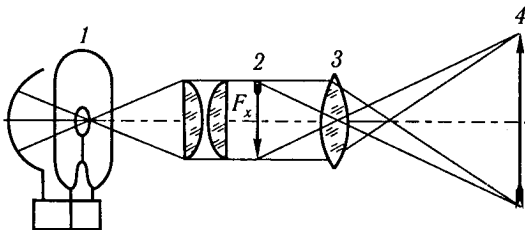


Рис. 56

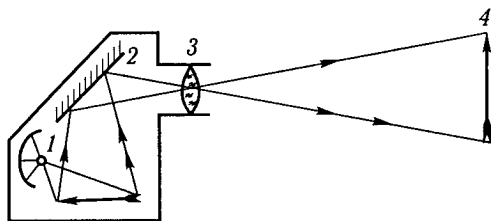


Рис. 57

ханізм переміщує кіноплівку стрибками на один кадр; у момент переміщення плівки світловий пучок перекивається *обтюратором*.

При проектуванні об'єктів збільшення зображення може бути досить великим. Наприклад, у кіно при проектуванні кадру розмірами  $18 \times 24$  мм на екран розмірами  $3,6 \times 4,8$  м лінійне збільшення досягає 200, а збільшення за площею — 40 000 разів. Для збільшення потрібної освітленості таких зображень у кіноапаратах, крім потужних ламп розжарювання, широко використовується електрична дуга.

Для показу на екрані непрозорих предметів (наприклад, рисунків з книги) їх сильно освітлюють бічним світлом джерела *1* і за допомогою дзеркала *2* та об'єктива *3* (рис. 57) проєктують на екран *4*. Прилад, призначений для таких проєкцій, називають *епіпроєктором*.

Часто в одному приладі комбнують пристрої для проектування як прозорих, так і непрозорих предметів. Такі прилади називаються *епідіаскопами*.

**Лупа.** Це найпростіший оптичний прилад, яким користуються для розглядання дрібних предметів при точних роботах. Вона є тонкою збиральною лінзою, яка, разом з оком забезпечує збільшення кута зору. Звичайну лупу утримують біля ока, а предмет для розглядання розміщують між фокусом і лінзою, поблизу фокуса (рис. 58, *а*). При цьому зображення предмета буде уявним, прямим та збільшеним. Здійснюючи деяке переміщення ока з лупою, зображення одержують на відстані 250 мм, тобто на відстані найкращого бачення.

Зауважимо, що при такому розміщенні предмета перед лупою для сприйняття його уявного зображення на відстані найкращого бачення око відповідно акомодується на цю відстань, тобто трохи напружується. Щоб усунути напруження ока, природно людина прагне встановити предмет у фокальній площині лупи (рис. 58, *б*). При цьому пучки променів, що виходять із точок предмета, трансформуються лупою у паралельні та, потрапляючи в око, дають чітке зображення точок на сітківці ока, акомодованого на нескінченність (коли м'язи, що керують кришталіком, розслаблені). Проте і в цьому разі спостерігачеві з психологічних мотивів здаватиметься, що уявне зображення предмета знаходиться на тому самому місці, що й раніше.

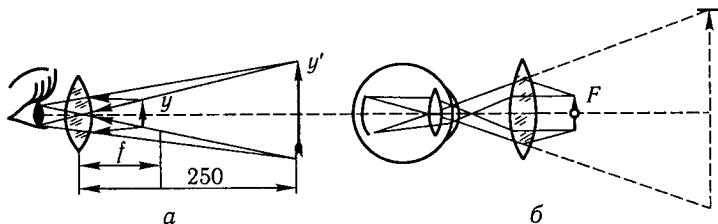


Рис. 58

Як впливає з рис. 58, а, лінійне збільшення зображення, яке дає лупа,

$$\beta = \frac{y}{y'} = \frac{250}{f}, \quad (1)$$

де  $f$  – фокусна відстань лінзи в міліметрах.

Для лупи використовується короткофокусна лінза з фокусною відстанню 10...100 мм. Лупа може давати 20...25-кратне збільшення.

**Мікроскоп.** Для розглядання близьких та дуже дрібних предметів, коли потрібні значно сильніші збільшення, ніж ті, що дає лупа, використовується складніша оптична система – мікроскоп. Він складається з об'єктива й окуляра, які є короткофокусними збиральними системами з усунутими аберациями. На рис. 59 їх відображено збиральними лінзами 1 і 2.

Предмет  $AB$  у мікроскопі розмішують перед об'єктивом на відстані, яка трохи більша за його фокусну відстань  $f_{об}$ . Завдяки цьому об'єктив дає дійсне збільшене зображення предмета  $A'B'$ . Збільшення об'єктива

$$\beta_{об} = \frac{A'B'}{AB} = \frac{\Delta}{f_{об}}, \quad (2)$$

де  $\Delta$  – відстань зображення від об'єктива.

Первинне зображення предмета  $A'B'$  далі розглядається за допомогою окуляра 2, що відіграє роль лупи і дає вторинне уявне зображення  $A''B''$ . Збільшення окуляра

$$\beta_{ок} = \frac{A''B''}{A'B'} = \frac{250}{f_{ок}}. \quad (3)$$

Отже, повне збільшення мікроскопа

$$\theta = \frac{A''B''}{AB} = \frac{\Delta \cdot 250}{f_{об} f_{ок}}. \quad (4)$$

У виразі (4) замість відстані зображення  $A'B'$  від об'єктива для  $\Delta$  беруть відстань від об'єктива до окуляра (ці відстані мало різняться). Величину  $\Delta$  називають *довжиною тубуса мікроскопа*. Збільшення мікроскопа тим більше, чим більша довжина його тубуса і чим менші фокусні відстані об'єктива та окуляра. В найкращих мікроскопах збільшення досягає 2000 разів. Фактична межа збільшення мікроскопа визначається хвильовими властивостями світла (див. § 18).

За допомогою мікроскопа можна також вимірювати дрібні предмети. Оскільки останні дійсно зображуються поблизу фокальної площини окуляра, на прозору пластинку наносять вимірювальну шкалу і за нею оцінюють розміри предмета.

Нарешті, слід зазначити, що мікроскоп може давати не тільки уявне зображення, а й дійсне. Для цього досить трохи підняти окуляр угору, збільшивши відстань між об'єктивом і окуляром так, щоб первинне зображення предмета  $A'B'$  розмістилося за фокусом окуляра. Тоді вторинне зображення

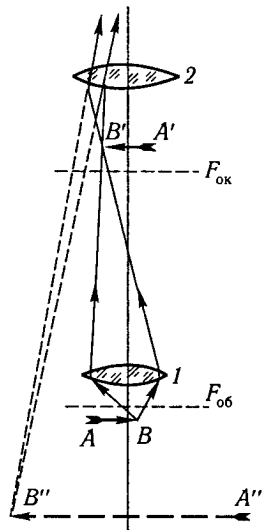


Рис. 59

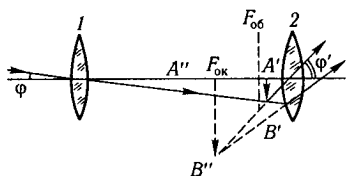


Рис. 60

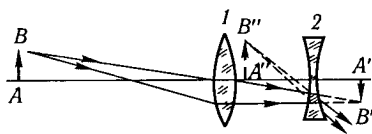


Рис. 61

предмета буде дійсним і знаходитиметься над окуляром мікроскопа. Розміри цього зображення можна змінювати, змінюючи відстань окуляра від первинного зображення предмета  $A'B'$ . За такою схемою мікроскоп використовується для мікропроекції та мікрофотографії.

**Телескоп.** Це оптичний прилад, призначений для розглядання великих, але віддалених предметів. Він складається з довгофокусного об'єктива і короткофокусного окуляра. Як впливає з рис. 60, віддалений предмет за допомогою об'єктива 1 зображується поблизу його фокальної площини у перевернутому вигляді  $A'B'$ ; через окуляр 2 це зображення спостерігач бачить у збільшеному вигляді  $A''B''$ . Іншими словами, об'єктив відтворює великий, але віддалений предмет у маленьке, але близьке зображення, не змінюючи кута зору  $\varphi$ ; окуляр у ролі лупи збільшує це первинне зображення. Кут зору  $\varphi'$ , під яким спостерігач розглядає зображення віддаленого предмета  $A''B''$ , стає значно більшим від кута  $\varphi$ .

Кутове збільшення телескопа визначають відношенням

$$\gamma = \frac{\text{tg}\varphi'}{\text{tg}\varphi} \approx \frac{y'}{y} = \frac{f_{\text{об}}}{f_{\text{ок}}}. \quad (5)$$

Щоб дістати значні збільшення у телескопах, має виконуватися умова  $f_{\text{об}} \gg f_{\text{ок}}$ .

У телескопі фокус лінзи об'єктива  $F_{\text{об}}$  і фокус лінзи окуляра  $F_{\text{ок}}$  майже збігаються, тому довжина труби телескопа приблизно дорівнює  $(f_{\text{об}} + f_{\text{ок}})$ .

Розглянутий на рис. 60 телескоп, в якому об'єктив та окуляр є збиральними лінзами або збиральними системами лінз, називають *трубою Кеплера*. В ній дістають перевернуте зображення предмета, тому для розглядання наземних предметів вона незручна. Щоправда, можна було б розмістити ще одну збиральну лінзу між об'єктивом й окуляром і за її допомогою дістати зображення предмета прямим, але це привело б до небажаного збільшення довжини телескопа.

Для розглядання наземних предметів зручною є *труба Галілея*. В ній об'єктив є збиральною лінзою, а окуляр – розсіювальною лінзою або системою лінз. Як впливає з рис. 61, окуляр 2 розміщується на такій відстані від об'єктива 1, що дійсне зображення предмета  $A'B'$ , яке мало було б утворюватися об'єктивом, не утворюється, бо розсіювальна лінза окуляра перехоплює збіжний пучок світла від точки предмета (точка  $B$ ) і перетворює його на розбіжний. Якщо такі промені потраплять у поле нашого зору, то ми побачимо уявне, пряме зображення предмета  $A''B''$ .

У трубі Галілея фокуси об'єктива й окуляра також суміщуються, але довжина труби телескопа дорівнює  $(f_{\text{об}} - f_{\text{ок}})$ . Кутове збільшення труби  $\gamma = \frac{f_{\text{об}}}{f_{\text{ок}}}$ . Схема

Галілея використовується у театральному біноклі.

Недоліком труби Галілея є те, що в ній немає дійсного зображення предмета; тому в полі зору телескопа не можна розмістити перехрестя ниток і з його допомогою виконувати вимірювання. З цих причин польові біноклі будують із двох труб Кеплера та системи призм повного внутрішнього відбиття, які перевертають зображення (рис. 62). Завдяки ламаному ходу променів у призматичному біноклі істотно скорочується його довжина. Крім того, з використанням поворотних призм відстань між центрами об'єктивів бінокля стає значно більшою, ніж відстань між зіницями очей, а від цього дуже зростає стереоскопічний ефект і краще розрізняються деталі предмета.

Телескопи, побудовані на використанні лінз, тобто явищ заломлення світла, інакше називають *рефракторами*. До найбільших рефракторів належать: Пулковський, діаметр об'єктива якого дорівнює 76 см; Йоркський, діаметр об'єктива якого становить 102 см, а довжина труби — 21 м. У кожному об'єктиві рефракторів є по дві лінзи.

Зазначимо, що виготовлення однорідних та точно відшліфованих великих лінз є досить важким технічним завданням. Тому в астрономічних телескопах як об'єктиви широко використовують дзеркала. Такі телескопи інакше називають *рефлекторами*; найбільший з них має діаметр дзеркала 5 м. Рефлектори позбавлені хроматичної аберації; для усунення сферичної аберації застосовуються параболічні дзеркала. Щоправда, виготовлення параболічного дзеркала теж є важким технічним завданням.

Найбільш удалу конструкцію телескопа у 1941 р. розробив російський оптик Д. Д. Максудов (1896—1964). У його телескопі (рис. 63) об'єктив складається з меніскової лінзи 1 і сферичного дзеркала 2. Адже меніскова лінза не дає хроматичної аберації, а її сферична аберация за знаком протилежна сферичній аберации дзеркала. Тому можна підібрати показник заломлення та профіль лінзи такими, що її аберация повністю скомпенсує аберацию дзеркала. Світло, яке потрапляє в об'єктив, після заломлення в лінзі й відбиття від дзеркала об'єктива, перетворюється на збіжний пучок, який на шляху до зображення відбивається від вторинного дзеркальця 4 і виходить крізь центральний отвір дзеркала 2 в окуляр. Завдяки такому ламаному ходу променів довжина труби телескопа істотно зменшується.

Унікальний телескоп системи Максудова з діаметром дзеркала 1 м встановлено в Бюраканській обсерваторії у Вірменії.

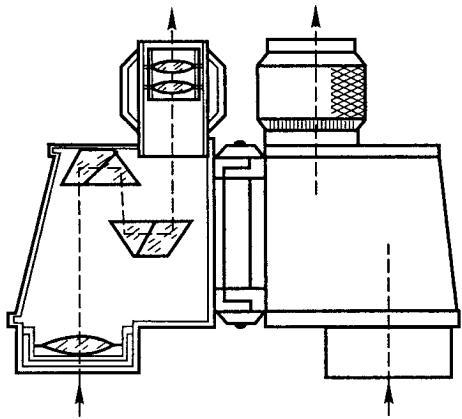


Рис. 62

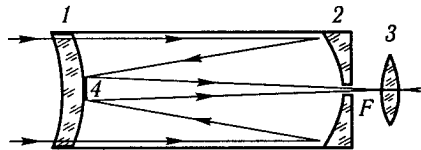


Рис. 63

На завершення варто звернути увагу на психологічну особливість сприйняття зображення у телескопі, мікроскопі або лупі. Хоча роль телескопа, так само як і простої лупи, зводиться до збільшення кута зору при розгляданні предмета, ці збільшення сприймаються по-різному.

У телескопі збільшення кута зору сприймається як видиме наближення предмета до спостерігача, а в лупі — як видиме збільшення предмета.

## § 17. Око як оптичний прилад

Око з багатьох поглядів подібне до фотоапарата. В останньому об'єктивом є збиральна лінза або система лінз, а в оці роль об'єктива відіграє кришталик 2 (рис. 64); чутливий плівці фотоапарата відповідає чутлива до світла сітчаста оболонка 3 на задній стінці ока; так само як і на фотоплівці, на сітківці ока виникає дійсне, перевернуте та зменшене зображення; роль діафрагми відіграє отвір у райдужній оболонці 5, який називається *зіницею* ока. Зрозуміло, що око є значно складнішим оптичним приладом, ніж фотоапарат.

Кришталик ока — це прозоре хрящовидне тіло з показником заломлення 1,5. За допомогою особливих м'язів кривина кришталика 2 може змінюватися. Оберігає око спереду рогова оболонка 6. Простір 1 між нею і кришталиком заповнений водянистою рідиною, а між кришталиком та сітківкою — драглистим скло-видним тілом, показник заломлення яких приблизно дорівнює 1,33.

Заломна система ока загалом подібна до збиральної лінзи з фокусною відстанню порядку 1,5 см або оптичною силою  $60 \pm 4$  дптр. Сітківка ока, на якій утворюється зображення предметів, складається з кінцівок розгалуженого зорового нерва 4. Зіниця ока змінюється залежно від освітленості: при яскравому сонячному світлі діаметр її становить близько 1 мм, а у вечірній час — 8...10 мм. Ці зміни в оці настають завдяки виробленню рефлексів поза свідомістю людини.

При байдужому спостереженні далеких предметів м'язи, що керують кришталиком, розслаблені; тому кривина поверхонь кришталика зменшується і фокус ока переміщується на сітківку. Якщо людина розглядає близькі та дрібні предмети, то м'язи ока напружуються і збільшують кривину кришталика; при цьому фокус ока переміщується ближче до кришталика, а зображення предмета лягає на сітківку. Цей процес пристосування ока до сприйняття предметів на різних відстанях називається *акомодацією* ока. Завдяки виробничій діяльності людини, що здійснюється напівзігнутими руками, виробилася відстань найкращого бачення очима, яка дорівнює приблизно 25 см.

Ми розглянули нормальне око. Проте є люди, які мають обмежену акомодаци-йну здатність очей. Є такі, що чітко розрізняють деталі предмета на відстані, яка більша за 25 см, і такі, що чітко бачать на значно меншій відстані, ніж 25 см. Людей у першому випадку називають *далекозорими*, у другому — *короткозорими*. Ці дефекти зору людини виправляють за допомогою лінз. Для усунення далеко-

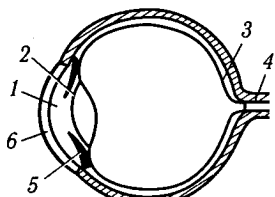
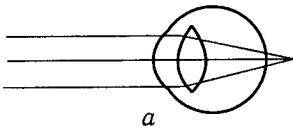


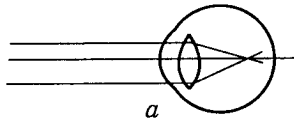
Рис. 64

зорості користуються окулярами із збиральних лінз, а для усунення короткозорості — окулярами з розсіювальних лінз. Як правило, в окулярах установлюються лінзи з оптичною силою від 0,5 до кількох діоптрій. На рис. 65 показано хід паралельного пучка променів крізь далекозоре око без корекції (а) і з корекцією (б), а на рис. 66 — відповідний хід променів крізь короткозоре око.

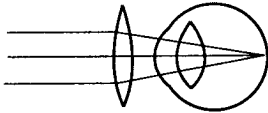
Далекозорість неодмінно настає з віком унаслідок зменшення пружності кришталика



а

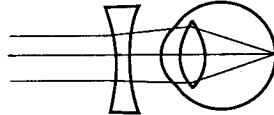


а



б

Рис. 65



б

Рис. 66

та здатності м'язів збільшувати його кривину. Короткозорість дуже поширена серед учнів. Пояснюється це тим, що в дитячому віці око легко деформується; тому при розгляданні близьких предметів напружений кришталік «звикає» і втрачає здатність до сплюснення, потрібного для зображення на сітківці віддалених предметів. Для запобігання цьому дефекту зору істотне значення мають правильна робоча поза учня та нормальне освітлення його робочого місця.

У розрахунках, пов'язаних із використанням окулярів, треба враховувати, що для системи з двох центрованих лінз побудову зображення можна виконувати послідовно, причому зображення першою лінзою беруть за об'єкт для утворення зображення другою лінзою. З цього можна зробити висновок, що оптична сила такої системи

$$D = D_1 + D_2 - \delta D_1 D_2, \quad (1)$$

де  $D_1, D_2$  – відповідно оптична сила першої і другої лінз;  $\delta$  – відстань між оптичними центрами тонких лінз. Для двох близьких лінз останнім членом у рівності (1) можна знехтувати.

Ураховуючи викладене, для ока з дефектом зору можна записати такі дві рівності:

а) для неозброєного ока

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a'} = D, \quad (2)$$

де  $a_1$  – відстань найкращого бачення;  $D$  – оптична сила ока;

б) для озброєного ока

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{a'} = D + D_{\text{ок}}, \quad (3)$$

де  $d = 25$  см – відстань найкращого бачення нормальним оком;  $a'$  – відстань від оптичного центра ока до сітківки, яка змінюється мало;  $D_{\text{ок}}$  – оптична сила окулярів.

Віднявши від рівності (3) рівність (2), дістанемо

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{a_1} = D_{\text{ок}}. \quad (4)$$

За рівністю (4) можна обчислити оптичну силу окулярів, потрібних для усунення дефекту зору.



Коли предмет розглядається обома очима, то на однакових частинах сітчастих оболонок очей утворюються однакові зображення; у відчуттях ці обидва зображення під керуванням мозку зливаються в одне. В цьому суть бінокулярного зору. Зір двома очима дає можливість судити про розміри предмета та його відстань від спостерігача. Якщо зображення лягає на невідповідні місця сітківки обох очей, то мозок нездатний сумістити їх і тоді спостерігається подвійне зображення предмета (це, наприклад, буває, коли легко натиснути збоку на одне око).

За принципом бінокулярного зору побудовано стереокіно. Для нього зйомки проводяться двома близькими камерами, які охоплюють різні бічні сторони краєвиду, а кінострічки проєктуються одночасно на екран двома різними проєкторами. Останній поляризує світло так, що площина поляризації світла одного проєктора перпендикулярна до площини поляризації світла іншого. Тому, коли дивитися на екран крізь схрещені поляроїдні окуляри, одне око бачить одне зображення на екрані, а друге — інше. Злиття цих зображень у відчуттях дає не тільки ширину і висоту, а й глибину картини.

Зорове відчуття не зникає одночасно з предметом, а залишається ще протягом  $\frac{1}{16}$  с. Залишкові подразнення сітківки ока приводять до цікавих наслідків.

Так, пропелер, що обертається, здається розмитим; швидкий рух розжареного метеорита сприймається як світна смуга, в кіно сукупність нерухомих кадрів створює ілюзію неперервного руху. Такі особливості ока як оптичного приладу.

## § 18. Роздільна здатність мікроскопа і телескопа

Під *роздільною здатністю* мікроскопа розуміють найменшу відстань між двома точками предмета, які в мікроскопі зображаються роздільно.

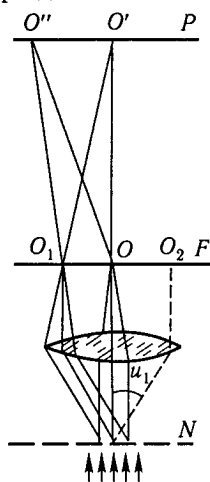


Рис. 67

Дифракційну теорію утворення зображення в мікроскопі дав німецький фізик-оптик Е. Аббе у 1879 р. До цього питання він підійшов із таких міркувань. Нехай предметом для зображення у мікроскопі буде дифракційна ґратка. З'ясуємо, якою має бути її стала  $d = \Delta l$ , щоб зображення щілин ґратки не зливалися.

Як відомо, при освітленні дифракційної ґратки кожна її щілина буде новим джерелом хвиль, що поширюються в усіх напрямках і під певними кутами дають дифракційні спектри. Паралельні пучки променів, які визначають різні дифракційні спектри, потрапляючи на об'єктив мікроскопа (рис. 67), збиратимуться у фокальній площині об'єктива й даватимуть світлі смуги. Центральні промені дадуть світлу смугу  $O$ , промені дифракційного спектра 1-го порядку, що падають на об'єктив під кутом  $u_1$ , — світлу смугу  $O_1$ , промені дифракційного спектра

2-го порядку – світлу смугу  $O_2$  і т. д. Сукупність дифракційних спектрів, які утворюються у фокальній площині об'єктива, є *первинним зображенням* об'єкта.

Світлові коливання в дифракційних спектрах первинного зображення – когерентні. Розрахунки показують, що світлові хвилі від них інтерферують у площині зображення мікроскопа  $P$  і дають *вторинне зображення*, подібне до об'єкта. Оскільки для інтерференції у площині  $P$  та утворення зображення об'єкта потрібно як мінімум два когерентних джерела, мінімальною умовою утворення вторинного зображення, подібного до об'єкта, є умова потрапляння на лінзу об'єктива мікроскопа, крім центральних променів від ґратки, ще променів хоча б дифракційного спектра 1-го порядку (при  $u_1 = u$ ). Цю умову виражають рівнянням

$$\Delta l \sin u = \frac{\lambda}{n}, \quad (1)$$

де  $n$  – показник заломлення середовища між ґраткою й об'єктивом мікроскопа.

Якщо промені дифракційного спектра 1-го порядку проходять поза об'єктивом, то у його фокальній площині буде одна центральна світла смуга  $O$ , а поле площини зображення  $P$  буде освітлене симетрично – сильніше в центрі, слабше до країв.

Отже, роздільна здатність мікроскопа визначається виразом

$$\Delta l = \frac{\lambda}{n \sin u}, \quad (2)$$

або

$$\Delta l = \frac{\lambda}{A}, \quad (3)$$

де  $A = n \sin u$  – апертурне число об'єктива (його зазначають на об'єктиві). Роздільна здатність мікроскопа поліпшується при косому освітленні (рис. 68). Хоча при цьому втрачається один дифракційний спектр 1-го порядку ліворуч, однак кут нахилу для променів праворуч збільшується вдвічі; тому

$$\Delta l = \frac{\lambda}{n \sin 2u}, \quad (4)$$

а для малих кутів

$$\Delta l \approx \frac{\lambda}{2n \sin u}. \quad (5)$$

Для поліпшення роздільної здатності мікроскопа простір між об'єктивом і предметом заповнюють імерсійною рідиною, тобто ріди-

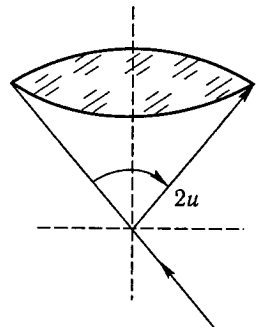


Рис. 68

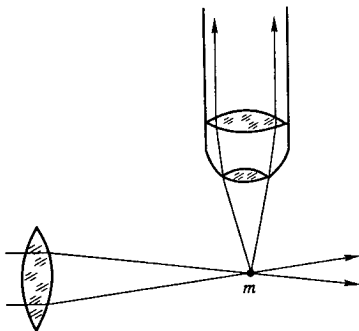


Рис. 69

Так, у мікроскопі з темним полем зору і сильним бічним освітленням (рис. 69) можна бачити на темному полі світлі частинки, розміри яких близько 0,06 мкм (аналогічно можна виявити порошинки у сонячному промінні, що проникає в затемнену кімнату). Проте насправді видно не самі частинки, а дифракційну картину відбитого від них світла.

Дуже високу роздільну здатність мають електронні мікроскопи. Роль променів у них відіграють пучки прискорених електронів, роль лінз – відповідно підібрані електричні й магнітні поля. Збиральною лінзою може бути радіальне електричне поле циліндричного конденсатора (рис. 70, а) або магнітне поле вузької котушки із струмом (рис. 70, б). У магнітному полі траєкторії електронів, що вилітають із точки  $O$ , під дією сили Лоренца  $f = evB$  набувають вигляду спіралеподібних ліній відносно осі пучка і перетинаються у точці  $O'$ , яка є зображенням точки  $O$ . Для тонкої магнітної лінзи дістаємо залежність, подібну до формули оптичної лінзи:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}.$$

Оптична сила магнітної лінзи змінюється залежно від сили електричного струму в котушці і може бути дуже значною.

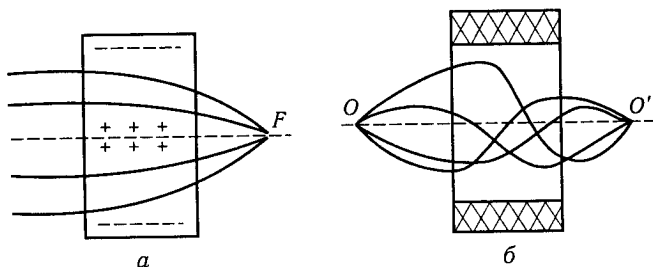


Рис. 70

ною із значним показником заломлення, наприклад кедровим маслом ( $n = 1,52$ ), монобромнафталіном ( $n = 1,66$ ) або навіть водою ( $n = 1,33$ ).

Гранична роздільна здатність сучасних мікроскопів

$$\Delta l \geq 0,15 \text{ мкм.} \quad (6)$$

Ця межа визначається самою природою світла – довжиною світлової хвилі  $\lambda$ . Щоправда, у полі зору мікроскопа можна виявити частинки ще менших розмірів.

Як і у звичайному мікроскопі, зображення, здобуте за допомогою однієї електронної лінзи, можна збільшити іншою електронною лінзою. Одна з них відіграє роль об'єктива, інша – окуляра. На рис. 71 зображено схему електронного мікроскопа. Досліджуваний об'єкт розміщується на шля-

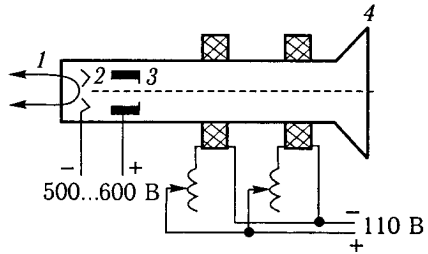


Рис. 71

ху електронів. Пучок електронів, що прискорюється між катодом 1 й анодом 3, проходячи крізь об'єкт, фокусується за допомогою електронних лінз 2 і дає світне зображення на люмінесцентному екрані 4. Крім просвічування електронами, зображення об'єкта дістають також відбитими електронами. Ще простіше зображаються ті об'єкти, які самі випромінюють електрони.

Висока роздільна здатність електронного мікроскопа пояснюється хвильовими властивостями електронів. Їхня довжина хвилі залежить від швидкості. Залежність виражається формулою

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

де  $h$  – стала Планка;  $m$  – маса електрона;  $v$  – швидкість його руху.

При прискорювальній напрузі 500...600 В довжина хвилі електронного пучка дорівнює приблизно 0,05 нм, тобто в 10 тис. разів менша за середню довжину хвилі видимого світла  $\lambda_{\text{св}} = 500$  нм. В електронних мікроскопах завдяки прискорювальній напрузі в кілька десятків, а іноді й сотень тисяч вольтів довжина хвилі електронного пучка приблизно в сотні тисяч разів коротша від світлових хвиль. І хоч для усунення аберацій, головним чином діафрагмуванням, у мікроскопах використовуються електронні пучки малих апертур ( $10^{-2}$ ... $10^{-3}$  рад), роздільна здатність сучасного електронного мікроскопа просвічувального типу досягає 0,5 нм. Електронні мікроскопи дають збільшення у 20...40 тис. разів, а зображення настільки чітке, що його можна ще збільшувати за допомогою звичайного фотозбільшувача. Так досягають загального збільшення зображення в мільйон разів. В електронних мікроскопах можна розглядати колоїдні частинки, віруси і навіть великі молекули.

*Роздільна здатність* телескопа – це найменший кут, під яким розрізняються дві близькі точки в телескопі (наприклад, дві подвійні зірки).

Застосуємо теорію роздільної здатності мікроскопа до астрономічної труби. Нехай у телескопі потрібно одержати нарізно зобра-

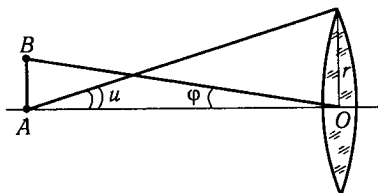


Рис. 72

ження двох далеких точок  $AB$  (рис. 72). Оскільки кут  $\varphi$ , під яким ці точки розрізняються, малий, його можна виразити відношенням

$$\varphi = \frac{AB}{AO} = \frac{\Delta l}{AO}. \quad (7)$$

Тут  $AO = \frac{r}{\operatorname{tg} u}$ , де  $u$  – кут, під яким розкривається об'єктив телескопа з відстані досліджуваного предмета. Цей кут малий, тому  $AO = \frac{r}{\sin u}$ . Отже, вираз (7) можна записати у вигляді

$$\varphi = \frac{\Delta l \sin u}{r}. \quad (8)$$

Підставивши у вираз (8) замість  $\Delta l$  його значення за рівністю (5) і поклавши  $n = 1$  (для навколишнього простору), дістанемо

$$\varphi = \frac{\lambda}{2r}. \quad (9)$$

За цією формулою визначають роздільну здатність телескопа. Наприклад, роздільна здатність найбільшого рефрактора в Чикаго ( $2r = 102$  см)  $\varphi = 0,1''$ .

### § 19. Поляризація світла при відбитті та заломленні. Закон Брюстера

Як відомо, у вченні про світло явища інтерференції та дифракції свідчать про хвильову природу світла. Розрізняти світлові хвилі (поздовжні вони чи поперечні) дає змогу явище поляризації світла, звідки випливає, що світлові хвилі поперечні. Пізніше цей факт було пояснено за допомогою електромагнітної теорії світла.

Нагадаємо, що в поперечній хвилі вектор зміщення спрямований перпендикулярно до променя-хвилі, а в поздовжній він збігається із променем-хвилею. Тому поперечна хвиля відносно різних площин, проведених через промінь, має різні, а поздовжня хвиля — однакові властивості. Це можна проілюструвати на прикладі механічних коливань гумового шнура, протягнутого крізь щілини у двох екранах. Поперечні коливання на шнурку проходять крізь екран, коли щілини паралельні (рис. 73, а); коли щілини взаємно перпендикулярні, коливання крізь другу щілину пройти не можуть (рис. 73, б). Поздовжні коливання на шнурку проходять крізь екран незалежно від взаємної орієнтації щілин.

При вивченні електромагнітних хвиль було з'ясовано, що вони характеризуються змінними взаємно перпендикулярними векторами напруженостей електричного і магнітного полів. У найпростішому вібраторі  $B$  — випромінювачі електромагнітних хвиль

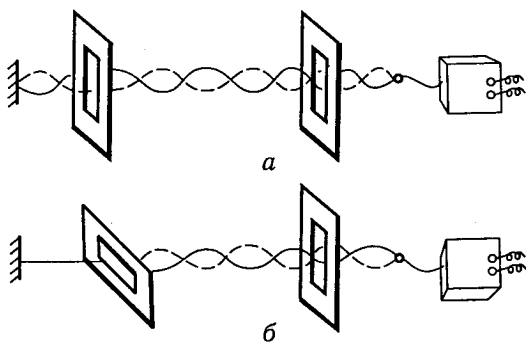


Рис. 73

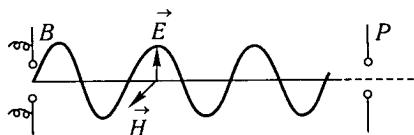


Рис. 74

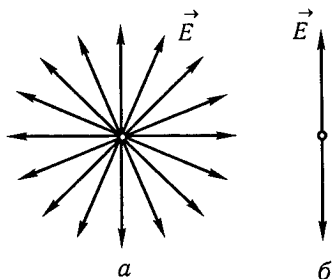


Рис. 75

(рис. 74) — вектор  $\vec{E}$  паралельний осі вібратора, а вектор  $\vec{H}$  перпендикулярний до цієї осі. Сила струму в резонаторі  $P$  залежить від кута повороту цього лінійного контуру навколо прямої поширення хвилі. Якщо на шляху до резонатора розмістити дротяні ґрати, то хвиля проходить крізь них тоді, коли дроти перпендикулярні до вектора  $\vec{E}$ ; коли ж дроти ґрат паралельні вектору  $\vec{E}$ , то хвиля не проходить, оскільки її енергія витрачається на індукційні струми в дротах. Так

доводять, що електромагнітні хвилі є поперечними.

Світлові хвилі є електромагнітними хвилями дуже короткої довжини — від 400 до 760 нм, тому описані досліди для них непридатні. До того ж навіть у крихітному розжареному тілі, яке випромінює світло, джерелами світла є велика кількість атомів або молекул. Їх сумарне випромінювання — це величезна сукупність електромагнітних хвиль, в яких вектори електричних (або магнітних) коливань розміщуються в усіх напрямках, перпендикулярних до променя (рис. 75, а). Таке світло (світловий промінь) називають *природним*. Нагадаємо, що дія світла на речовину зумовлюється переважно електричними коливаннями в електромагнітній хвилі.

Світловий промінь, в якому електричні коливання відбуваються весь час тільки в одній площині, називається *плоскополяризованим*. Такий промінь характеризується площиною коливань, тобто площиною, в якій розміщується вектор  $\vec{E}$ . Зазначимо, що з історичних причин поляризований промінь нерідко ще характеризують площиною, перпендикулярною до площини коливання. Вона збігається з вектором  $\vec{E}$  і називається *площиною поляризації*. Плоскополяризований промінь можна зобразити так, як на рис. 75, б (промінь перпендикулярний до площини рисунка, а вектори амплітуд лежать у цій площині).

Поляризоване світло можна дістати при відбитті та заломленні або ж при проходженні світла крізь анізотропні середовища (це, наприклад, деякі кристалічні тіла, які мають різні властивості пропускання світлових хвиль залежно від напрямку їх поширення). Якщо поляризації світла доводить, що світлові хвилі є поперечними.

Око людини не відрізняє поляризованого світла від природного, тому для виявлення поляризованого світла потрібен інший аналі-

затор. Неважко зрозуміти, що ним може бути будь-яке із тих тіл або приладів, за допомогою яких дістають поляризоване світло.

Розглянемо поляризацію світла при відбитті й заломленні.

Нехай природний промінь  $SO$  падає на поверхню прозорого ізотропного діелектрика, наприклад скляну пластинку (рис. 76). Світлові коливання природного променя завжди можна розкласти у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Очевидно, результуючі вектори складових світлових коливань у цих напрямках у природному промені будуть за модулем однаковими. Тому природний промінь, що падає на пластинку, задається двома коливаннями: коливаннями вектора у площині рисунка (рисочки на рис. 76) і коливаннями, перпендикулярними до цієї площини (точки на зазначеному рисунку).

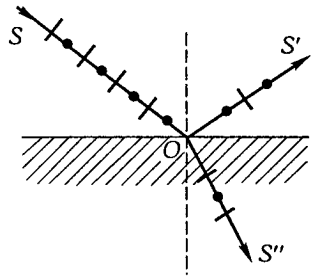


Рис. 76

Досліди показують, що відбитий і заломлений промені на межі діелектрика стають частково поляризованими. У відбитому промені переважними стають коливання, позначені точками, а в заломленому промені — коливання, позначені рисками. В цьому можна переконатися, взявши другу скляну пластинку або дзеркало. Якщо дзеркало-аналізатор розмістити перпендикулярно до площини рисунка, то при будь-яких кутах падіння промінь відбивається від нього, помітно не змінюючи інтенсивність. Навпаки, коли дзеркало розміщувати під будь-якими іншими кутами до поверхні пластинки, то можна помітити різке зменшення інтенсивності відбитого променя  $OS'$ . Так само поводить себе заломлений промінь  $OS''$ .

Досліджуючи поляризацію світла при відбитті, шотландський фізик Д. Брюстер (1781—1868) виявив, що для будь-якого діелектрика є певний кут падіння, при якому відбитий промінь повністю поляризований. Такий кут падіння називають *кутом повної поляризації* світла. За законом Брюстера (1815 р.) він визначається так:

$$\operatorname{tg} i_0 = n,$$

де  $i_0$  — кут повної поляризації;  $n$  — показник заломлення діелектрика (для скла  $n = 1,5$ ;  $i_0 = 56^\circ 19'$ ).

Зіставивши закон Брюстера з законом заломлення світла

$$\operatorname{tg} i_0 = \frac{\sin i_0}{\cos i_0} = n; \quad \frac{\sin i_0}{\sin r} = n,$$

знайдемо, що  $\cos i_0 = \sin r$ , тому  $i_0 + r = 90^\circ$ . При повній поляризації відбитого променя відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні.



З'ясуємо внутрішній механізм поляризації світла при відбитті та заломленні. Нехай ці явища відбуваються на межі вакуум – діелектрик. Досягаючи діелектрика, виділені складові падаючої хвилі спричинюватимуть відповідні змушені коливання електрично заряджених частинок атомів. На рис. 77 коливання, що відбуваються в площині рисунка, позначено двобічною стрілкою  $A_1$ , а коливання, перпендикулярні до площини рисунка, – точкою  $A_2$ .

Як відомо, такі коливання заряджених частинок будуть джерелами випромінювання плоскополяризованих електромагнітних хвиль. Подібно до мініатюрної антени максимум випромінювання їх відбувається в напрямі, перпендикулярному до напрямку коливань. Графічно інтенсивність випромінювання цих частинок у різних напрямках відображено у вигляді пелюсток. Вторинні хвилі з коливаннями вектора  $\vec{E}_2$ , перпендикулярними до площини рисунка, утворюють відбитий промінь; він буде переважно поляризованим, а при куті падіння Брюстера – повністю поляризованим. Вторинні хвилі з коливаннями вектора  $\vec{E}_1$ , паралельними площині рисунка, накладаючись на падаючу хвилю, утворюють заломлену хвилю. Ця хвиля буде частково поляризована.

Щоб заломлений пучок променів мав великий ступінь поляризації, природне світло спрямовують під кутом повної поляризації не на одну, а на кілька плоскопаралельних пластинок, складених у стопу.

Поляризованим є розсіяне світло. Воно виникає при проходженні природного пучка світла крізь мутне середовище – туман, рідину, колоїдний розчин, в якому містяться завислі частинки, менші за довжину світлових хвиль. Пучок світла з різними напрямками коливань вектора  $\vec{E}$  спричинює в частинках відповідні коливання електронів (рис. 78). Ці коливання стають джерелами випромінювання вторинних світлових хвиль. Відомо, що коливання вектора  $\vec{E}'$  у вто-

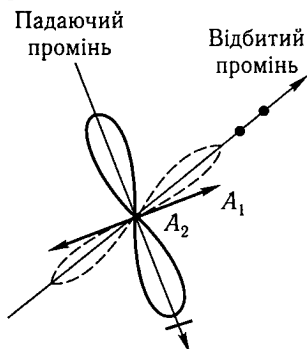


Рис. 77

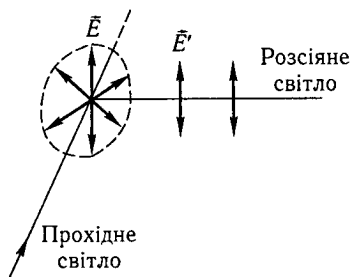


Рис. 78

ринній хвилі відбувається у площині, яка проходить через напрям коливання зарядженої частинки. Саме тому розсіяне світло в напрямі, перпендикулярному до прохідного променя, буде повністю поляризованим. У цьому можна переконатися, наприклад, при бічному спостереженні пучка світла, що проходить крізь кювету з водою, за допомогою поляроїда.

Зазначимо, що за законом Релея інтенсивність розсіяного світла пропорційна частоті в четвертому степені (або ж обернено пропорційна довжині хвилі у четвертому степені):

$$I \sim \nu^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}.$$

Тому при проходженні білого світла крізь мутне середовище розсіяне світло має блакитний відтінок, а прохідне світло на виході з мутного середовища стає червонуватим. Цим і пояснюються блакитний колір неба, а також червоний колір Сонця та Місяця при сході та заході їх.

## § 20. Подвійне променезаломлення. Поляроїди. Поляризаційні призми

При переході світлового променя з одного ізотропного середовища в інше в останньому спостерігається один заломлений промінь, напрям якого визначається за відомим законом заломлення:  $\frac{\sin i}{\sin r} = \text{const}$ . Якщо інше середовище анізотропне, яким може бути

деяке кристалічне або скловидне тіло під механічним напруженням, то в ньому можуть виникати два різнозаломлених промені. Це явище *подвійного променезаломлення* спостерігав Е. Бартолін у 1669 р. Він помітив, що під час розглядання предметів крізь кристал ісландського шпату вони здаються роздвоєними.

Кристал ісландського шпату при нормальному розвитку має форму ромбоєдра (рис. 79). Пряму  $AA$ , що проходить через вершини протилежних тілесних тупих кутів ромбоєдра і будь-яку іншу паралельну їй пряму, називають *оптичною віссю* кристала. В напрямі цієї осі природний промінь проходить без подвійного заломлення. Напрями оптичних осей у кристалах точно визначені, їх може бути не більше двох. Для спрощення викладу враховуватимемо лише одновісні кристали.

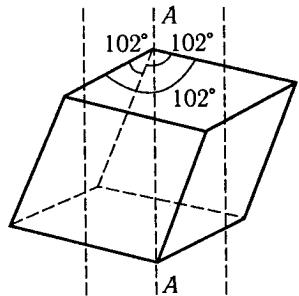


Рис. 79

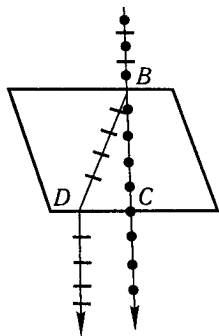


Рис. 80

Площину, проведену через падаючий промінь та оптичну вісь кристала, проведену через точку падіння променя на кристал, називають *головним перерізом* кристала відносно цього променя.

Якщо природний промінь потрапляє в кристал ісландського шпату під деяким кутом до його оптичної осі, то він розділяється на два повністю поляризовані промені із взаємно перпендикулярними площинами світлових коливань (рис. 80). Один із променів *BC*, в якому світлові коливання перпендикулярні до головного перерізу кристала, поширюються в усіх напрямках з однаковою швидкістю. Цей промінь характеризується сталим показником заломлення  $n_0$ . Його називають *звичайним променем*. Інший промінь *BD*, в якому світлові коливання відбуваються у площині головного перерізу кристала, поширюється у кристалі в різних напрямках з різною швидкістю. Цей промінь характеризується в різних напрямках різними показниками заломлення  $n_e$ . Його називають *незвичайним променем*. Є кристали, в яких  $v_e < v_0$  ( $n_e > n_0$ ). Це, наприклад, кварц. Їх називають додатними. Ті кристали, в яких  $v_e > v_0$  ( $n_e < n_0$ ), наприклад ісландський шпат, називають від'ємними. В ісландському шпаті  $n_e$  змінюється від 1,658 в напрямі оптичної осі до 1,486 в напрямі, перпендикулярному до неї.

У ромбоєдрі ісландського шпату звичайний і незвичайний промені мають однакову яскравість, якщо вони утворилися при падінні на грань пучка природного світла. Якщо пучок природного світла падає перпендикулярно до грані ісландського шпату, то звичайний промінь проходить крізь нього, не змінюючи напрямку, а незвичайний відхиляється убік. При обертанні ісландського шпату навколо падаючого променя звичайний промінь, що виходить із кристала, залишається нерухомим, а незвичайний обертається навколо звичайного. Це дає змогу розрізнити звичайний та незвичайний промені.

Прилади, за допомогою яких утворюється поляризоване світло, називають *поляризаторами*. Для їх побудови використовують поліароїди та спеціальні поляризаційні призми.

Для більшості прозорих одновісних кристалів яскравість звичайного і незвичайного променів однакова. Проте є такі кристали, в яких один із поляризованих променів поглинається значно сильніше, ніж інший. Явище неоднакового поглинання променів з різними напрямками площин коливання відносно оптичної осі кристала називається *дихроїзмом*. Наприклад, кристал турмаліну завтовшки 1 мм практично пропускає лише незвичайний промінь.

Недоліком турмаліну є наявність селективного поглинання незвичайного променя. Виділений турмаліном плоскополяризований промінь має жовто-зелений колір. Це обмежує застосування турмаліну як поляризаційного приладу, бо він одночасно є світлофільтром.

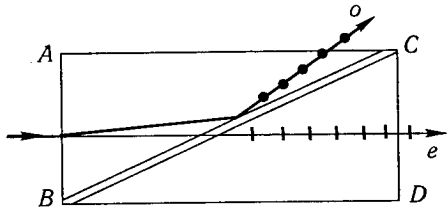


Рис. 81

На основі явища дихроїзму виготовляють тонкі поляризаційні плівки, які називаються *поляроїдами*. Дуже поширений поляроїд, що складається з тонкої целулоїдної плівки, на яку тонким шаром нанесено кристали герпатиту (сульфату йодистого хініну). Спеціальним обробленням плівки досягають того, що оптичні осі кристалів герпатиту орієнтуються в одному напрямі. Поляроїди мають велике поле зору, їх легко виготовляти; тому вони широко використовуються у техніці там, де високий ступінь поляризації не є обов'язковим. Недоліком поляроїдів є неоднакова прозорість їх для променів різної довжини хвилі.

Досконалим поляризатором є призма Ніколя, або просто «ніколь», що виготовляється з ісландського шпату ( $\text{CaCO}_3$ ). Найуживанішою тепер є її модифікація у вигляді призми Глана – Томсона (рис. 81). В останній (замість косого розміщення) торцеві грані, паралельні оптичній осі кристала, розміщені нормально до осі симетрії призми. Це виключає паралельне зміщення променя, який падає на призму, та трохи зменшує втрати інтенсивності світла внаслідок відбиття його на поверхнях призми.

Призма складається із двох частин, склеєних по діагональній площині канадським бальзамом, лляною олією, гліцерином або будь-якою іншою прозорою речовиною з показником заломлення, близьким до середнього значення показників заломлення звичайного і незвичайного променів. Довжина її приблизно в чотири рази більша від ширини.

Падаючий промінь у призмі розділяється на два: звичайний  $o$  та незвичайний  $e$ . Звичайний промінь, досягаючи межі ісландського шпату ( $n_0 = 1,65$ ) з канадським бальзамом, показник заломлення якого дорівнює 1,54, зазнає повного внутрішнього відбиття, а потім поглинається зачорненою гранню  $AC$ . Показник заломлення ісландського шпату для незвичайного променя ( $n_e = 1,51$ ) менший від показника заломлення бальзаму, тому незвичайний промінь проходить крізь усю призму.

Недоліками призми є значне послаблення світлового променя внаслідок часткового відбиття і поглинання; канадський бальзам у призмі поглинає ультрафіолетове проміння.

Крім призми типу «ніколь», виготовляються також поляризаційні призми, які дають два поляризованих промені (звичайний та незвичайний). Такими є призми Волластона, Рошона й ін. Виготовити поляризаційні призми нелегко, тому їх використовують тільки в установках для фізичних досліджень, у поляризаційних мікроскопах для мінералогічних досліджень, у цукрометрах, за допомогою яких визначають концентрацію цукру в сиропах, тощо.

На завершення слід зазначити, що фізична суть поляризації світла при проходженні його крізь кристал зводиться до взаємодії змінного електричного поля світлової хвилі із зарядженими частинками кристалічної ґратки. Частинки ґратки під дією електричного поля світлової хвилі зміщуються, утворюючи змінний поляризаційний струм. Так світлова енергія перетворюється на енергію поляризаційного струму, а остання — на енергію теплового руху частинок. Завдяки анізотропії кристала зміщення частинок ґратки, а отже, і сила поляризаційного струму в різних напрямках різні. Тому з усіх електричних коливань у природному промені з найменшими поглинаннями в кристалі проходитимуть тільки ті коливання, які відбуваються в напрямках мінімуму поляризаційного струму; до них належать також проекції на ці напрями решти коливань.

Таким чином, якщо світло проходить крізь кристал, то електричні коливання в ньому відбуваються в якійсь одній площині, світло стає поляризованим. Кажуть ще, що кристал має певну площину пропускання світлових коливань.

## § 21. Закон Малюса

Прилад, за допомогою якого відрізняють природний промінь від поляризованого, називається *аналізатором*. Ним можуть бути будь-який поляризатор, скляна стопа паралельних пластинок або чорне дзеркало, закріплені під кутом повної поляризації, поляроїди, кристал ісландського шпату, поляризаційні призми Ніколя, Волластона та ін. Як правило, аналізатор розміщують уздовж світлового променя за поляризатором.

Інтенсивність поляризованого світла, що проходить крізь аналізатор, залежить від взаємної орієнтації площин пропускання світлових коливань поляризатора й аналізатора. Щоб з'ясувати кількісну залежність, припустимо, що на аналізатор перпендикулярно до площини рис. 82 падає повністю поляризований промінь із світловими коливаннями у площині  $PP$ , а аналізатор пропускає тільки ті коливання, які відбуваються у площині  $AA$ . Неважко помітити, що при амплітуді коливань  $a$  поляризованої хвилі амплітуда

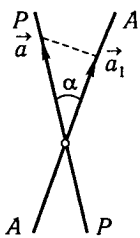


Рис. 82

коливань хвилі, яка пройде крізь аналізатор,  $a_1 = a \cos \alpha$ , тобто дорівнює проекції амплітуди поляризованої хвилі на площину  $AA$ .

Оскільки енергія коливань пропорційна квадрату амплітуди коливань, інтенсивність  $I_0$  променя, що падає на аналізатор, та інтенсивність  $I$  вихідного променя з нього відповідно становитимуть

$$I_0 = ka^2, \quad I = ka_1^2 = ka^2 \cos^2 \alpha,$$

де  $k$  — коефіцієнт пропорційності. З порівняння цих рівностей дістаємо

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

що є математичним виразом закону, сформульованого у 1810 р. французьким фізиком Е. Л. Малюсом (1775—1812).

Закон Малюса стверджує: *при падінні плоскополяризованого світла на аналізатор інтенсивність світла, що проходить крізь нього, пропорційна квадрату косинуса кута між напрямом коливань, які пропускає аналізатор без послаблення, і напрямом коливань у поляризованому світлі, що падає на нього.*

Зазначимо, що в деяких приладах доводиться оцінювати послаблення природного променя, який спочатку падає на поляризатор, а потім уже поляризованим проходить крізь нього. У цьому разі інтенсивність  $I_{\text{пр}}$  природного променя зменшується наполовину внаслідок поляризації і, крім того, ще спадає через поглинання світла в товщі поляризаційної призми. Отже, інтенсивність світла, яке пройшло крізь першу призму,

$$I_1 = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} (1 - k_1), \quad (2)$$

де  $k_1$  — коефіцієнт поглинання світла в ній.

Для визначення інтенсивності  $I_2$  світла, що пройшло крізь аналізатор, урахують закон Малюса та поглинання світла в товщі призми-аналізатора:

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha (1 - k_2), \quad (3)$$

де  $k_2$  — коефіцієнт поглинання світла у другій призмі.

Поляризатор й аналізатор називають *схрещеними*, якщо їхні площини пропускання світлових коливань взаємно перпендикулярні ( $\alpha = 90^\circ$ , інтенсивність світла після проходження їх наближається до нуля). Цікаво, що використання схрещених поляроїдів в автотранспорті може захистити водіїв від засліплюючої дії фар зустрічних автомашин. Для цього досить вітрове скло і скло фар автомобіля покрити поляроїдними плівками, в яких площини пропускання світла паралельні та зорієнтовані під кутом  $45^\circ$  до горизонту. З рис. 83 випливає, що коли машини їдуть назустріч, їхні

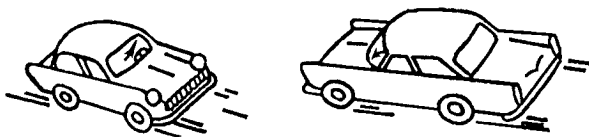


Рис. 83

поляроїди автоматично схрещуються. Поляризоване ж світло від фар своєї машини, яким освітлюється дорога, кожен водій бачить добре, бо свої поляроїди на фарах і вітровому склі мають однакову орієнтацію.

## § 22. Повертання площини коливань поляризованого світла. Поляриметри

Деякі кристали і розчини органічних сполук мають властивість повертати площину коливань поляризованого світла. Такі речовини називають *оптично активними*. Ними є кварц, скипидар, водний розчин цукру, винна кислота і т. д. Речовини, які повертають площину коливань за рухом стрілки годинника (якщо дивитися назустріч променю), називаються *правоповоротними*, а ті речовини, що повертають цю площину проти руху стрілки годинника, — *лівоповоротними*.

З погляду сучасної електромагнітної теорії оптичної активності речовин кожна молекула або комірка кристалічної ґратки розглядається як сукупність електромагнітних осциляторів (вібраторів). Обертання площини коливань є результатом взаємодії світлової хвилі з цими осциляторами, воно зумовлюється певною асиметрією в їхній структурі. Природна оптична активність речовини в некристалічному стані спричинюється асиметрією молекул — відсутністю в них центра та площини симетрії. У кристалічних речовинах оптична активність може бути також зумовлена специфічним розміщенням частинок у ґратці, скажімо, зміщенням їх по спіралі відносно променя тощо (наприклад, розплавлений кварц не повертає площини поляризованого світла).

Кут  $\varphi$  повертання площини коливань поляризованого світла пропорційний товщині  $d$  шару оптично активної речовини, крізь яку проходить світло:  $\varphi = \alpha d$ ; для розчину цей кут пропорційний ще й об'ємній концентрації розчину  $C$ , тобто

$$\varphi = \alpha d C, \quad (1)$$

де  $\alpha$  — *питоме повертання*, яке характеризує повертаючу здатність речовини та її залежність від температури і довжини хвилі.

Для розчину питома повертання визначається кутом, на який повертає площину коливання поляризованого світла шар розчину завтовшки 1 дм при концентрації 1 г/см<sup>3</sup>. Питома повертання при заданій температурі у першому наближенні обернено пропорційне квадрату довжини хвилі, тобто найменше для червоного світла та найбільше для фіолетового. Цю залежність називають *повертаючою дисперсією*.

На властивості повертання площини коливань поляризованого світла ґрунтуються прилади для визначення концентрації оптично активних розчинів — *поляриметри*. Ті з них, якими вимірюють концентрацію цукру, називаються *цукрометрами*. Дуже точними є поляриметри з двома полями зору, в них кут повертання площини коливання поляризованого світла можна визначити з точністю до 0,01°. Одним із них є поляриметр Ліппіха (рис. 84). У ньому поляризатором  $N_1$  й аналізатором  $N_2$  є призми Ніколя; між ними розміщується ще один малий поляризатор  $N'_1$ , який перекриває половину поля зору і зміщений відносно першого лише на 3°. Очевидно, тільки при середньому між ними положенні аналізатора  $N_2$  верхнє та нижнє поля зору будуть однаково освітлені; до такого положення приводиться аналізатор до і після введення досліджуваної речовини  $T$ .

Для відліку кута повороту опрау аналізатора  $N_2$  з'єднано з диском, на якому нанесено градусну шкалу і який обертається разом з аналізатором навколо горизонтальної осі. На ободі нерухомого диска є ноніус; за відсутності досліджуваної речовини й однаково освітленні половинок полів зору нуль ноніуса збігається з нулем кругової шкали на диску аналізатора.

Світло від джерела  $S$  пропускають крізь світлофільтр  $F$  і користуються жовтим світлом, для якого питома повертання цукру  $\alpha = 66,7^\circ$ . Знаючи кут повертання  $\varphi$  площини коливань, за формулою (1) визначають концентрацію розчину:

$$C = \frac{\varphi}{\alpha d}. \quad (2)$$

Цукрометри широко використовують на цукрових заводах та в медицині.

Таке саме повертання здійснюють усі речовини в сильному магнітному полі. Цей *ефект Фарадея* проявляється під час проходження світла вздовж ліній магнітної індукції. Кут повороту площини

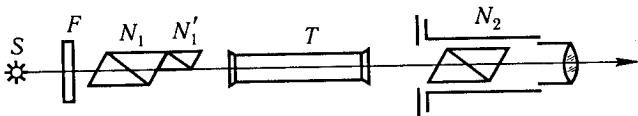


Рис. 84



коливання за цих умов пропорційний магнітній індукції  $B$  та довжині  $d$  ходу променя:

$$\varphi = rBd, \quad (3)$$

де  $r$  — стала Верде, що характеризує речовину й у першому наближенні обернено пропорційна квадрату довжини хвилі.

Ефект Фарадея зумовлюється виникненням асиметрії в оптичних властивостях речовини внаслідок дії магнітного поля.

**Приклад 1.** Пучок природного світла падає на поліровану поверхню скляної пластинки, зануреної в рідину. Відбитий від пластинки пучок світла утворює кут  $\varphi = 97^\circ$  із падаючим пучком (рис. 85). Визначити показник заломлення  $n$  рідини, якщо відбите світло повністю поляризоване.

**Розв'язання.** Згідно з законом Брюстера світло, відбите від діелектрика, повністю поляризоване тоді, коли тангенс кута падіння

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21},$$

де  $n_{21}$  — відносний показник заломлення другого середовища (скла) відносно першого (рідини).

Відносний показник заломлення дорівнює відношенню абсолютних показників заломлення цих середовищ. Отже,  $\operatorname{tg} i_B = n_2/n_1$ .

Згідно з умовою відбитий промінь повернутий на кут  $\varphi$  відносно падаючого. Оскільки кут падіння дорівнює куту відбиття,  $i_B = \varphi/2$  і

$$\operatorname{tg} i_B = n_2/n_1,$$

а отже,

$$n_1 = \frac{n_2}{\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}$$

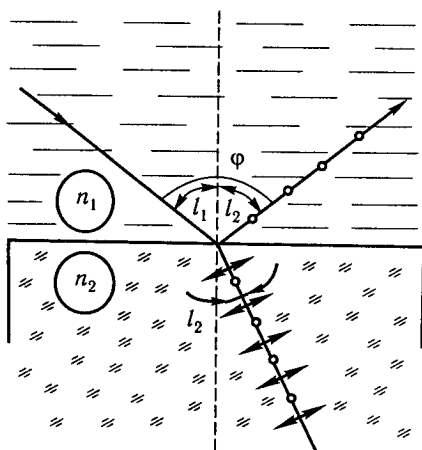


Рис. 85

Після підстановки сюди числових значень величин дістанемо  $n_1 = 1,33$ .

**Приклад 2.** Пучок плоскополяризованого світла інтенсивністю  $I_1$ , вийшовши з ніколя  $N_1$ , падає на ніколь  $N_2$  і розщеплюється у ньому на звичайний та незвичайний пучки. Перший повністю поглинається у ніколі, а інтенсивність незвичайного пучка світла, що виходить із нього, визначається законом Малюса (без урахування поглинання у ніколі  $N_2$ ):

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha,$$

де  $\alpha$  — кут між площиною коливань у поляризованому пучку і площиною пропускання ніколя  $N_2$ .

Ураховавши втрати інтенсивності у цьому ніколі, дістанемо

$$I_2 = I_1(1 - k)\cos^2\alpha.$$

Шукане зменшення інтенсивності при проходженні світла крізь обидва ніколі знайдемо, поділивши інтенсивність  $I_0$  природного світла на інтенсивність  $I_2$  світла, пройденого крізь систему двох ніколів:

$$\frac{I_0}{I_2} = \frac{I_0}{I_1(1 - k)\cos^2\alpha}.$$

Замінюючи відношення  $I_0/I_1$  його виразом  $\frac{I_0}{I_1} = \frac{2}{1 - k}$ , знаходимо

$$\frac{I_0}{I_2} = \frac{I_0}{I_1(1 - k)^2\cos^2\alpha}.$$

Підставивши сюди числові значення величин і виконавши розрахунки, дістанемо  $I_0/I_2 = 8,86$ .

Отже, після проходження світла крізь два ніколі інтенсивність його зменшується у 8,86 раз.

## § 23. Методи вимірювання швидкості світла

Швидкість світла належить до фізичних величин, найтісніше пов'язаних із розвитком науки. У свій час на порівнянні швидкості світла в різних речовинах випробовувалися хвильова та корпускулярна теорії світла. Пізніше англійський фізик Дж. К. Максвелл довів, що швидкість поширення електромагнітних хвиль збігається зі швидкістю світла і на цій підставі розвинув учення про електромагнітну природу світла. Фізик-теоретик А. Ейнштейн констатував незалежність швидкості поширення світла від руху системи відліку, в якій перебуває спостерігач, і на цій основі сформував спеціальну теорію відносності. Швидкість світла у вакуумі виявилася універсальною фізичною константою.

Зазначимо, що з урахуванням явища дисперсії поняття швидкості світла в заданому середовищі набирає складнішого змісту, оскільки виникає необхідність розрізняти фазову та групову швидкості світла. Про це йтиметься далі. У цьому параграфі розглянемо методи вимірювання швидкості світла у вакуумі.

**Астрономічний метод Ремера.** Першу спробу виміряти швидкість світла зробив італійський вчений Г. Галілей (1564—1642) у 1607 р. За його методом два спостерігачі із закритими ліхтарями ставали на великій відстані один від одного. Спостерігач *A* в заданий момент часу раптово відкривав затвор ліхтаря і посилав світловий сигнал, спостерігач *B* в момент одержання сигналу відкривав свій ліхтар і цим продовжував хід сигналу в зворотному напрямі. Спостерігач *A* фіксував час повернення світлового сигналу. За часом та відстанню поширення сигналу від спостерігача *A* до *B* і назад намагалися визначити швидкість світла.

Досліди Г. Галілея були невдалі. В них по суті визначався не час поширення світла, а час реакцій спостерігачів, який значно перевищував час поширення сигналу. Досліди свідчили про те, що швидкість світла дуже велика.

Вперше астрономічним методом швидкість світла виміряв датський астроном О. Ремер (1644—1710) у 1675 р. Почалося це зі спостереження затемнень супутників Юпітера. Орбіти цих супутників розміщені дуже близько до площини орбіти планети, тому при кож-

ному обороті вони проходять область тіні від планети і зазнають затемнень. Період обертання найближчого супутника Юпітера дорівнює  $1\frac{3}{4}$  доби, тому його затемнення мали б наставати точно через цей час. Насправді ж спостереження О. Ремера показали, що протягом однієї половини року проміжок часу між двома послідовними затемненнями весь час зростає, а в іншій половині року — зменшується. О. Ремер правильно пояснював ці відхилення зміною відстані між Землею та Юпітером, а саме: при віддаленні Землі потрібен був додатковий час, щоб світло досягало спостерігача і, навпаки, при наближенні Землі час проходження наступного світлового сигналу до спостерігача зменшувався.

Якщо провести спостереження затемнення супутника з положення  $Z_1$  (рис. 86) й обчислити наперед початок затемнення через півроку, то затемнення з положення  $Z_2$  спостерігається із запізненням відносно обчисленого майже на 16 хв. Очевидно, це і є тим часом, протягом якого світло проходить додатковий шлях, що дорівнює діаметру земної орбіти. За цими даними О. Ремер визначив для швидкості світла значення  $2,15 \cdot 10^8$  м/с.

Точність вимірювання значною мірою залежала від точності виміру діаметра земної орбіти. За сучасними вимірами діаметр земної орбіти дорівнює  $299 \cdot 10^6$  км, час запізнення початку затемнення згаданого супутника становить 996,4 с; для швидкості світла дістаємо значення  $2,98 \cdot 10^8$  м/с.

**Метод обертового дзеркала.** Досить точний лабораторний метод вимірювання швидкості світла запропонував у 1862 р. французький фізик Ж. Б. Л. Фуко (1819—1868). Схему цього методу, який інакше називають методом обертового дзеркала, показано на рис. 87. Промінь світла від джерела проходить крізь напівпробілену пластинку  $M_1$  і далі крізь об'єктив  $O$  спрямовується на обертове дзеркало  $M_2$ , звідки після відбиття потрапляє на вгнуте дзеркало  $M_3$ . Відбиваючись від дзеркала  $M_3$ , промінь іде у зворотному напрямі й дає в точці  $S'$  зображення джерела світла  $S$ . Таким є хід променя при нерухомому дзеркалі  $M_2$ .

Якщо дзеркало  $M_2$  швидко обертається, то світловий пучок потраплятиме на дзеркало  $M_3$  тільки короткочасно в кожному оберті дзеркала  $M_2$ ; в цілому пучок світла, що потраплятиме на дзеркало  $M_3$ , стане переривчастим. За час  $\Delta t$ , доки світло пройде від  $M_2$  до

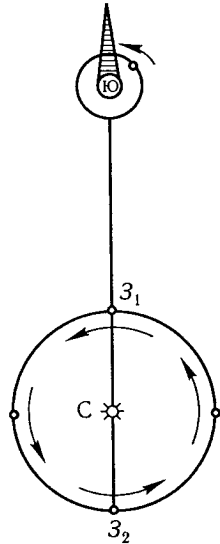


Рис. 86

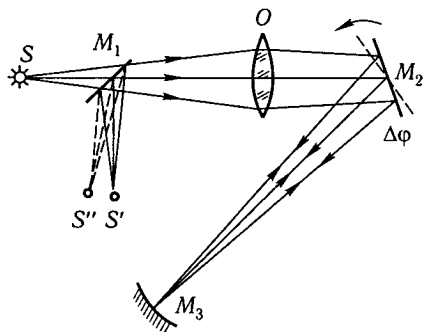


Рис. 87

$M_3$  і назад, дзеркало  $M_2$  повернеться на невеликий кут  $\Delta\varphi$ ; тому відбитий зворотний промінь повернеться на кут  $2\Delta\varphi$ , а зображення зміститься з  $S'$  в  $S''$ . При великій частоті обертання дзеркала зміщення зображення стає помітним.

Вимірявши зміщення зображення  $\Delta s$ , можна знайти кут повороту дзеркала  $\Delta\varphi$ , а саме:

$$\Delta s = 2\Delta\varphi l, \text{ звідки } \Delta\varphi = \frac{\Delta s}{2l}, \quad (1)$$

де  $l$  — довжина світлового пучка від об'єктива до зображення  $S''$ .

Знаючи кутову швидкість обертання дзеркала, знаходимо час

$$\Delta t = \frac{\Delta\varphi}{\omega} = \frac{\Delta s}{2l\omega}, \quad (2)$$

а далі визначаємо швидкість світла

$$c = \frac{2L}{\Delta t} = \frac{4\omega l L}{\Delta s}, \quad (3)$$

де  $L$  — шлях світлового променя від дзеркала  $M_2$  до  $M_3$ .

У дослідах Ж. Б. Л. Фуко при  $L = 4$  м і частоті обертання дзеркала 800 об/с було знайдено значення швидкості світла  $(2,980 \pm 0,005) \times 10^8$  м/с. У точніших дослідах за цим методом американський астроном С. Ньюкомб (1835—1909) у 1891 р. дістав значення швидкості світла  $(2,9981 \pm 0,0005)10^8$  м/с.

Розміщуючи на шляху від дзеркала  $M_2$  до  $M_3$  трубу, заповнену прозорою рідиною, Ж. Б. Л. Фуко виміряв також швидкість світла в інших середовищах. Він визначив, що швидкість світла у воді становить  $\frac{3}{4}$  його швидкості у повітрі.

**Метод обертової призми.** З високою точністю швидкість світла була визначена в дослідах американського фізика А. А. Майкельсона у 1927 р. методом обертової призми. В його дослідах прилади розміщувалися на вершинах двох гір, розташованих одна від одної на відстані 35,4 км за схемою, показаною на рис. 88. На одній горі — джерело світла  $S$ , там же світло від джерела падало на грань

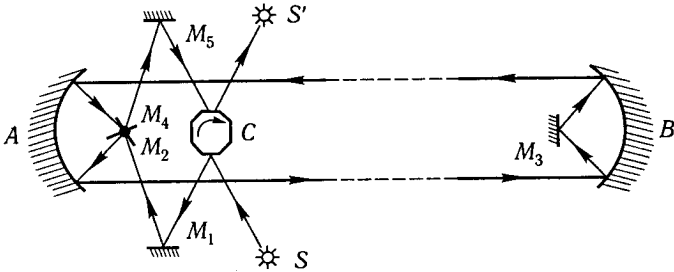


Рис. 88

сталевій призми  $C$ , відбивалося і за допомогою двох плоских дзеркал  $M_1$  та  $M_2$  спрямовувалося на вгнуте дзеркало  $A$ ; звідти світло виходило паралельним пучком у напрямі на дзеркала  $B$  і  $M_3$  на іншій горі. Після відбиття від дзеркала на цій горі світло поверталося до дзеркала  $A$ , а далі за допомогою дзеркал  $M_4$  та  $M_5$  знову потрапляло на грань призми  $C$  і після відбиття від неї давало зображення у точці. Такий хід світлового променя був при нерухомій призмі  $C$ .

Якщо призму довільно обертати, то зображення у точці зникне, але можна підібрати таку частоту обертання, при якій за той час, протягом якого світло проходить весь шлях від нижньої до верхньої граней призми, остання повернеться точно на  $\frac{1}{8}$  оберту. За

такої умови зображення залишаться на попередньому місці. В досліді А. А. Майкельсона цього досягали при частоті обертання призми 528 об/с.

Виміряна за цим методом швидкість світла дорівнювала  $(2,99776 \pm 0,00004)10^8$  м/с.

Тепер систематично вимірюють швидкість поширення радіохвиль методом радіолокації; при цьому вибирають об'єкти, віддалі до яких можна виміряти звичайними методами. Було знайдено, що швидкість радіохвиль становить  $(2,99792 \pm 0,00003)10^8$  м/с. Методом, аналогічним радіолокаційному, з використанням модульованого пучка світла недавно вимірювалася також швидкість видимого світла. Її значення збіглося з результатом, здобутим для швидкості радіохвиль.

## § 24. Поширення світла в рухомих середовищах та проблема ефіру

Як відомо, поряд із розкриттям хвильових властивостей світла формувалась і стверджувалась хвильова теорія Гюйгенса — Френеля про його природу. Оскільки в науці панували механістичні по-

гляди на природу, за аналогією із хвилями у пружному середовищі під світлом розуміли поширення їх в особливому середовищі, так званому ефірі. При цьому вважали, що ефір заповнює весь світовий простір між тілами.

Ефір довелося наділити надзвичайними властивостями: з одного боку, він мав характеризуватися дуже малою густиною, оскільки не чинив ніякого опору рухомим небесним тілам, а з іншого боку, ефір мав бути нестисливим і проявляти лише пружні властивості в деформаціях зсуву, бо світлова хвиля поперечна. Іншими словами, властивості ефіру мали узгоджуватися із формулою для визначення швидкості поширення поперечних хвиль у пружному середовищі

$$c = \sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

де  $G$  — модуль зсуву, а  $\rho$  — густина середовища.

Оскільки світло проходить крізь прозорі тіла (повітря, скло, вода тощо), потрібне було припущення, що ефір наповнює не тільки міжзоряний простір, а й усі прозорі тіла. Зменшення швидкості світла в цих тілах треба було пояснювати впливом речовини на властивості ефіру, яка могла або зменшувати пружність  $G$  ефіру, або збільшувати його густину  $\rho$ . Таким уявлявся ефір у хвильовій теорії світла Гюйгенса—Френеля.

З появою електромагнітної теорії світла Максвелла сам факт існування ефіру не викликав сумніву, проте ефір наділявся іншими властивостями. Під ефіром розуміли середовище, в якому поширюються електромагнітні хвилі; його властивості визначалися рівняннями Максвелла.

З уявленням про існування ефіру поставало завдання точніше вивчити його властивості та характер взаємодії з речовиною.

Як було вже зазначено, впливом речовини на ефір, що пронизує прозоре тіло, пояснювалася зміна швидкості світла в різних середовищах. Важливо було з'ясувати, як поводить себе ефір під час руху тіл: чи залишається він нерухомим, чи втягується речовиною,

і якщо втягується, то якою мірою. Якщо ефір утягується, то швидкість світла в рухомому середовищі мала змінюватися так само, як швидкість звуку за вітром та проти нього. Для роз'яснення цього завдання французький фізик А. І. Л. Фізо у 1851 р. провів досліди за схемою, зображеною на рис. 89.

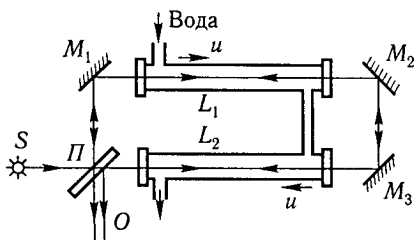


Рис. 89

Пучок світла від джерела  $S$ , потрапляючи на скляну пластинку  $P$ , розділявся на два промені; один із них за допомогою дзеркал спрямовувався по шляху  $PM_1M_2M_3P$  за рухом стрілки годинника, а інший — по шляху  $PM_3M_2M_1P$  проти руху стрілки годинника. Повертаючись знову до пластинки  $P$ , обидва промені виходили від неї в напрямі  $PO$  й інтерферували. На шляху променів розміщувалися труби  $L_1$  і  $L_2$ , по яких рухався потік води з деякою швидкістю  $u$ . Таким чином, один промінь проходив в обох трубах за течією, а інший — проти течії води. В установці Фізо труби мали довжину близько 1,5 м, швидкість потоку води досягала 7 м/с.

Спостереження в напрямі  $PO$  за інтерференцією світла показали, що течія води в трубах  $L_1$  та  $L_2$  веде до зміщення інтерференційних смуг. Цей факт можна було пояснити втягуванням ефіру потоком води. Справді, якщо ефір хоча б частково втягується потоком (нехай коефіцієнт утягування  $\alpha \leq 1$ ), то швидкість ефіру в трубі за течією буде  $\alpha u$ , а відповідно швидкість світла в рухомій воді за течією дорівнюватиме  $(v + \alpha u)$  і проти неї —  $(v - \alpha u)$ , де  $v$  — швидкість світла у стоячій воді. Завдяки різниці швидкостей світла виникне різниця часу проходження ним установки за течією та проти неї, а саме:

$$\Delta t = \frac{2l}{v - \alpha u} - \frac{2l}{v + \alpha u} = \frac{4l\alpha u}{v^2 - \alpha^2 u^2}, \quad (1)$$

де  $l$  — довжина кожної з труб, заповнених водою. Ця різниця часу зумовить різницю фаз світлових хвиль і відповідне зміщення інтерференційних смуг у напрямі  $PO$ .

Виражаючи через час  $\Delta t$  оптичну різницю ходів хвиль

$$\Delta l n = \Delta l \frac{c}{v} = c \Delta t,$$

можна визначити відповідну кількість смуг, на яку зміщуватиметься інтерференційна картина в напрямі  $PO$  при створенні потоку води:

$$\Delta N = \frac{\Delta l n}{\lambda_0} = \frac{c \Delta t}{\lambda_0}.$$

У дослідах А. І. Л. Фізо за підрахунком зміщення  $\Delta N$  інтерференційних смуг можна було визначити  $\Delta t$ , а потім за виразом (1) — коефіцієнт утягування ефіру. Досліди показали, що  $\alpha$  можна задати виразом

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}, \quad (2)$$

де  $n$  — показник заломлення води.



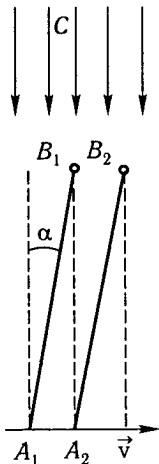


Рис. 90

Отже, дослідами доведено, що ефір частково втягується рухомим середовищем тим більше, чим більший показник заломлення середовища. Таке середовище, як повітря, коефіцієнт заломлення якого близький до одиниці, не повинно втягувати ефір. Так описується стан ефіру в рухомих тілах.

А в якому стані перебуває ефір поза рухомими тілами? Ще О. Ж. Френель вважав, що ефір у Всесвіті абсолютно нерухомий. Така гіпотеза давала можливість пояснити аберацию зірок, тобто позірне зміщення їх, спричинене рухом Землі по своїй орбіті. Якщо через оптичну трубу спостерігати за будь-якою зіркою, що перебуває в напрямі нормалі до площини орбіти Землі, то можна побачити, що вона за рік описуватиме коло з кутовим діаметром близько  $41''$ . Для пояснення цього припускаємо, що ефір нерухомий, Земля переміщується по орбіті зі швидкістю  $v$ , а спостерігають зірки через трубу  $A_1B_1$  (рис. 90).

Неважко помітити, що для того щоб вертикальні промені від зірки пройшли по трубі й утворили зображення зірки на перехресті ниток в окулярі, трубу треба нахилити в напрямі руху Землі. Тоді світло, що потрапляє в об'єктив  $B_1$  і поширюється вертикально по прямій  $B_1A_2$ , досягне окуляра труби, віднесеного рухом Землі у положення  $A_2$ . Кут нахилу труби відповідно до рис. 90 знайдемо як

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_1A_2}{B_1A_2} = \frac{v\tau}{ct} = \frac{v}{c}, \quad (3)$$

де  $\tau$  — час поширення світла у трубі, а  $c$  — його швидкість.

Точніше, оскільки істинний напрям  $A_1B$  невідомий, безпосередньо за одним спостереженням визначити кут  $\alpha$  неможливо. Проте через півроку після першого спостереження, коли напрям руху Землі буде зворотним, у новому спостереженні нахилити трубу відносно  $A_1B$  треба буде у протилежний бік. Кут між двома вказаними положеннями труби, очевидно, дорівнюватиме  $2\alpha$ .

За аберацией зірок Бредлі у 1727 р. визначив швидкість світла.

Гіпотеза про нерухомий ефір добре узгоджувалася також з явищем Доплера, тобто з явищем зміни частоти світлових хвиль, зумовленої переміщенням джерела відносно спостерігача.

Таким чином, наприкінці XIX ст. склалося уявлення про існування абсолютно нерухомого ефіру і здавалося, що можна буде визначити абсолютний рух тіл відносно нього.

Такі досліди, поставлені А. А. Майкельсоном з метою визначення абсолютної орбітальної швидкості Землі, не дали позитивних результатів. Їх аналіз сприяв утвердженню якісно нових поглядів на простір і час, зокрема теорії відносності Ейнштейна.

## § 25. Нормальна й аномальна дисперсії

*Дисперсією світла* називають явища, зумовлені залежністю показника заломлення речовини від частоти (або довжини) світлової хвилі:

$$D = \frac{dn}{d\omega} \quad (1)$$

Якщо із збільшенням частоти  $\omega$  світла показник заломлення  $n$  збільшується  $\left(\frac{dn}{d\omega} > 0\right)$ , то дисперсію називають *нормальною*; а якщо зменшується  $\left(\frac{dn}{d\omega} < 0\right)$ , — *аномальною*. Перша спостерігається для світла з частотами, далекими від поглинання, друга — на смугах поглинання (рис. 91).

Оскільки показник заломлення речовин визначається відношенням швидкостей світла у вакуумі й у заданому середовищі  $\left(n = \frac{c}{v}\right)$ , очевидно, в останньому швидкість червоного світла, яке найменше заломлюється, найбільша, а фіолетового — найменша. У вакуумі швидкість світла будь-якого кольору однакова.

Зауважимо, що відсутність дисперсії світла у міжзоряному просторі свідчить про те, що цей простір можна вважати вакуумом. Коли б це було не так, дисперсія світла виявлялася б, наприклад, у спостереженнях затемнення подвійних зірок. На початку затемнення колір зірки змінювався б від нормального до синього, оскільки відповідне йому світло поширюється у прозорому середовищі з найменшою швидкістю;

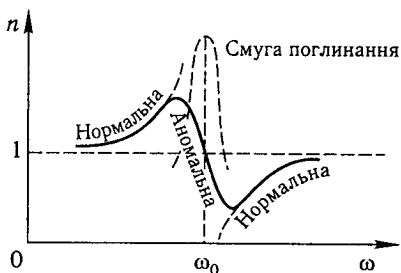


Рис. 91

у кінці затемнення — від червоного до нормального, оскільки швидкість червоного світла найбільша. Ще Д. Ф. Араго, спостерігаючи затемнення подвійних зірок Алголь, не виявив цих ефектів.

З кількісного боку дисперсія світла задовільно описується класичною теорією. Суть її зводиться до врахування впливу на середовище змушених коливань електронів, що збуджуються електричним полем світлової хвилі. Йдеться про зовнішні, так звані оптичні електрони атомів; електрони внутрішніх оболонок завдяки великим власним частотам коливань практично не збуджуються.

Для спрощення розрахунків припустимо, що в атомі є лише один оптичний електрон. Запишемо для нього за аналогією з механічними коливаннями (див. кн. 1, § 67), рівняння динаміки змушених коливань:

$$\ddot{m}x = -kx - r\dot{x} + eE_0 \sin \omega t, \quad (2)$$

де  $m$  — маса;  $kx$  — квазіпружна сила;  $r\dot{x}$  — сила, аналогічна силі тертя, яка тут відображує втрати енергії електрона на випромінювання;  $e$  — заряд електрона;  $eE$  — змушуюча дія світлової хвилі.

З переліку діючих сил випливає, що йдеться про формальну модель поведінки електрона в атомі. Ніякої квазіпружної сили, ні сили опору, пропорційної швидкості електрона, насправді немає.

Вірогідну поведінку електрона в атомі та механізм дисперсії світла розкриває квантова механіка. Класична теорія дисперсії застосовується з метою спрощення і тому, що результати її збігаються з даними квантової механіки.

Поділивши члени рівняння (2) на  $m$  та ввівши заміни

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2\beta,$$

дістанемо

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t. \quad (3)$$

З розв'язків цього рівняння знаходимо, що амплітуда і зсув фази змушених коливань електрона визначаються виразами

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \quad \text{tg} \varphi = -\frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

де  $\omega_0$  — власна частота коливання електрона;  $\beta$  — коефіцієнт згасання коливань.

Згідно з виразом (4) миттєве значення зміщення електрона в атомі можна задати у вигляді

$$x(t) = \frac{\frac{e}{m} E(t)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}.$$

Внаслідок зміщення електронів атоми середовища будуть поляризуватися, тобто характеризуватися електричними моментами  $p = ex$ . Якщо кількість атомів в одиниці об'єму  $N$ , то вектор поляризації середовища

$$P(t) = exN = \frac{\frac{e^2}{m} N}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} E(t) = \varepsilon_0 \chi E(t),$$

де  $\chi$  — діелектрична сприйнятливість.

Визначивши з останньої рівності  $\chi$ , можна знайти діелектричну сталу середовища

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m} N}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}},$$

а також визначити залежність показника заломлення середовища від частоти світла  $\omega$ :

$$n^2 = 1 + \frac{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m} N}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (5)$$

Проаналізуємо цю залежність. Для більшої наочності тимчасово знехтуємо втратами енергії електрона на випромінювання, тобто членом  $4\beta^2 \omega^2$ . Дістанемо формулу Зельмейєра

$$n^2 = 1 + \frac{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m} N}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (6)$$

Із формули (6) випливає, що при  $\omega \rightarrow \omega_0$  показник заломлення середовища збільшується, тобто маємо нормальну дисперсію (див. рис. 91). При переході через точку  $\omega = \omega_0$  крива дисперсії згідно з формулою (6) має зазнавати розриву і змінюватися від  $+\infty$  до  $-\infty$ ; фактично ж завдяки певному значенню члена  $4\beta^2 \omega^2$  при переході через цю точку показник заломлення стрибкоподібно змінюється від  $n > 1$  до  $n < 1$ . У цій області проявляється аномальна дисперсія. Далі показник заломлення середовища зі збільшенням  $\omega$  зростає,

з'являється область нормальної дисперсії. Важливо, що при  $n < 1$  швидкість світлової хвилі в речовині перевищує швидкість світла у вакуумі. Проте це не суперечить теорії відносності, оскільки йдеться про фазову, а не групову швидкість світла.

## § 26. Фазова і групова швидкості світла

Через дисперсійні властивості середовища поняття швидкості світла істотно ускладнюється. Якщо у вакуумі швидкості світлових хвиль різних частот однакові, то в будь-якому середовищі вони для різних частот різні. Виникає необхідність розрізняти фазову та групову швидкості світла.

Щоб з'ясувати зміст фазової швидкості, уявимо монохроматичну світлову хвилю, що поширюється уздовж осі  $Ox$  і задається рівнянням

$$\xi = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right). \quad (1)$$

Зафіксувавши певне значення фази хвилі

$$\omega \left( t - \frac{x}{v} \right) = \text{const}$$

та продиференціювавши цей вираз, знайдемо швидкість переміщення заданої фази хвилі в напрямі осі  $Ox$ , тобто

$$v = \frac{dx}{dt}. \quad (2)$$

Швидкість переміщення заданої фази хвилі у будь-якому напрямі називається *фазовою швидкістю*.

У реальних умовах дістати строго монохроматичну світлову хвилю неможливо. Виділяючи пучок світла одного кольору або розриваючи чи модулюючи хвилю для передавання сигналу, фактично дістаємо пучок хвиль близьких, але все ж різних частот. Тому в раніше розглянутих методах вимірювання швидкості світла ми змушені були оцінювати швидкість поширення групи хвиль різних частот (довжин). Виняток можуть становити лише непрямі вимірювання швидкості світла. Це буває, наприклад, коли визначають показник заломлення середовища, а потім за формулою  $n = \frac{c}{v}$  знаходять фазову швидкість світла.

Як відомо, при накладанні хвиль близьких частот виникають биття, тобто пульсації максимумів результуючої амплітуди, а отже, і значень енергії. Це наочно можна побачити, якщо відобразити накладання двох хвиль близьких довжин (рис. 92). У точках  $A$  і  $C$

хвилі перебувають у протифазах, тому результуюча амплітуда й енергія мінімальні; у точці В хвилі за фазою збігаються, тому виникає максимум амплітуди та енергії хвильового процесу.

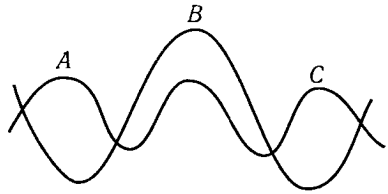


Рис. 92

Швидкість передавання енергії, а отже, і швидкість переміщення максимуму амплітуди світлового пучка називають *груповою швидкістю* світла. По суті, в усіх раніше розглянутих методах вимірювання швидкості світла йшлося про вимірювання його групової швидкості.

Зазначимо, що у вакуумі завдяки однаковим швидкостям світла різних частот взаємне розміщення хвиль залишається незмінним; тому швидкості поширення фаз і максимуму амплітуди хвильового процесу одні й ті самі, тобто фазова та групова швидкості світла однакові. При переході світлового пучка у дисперсійне середовище монохроматичні хвилі різних частот поширюватимуться з різними фазовими швидкостями, тому максимум амплітуди хвильового процесу весь час змінюватиме своє положення у пасмі складових хвиль. Його швидкість у просторі не збігатиметься зі швидкістю жодної складової хвилі. У цьому випадку питання про групову швидкість світла ускладнюється.

Для оцінювання групової швидкості світла в дисперсійному середовищі розглянемо накладання двох світлових хвиль із близькими частотами й однаковими амплітудами. Результуюче зміщення  $E$  в деякий момент часу  $t$  у точці з координатою  $x$  виразиться сумою

$$E = E_0 \sin 2\pi \left( \nu_1 t - \frac{x}{\lambda_1} \right) + E_0 \sin 2\pi \left( \nu_2 t - \frac{x}{\lambda_2} \right),$$

інакше

$$E = \left[ 2E_0 \cos 2\pi \left( \frac{\nu_2 - \nu_1}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x \right) \right] \sin 2\pi \left( \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} t - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x \right).$$

Цей вираз можна розглядати як рівняння плоскої хвилі, в якому множник у квадратних дужках відображує амплітуду хвилі

$$\rho = 2E_0 \cos 2\pi \left( \frac{\nu_2 - \nu_1}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x \right). \quad (3)$$

Якщо в момент часу  $t_1$  максимум амплітуди хвильового процесу перебуває у точці з координатою  $x_1$ , а в момент часу  $t_2$  — у точці  $x_2$ , то групова швидкість світла

$$u = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}.$$

Оскільки розглядається переміщення фіксованого значення амплітуди (3), дістаємо рівність

$$\cos 2\pi \left( \frac{v_2 - v_1}{2} t_1 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x_1 \right) = \cos 2\pi \left( \frac{v_2 - v_1}{2} t_2 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x_2 \right),$$

звідки

$$\frac{v_2 - v_1}{2} t_1 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x_1 = \frac{v_2 - v_1}{2} t_2 - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} x_2,$$

або

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \lambda_2} (x_2 - x_1) = \frac{v_2 - v_1}{2} (t_2 - t_1).$$

З останньої рівності знаходимо

$$u = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{v_2 \lambda_1 - v_1 \lambda_2 + (v_1 \lambda_1 - v_1 \lambda_1)}{\lambda_1 - \lambda_2} = v_1 - \lambda_1 \frac{v_2 - v_1}{\lambda_2 - \lambda_1},$$

або

$$u = v_1 - \lambda_1 \frac{\Delta v}{\Delta \lambda},$$

де  $v_1$  — фазова швидкість складової хвилі.

Отже, знайдено залежність між груповою і фазовою швидкостями світла, яку записують у вигляді

$$u = v - \lambda \frac{\Delta v}{\Delta \lambda}. \quad (4)$$

Наочно картина поширення групи хвиль має такий вигляд. Якщо б у початковий момент максимум амплітуди знаходився посередині пасма хвиль, то у дальшому русі їх спостерігалось б поступове послаблення, а потім і зникнення передніх хвиль; у голову пасма хвиль пік амплітуди хвильового процесу повільно переміщувався б, слабшав і згодом зникав би, одночасно позаду пасма хвиль формувалася би, повільно переміщувався і виростав би новий пік амплітуди і т. д. Оскільки передні хвилі весь час зникають, а наступний пік амплітуди формується позаду пасма хвиль, це є свідченням того, що групова швидкість менша від фазових швидкостей складових хвиль.

Групова швидкість у всіх випадках не може перевищувати швидкості світла у вакуумі.

## § 27. Класичний і релятивістський ефекти Доплера

У 1842 р. австрійський вчений К. Допплер (1803—1853) довів, що на прийнятті звукових та світлових хвиль має позначатися взаємне переміщення джерела і приймача хвиль. Іншими словами, частота хвиль, яку сприйматиме спостерігач, залежить не лише від джерела, а й від системи відліку, з якою пов'язаний приймач.

Перед розглядом ефекту Доплера в оптичних явищах передусім зазначимо таке: у класичній фізиці з гіпотези про існування ефіру автоматично випливало, що у світлових хвилях має проявлятися ефект Доплера так само, як і у звукових. Однак у подальшому було з'ясовано, що ніякого ефіру, який міг би бути абсолютною системою відліку, не існує, що зміст має лише відносний рух джерела і приймача одного відносно одного, що системою відліку може бути лише приймач або джерело світла.

З викладеного випливає, що формули, які відображують ефект Доплера в оптичних явищах, мають бути єдиними, незалежними від того, що саме переміщується — джерело чи приймач. Для відшукування таких формул будемо керуватися принципом відносності, згідно з яким закони природи мають однаковий вигляд в усіх інерціальних системах.

Виберемо для системи відліку  $S$  приймач, а для системи  $S'$  — джерело світла. Розмістимо приймач і джерело у початках відповідних систем координат, осі яких  $Ox$  та  $Ox'$  збігаються з вектором швидкості  $\vec{v}$  джерела (рис. 93).

Запишемо в системі  $S'$  рівняння плоскої світлової хвилі, що поширюється від джерела до приймача:

$$E' = E'_0 \sin \omega' \left( t' + \frac{x'}{c} \right), \quad (5)$$

де  $\omega'$  — частота хвилі в системі  $S'$ ;  $c$  — швидкість світла, однакова в обох системах відліку; у виразі фази взято знак «плюс», оскільки хвиля поширюється у напрямі, протилежному напрямку осі  $Ox'$ .

Згідно з принципом відносності в системі  $S$  рівняння хвилі, що розглядається, матиме аналогічний вигляд:

$$E = E_0 \sin \omega \left( t + \frac{x}{c} \right), \quad (6)$$

де  $\omega$  — частота хвилі, яку фіксує приймач у системі  $S$ .

Однак від рівняння (5) можна перейти до рівняння (6),

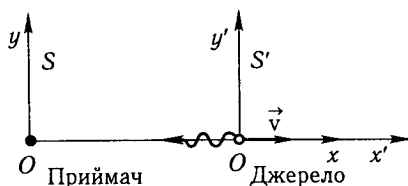


Рис. 93



якщо за формулами перетворень Лоренца виразити координати через  $x$  і  $t$ ; тоді

$$E = E'_0 \sin \omega' \left( \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + \frac{x - vt}{c\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right),$$

або в іншому вигляді

$$E = E'_0 \sin \omega' \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} (t + x/c). \quad (7)$$

Зіставивши рівняння (6) та (7), матимемо

$$\omega = \omega' \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \omega' \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}.$$

Переходячи від циклічних до звичайних частот і позначаючи частоту в системі джерела через  $\nu_0$ , дістаємо формулу для відображення релятивістського ефекту Допплера:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}, \quad (8)$$

або з наближенням до члена  $v/c$

$$\nu = \nu_0(1 - v/c).$$

Найчастіше користуються відносною зміною частоти

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{v}{c}, \quad (9)$$

де  $\Delta \nu = \nu - \nu_0$ .

Із формули (9) випливає, що якісні зміни світла у приймачі аналогічні змінам у сприйманнях звуку: при зближенні джерела і приймача останній фіксує збільшення частоти, при віддаленні їх — зменшення частоти світла.

Зазначимо, що крім описаного вище поздовжнього ефекту Допплера за теорією відносності має проявлятися також поперечний ефект Допплера. Він зводиться до зменшення частоти світла на приймачі тоді, коли вектор швидкості джерела спрямований перпендикулярно до осі  $Ox$ . У цьому разі частота світла на приймачі

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - v^2/c^2};$$

відносна зміна частоти

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{1}{2} v^2/c^2,$$

тобто вона значно менша, ніж при поздовжньому ефекті.

Поздовжній світловий ефект Доплера був експериментально підтверджений дослідами російських учених А. А. Белопольського (1854—1934) у 1905 р. і Б. Б. Голіцина (1862—1916) у 1907 р.; попереочний — дослідами американських фізиків Г. Айвса та Д. Стілуела у 1938 р. В останніх визначалась зміна частоти випромінювання атомів гідрогену в анодному промінні, де їхня швидкість досягала  $2 \cdot 10^6$  м/с. Ці досліди одночасно підтверджували правильність перетворень Лоренца в теорії відносності.

Поздовжній ефект Доплера використовується в астрономії для визначення радіальної швидкості зірок. Вимірюючи спектроскопом відносну зміну частоти в будь-якій лінії спектра, можна за формулою (9) визначити швидкість  $v$ .

Ефект Доплера впливає на спектр випромінювання газів. Завдяки хаотичним тепловим рухам молекул частоти випромінювання їх фіксуватимуться у спектрографі в межах від  $\nu_0(1 - v/c)$  до  $\nu_0(1 + v/c)$ . Це зумовлюватиме розширення спектральної лінії світлого газу. Таким чином, за розширенням спектральних ліній можна робити висновок про температуру світлого газу.

## § 28. Випромінювання Вавилова–Черенкова

У 1934 р. П. О. Черенков, проводячи під керівництвом С. І. Вавилова дослідження люмінесценції розчинів під дією  $\gamma$ -квантів радіо, відкрив особливий вид випромінювання. С. І. Вавилов справедливо визначив, що воно здійснюється швидкими електронами, які виникають під дією  $\gamma$ -квантів. Це явище дістало назву *випромінювання Вавилова–Черенкова*.

Спинимось докладніше на теорії цього відкриття. Спочатку гадали, що виявлене П. О. Черенковим світіння є люмінесцентним, яке неодноразово спостерігалось під дією радіоактивного проміння. Сине в обох випадках за кольором, воно спонукало до такого висновку. Отже, необхідно було дослідити виявлене світіння за ознаками люмінесценції.

Ще в 1929 р. С. І. Вавилов і Л. А. Тумерман виявили, що збуджене синє світіння рідин пов'язане з наявністю у них сторонніх домішок. Дослідження П. О. Черенкова показали, що навіть багаторазова дистиляція рідини не знижує яскравості цього світіння.

Істотною ознакою люмінесценції є скінченна тривалість збудження станів ( $\tau > 10^{-10}$  с). Ця властивість дає змогу зовні впливати на яскравість люмінесценції — гасити її нагріванням розчину або введенням у нього таких домішок, як йодистий калій, азотнокисле срібло та ін. Ці самі чинники послаблюють характерну поляризованість люмінесцентного світла. Відповідні досліди показали,

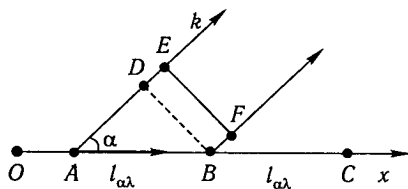


Рис. 94

що на випромінювання Вавилова—Черенкова згадані чинники не впливають. Досліди свідчили про практичну безінерційність такого світіння і виключали гіпотезу люмінесценції.

Особливістю відкритого випромінювання є різко виражена просторова асиметрія. Світло випромінюється тільки вперед під деяким кутом до прохідного пучка  $\gamma$ -квантів.

Теорію випромінювання Вавилова—Черенкова розробили у 1937 р. російські фізики І. Є. Тамм та І. М. Франк. Вони довели, що це випромінювання зумовлюється електронами, швидкості яких перевищують фазову швидкість світла в заданому середовищі.

Механізм випромінювання Вавилова—Черенкова зводиться до виникнення навколо рухомої зарядженої частинки короткочасної поляризації речовини. Завдяки цьому молекули речовини на шляху руху зарядженої частинки стають короткочасними когерентними джерелами електромагнітних хвиль. Результатом інтерференції їх є випромінювання Вавилова—Черенкова. Проте це буває лише при надсвітловій швидкості зарядженої частинки; коли ж швидкість частинки  $v < \frac{c}{n}$ , елементарні хвилі взаємно компенсуються, і випромінювання не спостерігається. Розглянемо докладніше ці результати.

Нехай заряджена частинка переміщується зі швидкістю  $v < \frac{c}{n}$  уздовж осі  $Ox$  (рис. 94). Кожну точку її траєкторії, як було вже зазначено, можна вважати джерелом елементарного електромагнітного випромінювання. За методом зон Френеля розіб'ємо траєкторію частинки на рівні відрізки  $AB = BC = \dots$ , розміри яких  $l_{\alpha\lambda}$  з'ясуємо пізніше. Покажемо, що при  $v < \frac{c}{n}$  випромінювання будь-якої хвилі  $\lambda$  в довільному напрямі  $k$  буде взаємно скомпенсованим.

За час  $\Delta t = \frac{l_{\alpha\lambda}}{v}$ , за який частинка переміститься з  $A$  в  $B$ , фронт хвилі, випромінюваної точкою  $A$ , переміститься на відстань  $AE$  ( $AE > AB$ ):

$$AE = \frac{c}{n} \Delta t = \frac{c}{nv} l_{\alpha\lambda}$$

і займе положення  $EF$ . У цей момент фронт хвилі, випромінюваної точкою  $B$ , займатиме положення  $BD$ . Різниця ходів цих хвиль

$$AE - AD = \left( \frac{c}{nv} - \cos \alpha \right) l_{\alpha\lambda}. \quad (1)$$

Оскільки  $\left( \frac{c}{nv} - \cos \alpha \right) > 0$ , розмір  $l_{\alpha\lambda}$  можна взяти таким, щоб різниця ходів хвиль дорівнювала  $\frac{\lambda}{2}$  і вони взаємно скомпенсовувались. Нехай  $AE - AD = \frac{\lambda}{2}$ , тоді

$$l_{\alpha\lambda} = \frac{\frac{\lambda}{2}}{\frac{c}{nv} - \cos \alpha}. \quad (2)$$

Неважко помітити, що при такому значенні  $l_{\alpha\lambda}$  випромінювання усіх точок відрізка  $AB$  у напрямі  $k$  будуть скомпенсовані випромінюваннями відповідних точок відрізка  $BC$ .

Інакше буде, коли заряджена частинка переміщується зі швидкістю  $v > \frac{c}{n}$ ; тоді певні додатні значення  $l_{\alpha\lambda}$ , які задовольняють умову (2), існуватимуть лише при  $\alpha > \alpha_0$ , де  $\alpha_0$  визначається такою рівністю:

$$\cos \alpha_0 = \frac{c}{nv}.$$

При значеннях кутів  $\alpha < \alpha_0$  інтерференція хвиль зумовить випромінювання Вавилова—Черенкова. Остання нерівність указує на специфічну спрямованість цього випромінювання. Максимум його знайдемо за умови, коли різниця ходів хвиль (1) дорівнюватиме нулю:

$$\frac{c}{nv} - \cos \theta = 0.$$

Отже, максимум випромінювання існуватиме під кутом  $\theta$  до напрямку руху зарядженої частинки:

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}.$$

Графічне зображення хвильової поверхні випромінювання Вавилова—Черенкова і виродження її в точку при  $v = \frac{c}{n}$  показано на рис. 95, а. Якщо при  $v > \frac{c}{n}$  випромінювач у момент  $t = -t_3$  пере-

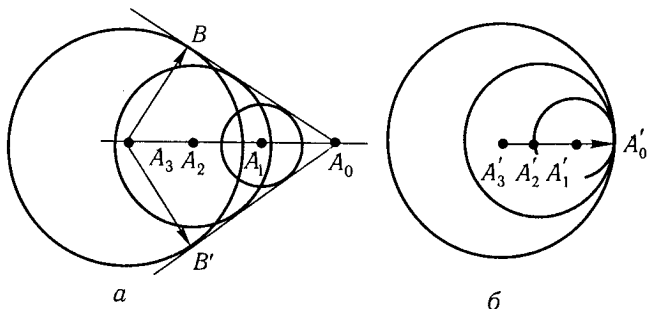


Рис. 95

бував у точці  $A_3$ , у момент  $t = -t_2$  — у точці  $A_2$ , у момент  $t = -t_1$  — у точці  $A_1$  і, нарешті, в момент спостереження  $t = 0$  — у точці  $A_0$ , то, як відомо, фронт кожної елементарної хвилі матиме вигляд відповідної сфери, а обвідна до них поверхня у вигляді конуса з вершиною в  $A_0$  буде хвильовою поверхнею випромінювання Вавилова—Черенкова. Напрями променів за принципом Гюйгенса визначаються радіусами-векторами, наприклад  $A_3B$  або  $A_3B'$ , проведеними з центра будь-якої хвилі в точку дотику з обвідною поверхнею.

Описану хвильову поверхню можна спостерігати в носовій частині корабля, коли його швидкість перевищує швидкість поширення хвиль на поверхні води; такою є ударна хвиля у повітрі під час руху надзвукового літака.

При  $v = \frac{c}{n}$  конусоподібна хвильова поверхня перетворюється на спільну точку  $A'_0$  (рис. 95, б). При ще менших швидкостях зарядженої частинки сфери повністю лежатимуть одна в одній і не матимуть спільної обвідної поверхні.

Підсумувавши викладене, зазначимо, що випромінювання Вавилова—Черенкова як якісно, так і кількісно пояснюється даними класичної електродинаміки. До цього висновку приводять також міркування з погляду квантової механіки, які вперше виклав російський фізик-теоретик В. Л. Гінзбург.

Випромінювання Вавилова—Черенкова знайшло важливі застосування у фізиці плазми, реєстрації швидких заряджених частинок, генерації радіохвиль тощо.

За відкриття і дослідження цього випромінювання П. О. Черенкову, І. Є Тамму та І. М. Франку в 1958 р. було присуджено Нобелівську премію.

## § 29. Методи здобуття спектрів та їх типи

Кожний природний промінь є сукупністю багатьох світлових хвиль різної довжини. При освітленні дифракційної ґратки складним світлом останнє розкладається за довжиною хвилі на складові, утворюючи дифракційні спектри. Таким чином, дифракційна ґратка стає основною частиною спектрального приладу. Її якість характеризують *роздільною здатністю*  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ , яка дорівнює добутку порядку спектра  $k$  на кількість щілин  $N$  у ґратці:

$$R = kN.$$

При заломленні світла існує залежність показника заломлення середовища від довжини хвилі. Завдяки цьому складне світло після проходження крізь призму з прозорого матеріалу розкладається у спектр. Тому для побудови спектральних приладів також використовують призму. Її якість характеризують *кутовою дисперсією*  $\frac{d\delta}{d\lambda}$ , яка залежить від заломного кута призми та її матеріалу.

Зіставляючи якості дифракційної ґратки і призми як основних складових спектральних приладів, слід зазначити, що спектральні прилади з дифракційною ґраткою мають більшу роздільну здатність; прилад з тією самою ґраткою придатний для дослідження спектра в різних частинах — видимій, ультрафіолетовій та інфрачервоній; проте такі прилади не дуже чутливі і їх не можна використовувати для слабких джерел світла. Спектральні прилади з призмою мають більшу чутливість, рівномірнішу дисперсію за частотою. Для дослідження у різних частинах спектра потрібні призми з різних матеріалів: для видимої — зі скла, ультрафіолетової — з кварцу, інфрачервоної — з кам'яної солі або флюориту.

На практиці найчастіше використовують спектрометри з призми. Такі прилади можуть бути досить портативними, хоча для здобуття чітких спектрів та поліпшення роздільної здатності будову їх трохи ускладнено. На рис. 96 зображено оптичну схему одного з найпростіших лабораторних спектрометрів М-3. У ньому світло за

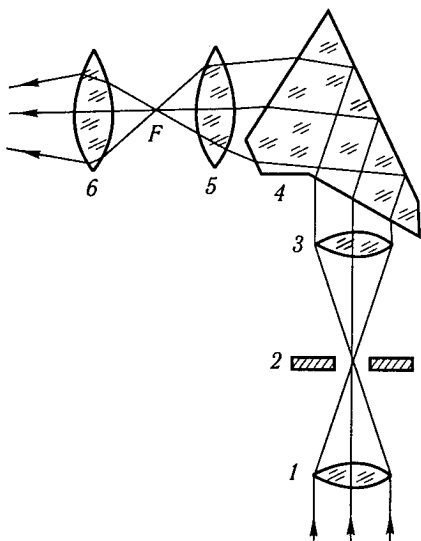


Рис. 96

допомогою освітлювальної лінзи 1 проєктується на вхідну щілину 2, розміщену у фокальній площині коліматорної лінзи 3; завдяки останній світло паралельним пучком падає на призму 4 і розкладається у спектр, який фокусується збиральною об'єктивною лінзою 5 у площині  $F$ .

У спектроскопах спектр розглядають крізь окуляр 6; для фіксації певних спектральних ліній в окулярі встановлюють відліковий покажчик, спектр у полі зору переміщують за допомогою спеціального вимірювального барабана. У спектрографах у площині  $F$  розміщують фотопластинку і спектр фотографують.

Сучасні спектрографи можуть сприймати та фотографічно реєструвати випромінювання в інтервалі довжин хвиль 100...1000 нм.

Слід зауважити, що для визначення довжин хвиль на фотознімку дифракційного спектра досить знати сталу ґратки і відстань від неї до фотопластинки. Для визначення ж довжин хвиль на спектрограмі призматичного спектрографа потрібно спочатку проградувати його шкалу за відомим спектром.

Якщо на щілину спектрографа спрямувати світло від Сонця або світло від розжарених до білого світіння твердих і рідких тіл, то спектр матиме вигляд різноколірної стрічки з неперервним переходом одного спектрального кольору в інший. Такий спектр називають *суцільним*, або *неперервним*. У ньому є всі довжини хвиль, що випромінюються джерелом. Якщо на щілину спектрографа за допомогою оптичної лінзи спроектувати світло від газорозрядних трубок, наповнених, наприклад, неонам, воднем або паром ртуті чи натрію, то утворюється спектр, що складається з окремих ліній, відмінних для різних елементів. Такі спектри називають *лінійчастими*.

При здобутті спектрів пари або газу за певних умов спостерігаються також спектри, які складаються з окремих смуг, розділених темними проміжками. Деякі з них мають дуже густу сукупність окремих ліній. Такі спектри називають *смугастими*.

Крім спектрів випромінювання здобувають ще спектри поглинання світла. Їх можна спостерігати тоді, коли на шляху пучка білого світла, що має суцільний спектр, помістити шар газоподібного

елемента або пари металу (наприклад, натрію), температура яких нижча від температури джерела світла, що дає суцільний спектр. Спектр такого типу відкрив німецький фізик Й. Фраунгофер, досліджуючи спектр Сонця. Неперервний спектр Сонця перетинається низкою темних ліній (їх називають *фраунгоферовими лініями*). Вони утворюються унаслідок поглинання деяких світлових хвиль у сонячній і земній атмосферах.

Важливе відкриття, що стосується спектрів поглинання, належить німецькому фізику Г. Р. Кірхгофу (1824—1887). Він довів, що будь-який елемент у газоподібному стані поглинає світло таких довжин хвиль, які він випромінює.

Дослідження спектрів випромінювання та спектрів поглинання є ефективним методом якісного і кількісного аналізу складу речовин.

### § 30. Класична теорія випромінювання

З погляду класичної електромагнітної теорії випромінювання світла зводиться до випромінювання електромагнітних хвиль системою електричних осциляторів (вібраторів), якими є атоми і молекули речовини.

Прикладом найпростішого осцилятора може бути атом гідрогену як система двох різнойменних електричних зарядів — позитивно зарядженого ядра й електрона. І хоч електрон в атомі обертається навколо ядра по коловій чи еліптичній орбіті, його рух еквівалентний двом гармонічним коливанням однакової частоти по двох взаємно перпендикулярних осях  $Ox$  та  $Oy$ . Так, для колової орбіти (рис. 97)

$$x = r \sin \varphi; y = r \cos \varphi, \quad (1)$$

де  $r$  — радіус орбіти електрона;  $\varphi = 2\pi\nu t$  — фазовий кут. Помноживши  $x$  і  $y$  на значення рухомого заряду, знайдемо відповідні значення змінних дипольних моментів атома:

$$p_x = er \sin 2\pi\nu t; p_y = er \cos 2\pi\nu t. \quad (2)$$

Завдяки цим змінам атом випромінюватиме дві плоскополяризовані світлові хвилі з частотою коливань, що дорівнює частоті обертання електрона на орбіті.

Оскільки система ізольованих атомів у вигляді розріджених одноатомних газів (наприклад, газів He, Ne або

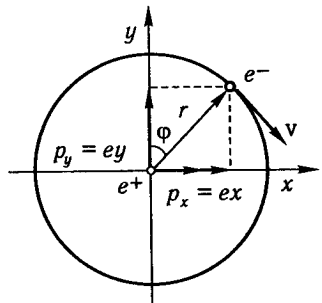


Рис. 97



парів металів Na, Hg) у збудженому стані випромінює лінійчастий спектр, тобто світлові хвилі цілком певних частот, є підстави розглядати атом як систему гармонічних осциляторів. Кожний осцилятор випромінює світлову хвилю з частотою коливань, що відповідає його власній частоті, а отже, створює лінію у спектрі. Якщо біле світло проходить крізь газ або пару, то осцилятори в різних атомах резонують і поглинають світло тих частот, які відповідають їхній власній частоті коливань. Так виникають лінії поглинання, що збігаються з лініями випромінювання. Якщо на атоми значно впливають сусідні частинки, що буває, наприклад, у газах при високих тисках, твердих тілах та рідинах, то їхні осцилятори зазнають неперервних збуджень. У цих умовах вони випромінюють нерегулярні імпульси замість гармонічних хвиль. Саме такі імпульси, які не мають певної частоти, створюють неперервний спектр.

Хоча класична електромагнітна теорія добре пояснювала загальну картину випромінювання і поглинання світла, виявилось й чимало труднощів. Нелегко було зрозуміти, чому деякі атоми випромінюють так багато ліній, коли вважати, що кожна лінія відповідає власній частоті осцилятора; чому, наприклад, молекула водню, яка складається з чотирьох частинок, випромінює спектр із кількох десятків ліній; чому у спектрі поглинання, як правило, виникають тільки деякі лінії з тих, що випромінюються; чому у спектрі випромінювання атомів деякі лінії з'являються тільки в іскровому розряді, але їх немає в дуговому, а інші виникають лише у спектрі тліючого газового розряду тощо. Ці питання теорії чітко не пояснювала.

Загалом уявлення про атом як систему гармонічних осциляторів були досить плідними і заклали основу для більш досконалої теорії випромінювання та поглинання світла, про яку йтиметься далі.

## § 31. Теплове випромінювання і його особливості. Закон Кірхгофа

Випромінювання світла є результатом збудження атомів або молекул тіла. Це збудження можна спричинити різними видами додаткової енергії: світлової (фотолюмінесценція); хімічної, що вивільняється в реакціях (наприклад, при окисненні фосфору — хемілюмінесценція); електричної тощо.

Випромінювання тіла, зумовлене збудженням атомів і молекул, яке здійснюється у процесі теплового руху їх, називається *тепловим випромінюванням*. Якщо у процесі теплового випромінювання енергія точно компенсується тією енергією, яку тіло дістає ззовні, то такий процес випромінювання називають *рівноважним*. Він відбувається при сталій температурі, тому його інакше називають *температурним випромінюванням*.

Інтенсивність температурного випромінювання і його спектральний склад залежать від температури, хімічного складу та фізичного стану тіла, особливо його поверхні. Ці залежності можна проілюструвати на таких прикладах. Якщо спостерігати за волоском розжарення електричної лампочки, то він починає світитися при температурі близько 800 К і має темно-червоний колір, а з підвищенням температури світіння стає дедалі яскравішим, збагачується більш короткими світловими хвилями і десь при температурі 2000 К випромінює майже біле світло.

Таке розширення спектра випромінювання від червоної до фіолетової частини з підвищенням температури добре спостерігається за допомогою спектроскопа. Крім білого світла, одночасно випромінюється невидиме інфрачервоне й ультрафіолетове проміння. Нагадаємо, що для його дослідження скляну оптику (лінзи та призми) замінюють кварцовою для ультрафіолетового проміння або з кам'яної солі — для інфрачервоного. Скло добре поглинає невидиме проміння, особливо ультрафіолетове, і тому його не пропускає. Ці частини спектра досліджують за дією їх на фотопластинки різного складу, люмінесцентні екрани, термопару або болометр.

Істотно різниться випромінювання непрозорих і прозорих тіл. Так, сталевий стрижень, нагрітий до температури 1000 К, дає в затемненій кімнаті досить яскраве вишнево-червоне світло, а прозорий стрижень із плавленого кварцу при тій самій температурі зовсім не світиться. Сталеві пластинки — одна з шорсткою та темною, а інша з дзеркальною поверхнею — при однаковій температурі світяться по-різному, причому перша має більшу інтенсивність випромінювання.

Характеристики температурного випромінювання тіл тісно пов'язані з їхніми властивостями поглинання світла та його відбиття. Усі ці властивості тіл з кількісного боку визначають такі величини.

*Повна випромінювальна здатність тіла  $E(T)$* , що дорівнює енергії, яку випромінює тіло при заданій температурі  $T$  з одиниці площі за одиницю часу хвилями всіх можливих частот ( $0 \leq \nu \leq \infty$ ). Виражається  $E(T)$  у ватах на квадратний метр ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ) і визначає поверхневу густину потужності випромінювання.

Досліди показують, що на хвилі різної частоти припадає різна кількість енергії випромінювання. Приблизний розподіл її на хвилі різних частот для чорного тіла показано на рис. 98. По-різному залежно від частоти світлових хвиль поглинається та відбивається світло різними тілами; зокрема, від цих властивостей

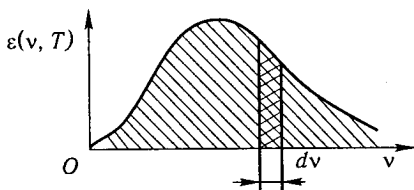


Рис. 98

залежить колір тіла. Зважаючи на це, вводяться спектральні характеристики тіл.

*Спектральна випромінювальна здатність тіла  $e(\nu, T)$*  чисельно дорівнює енергії, яку випромінює тіло при заданій температурі  $T$  з одиниці площі поверхні за одиницю часу в інтервалі частот від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  (на рис. 98 її зображено стовпчиком із хрестоподібним штрихуванням).

Між повною і спектральною випромінювальними здатностями тіла існує така залежність:

$$E(T) = \int_0^{\infty} e(\nu, T) d\nu. \quad (1)$$

$E(T)$  інакше називають *інтегральною випромінювальною здатністю* тіла. На рис. 98 її відображено площею всієї заштрихованої фігури.

*Спектральна поглинальна здатність тіла  $a(\nu, T)$*  — число, що показує, яку частину енергії падаючого світла в інтервалі частот від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  тіло поглинає при заданій температурі  $T$ . Поглинальна здатність — величина безрозмірна. Наприклад, для видимої частини спектра при звичайній температурі поглинальна здатність алюмінію дорівнює 0,1; міді — 0,5; води — 0,67.

*Спектральна відбивна здатність тіла  $r(\nu, T)$*  — число, що показує, яку частину енергії падаючого світла в інтервалі частот від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  тіло відбиває при заданій температурі  $T$ .

*Спектральна пропускна здатність тіла  $D(\nu, T)$*  — число, що показує, яку частину енергії падаючого світла в інтервалі частот від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  тіло пропускає при заданій температурі. Величина  $D$  характеризує прозорість тіла і залежить від його товщини; при достатній товщині практично всі тіла непрозорі.

Величини  $a$ ,  $r$ ,  $D$  інакше називають відповідно *коефіцієнтами поглинання, відбиття та пропускання* світла. Всі вони залежать не тільки від частоти світла і температури тіла, а й від його хімічного складу, форми та стану поверхні. Оскільки кожен із цих коефіцієнтів визначає ту чи іншу частину енергії падаючого світлового потоку (рис. 99), сума їх дорівнює одиниці:

$$a + r + D = 1. \quad (2)$$

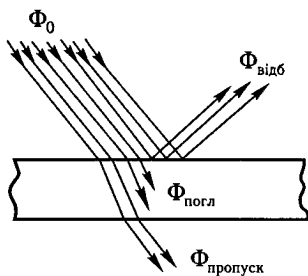


Рис. 99

Для формулювання закономірностей температурного випромінювання доцільно вибрати деякий стандартний випромінювач, з яким можна було б порівнювати випромінювання решти

тіл. Таким стандартним випромінювачем вибрано *абсолютно чорне тіло*, тобто тіло, яке поглинає всі промені ( $a = 1$ ), що падають на нього. І хоч у природі таких тіл немає (до них лише наближаються сажа і платинова чернь), однак модель абсолютно чорного тіла можна побудувати штучно. Нею може бути невеликий отвір у камері, закритій з усіх боків непрозорими стінками (рис. 100). Промінь, що потрапляє зовні в отвір, буде всередині камери зазнавати багаторазового відбиття та повного поглинання. Якщо внутрішні стінки камери нагріти до деякої температури, то отвір камери стане джерелом випромінювання, ідентичного до випромінювання абсолютно чорного тіла.

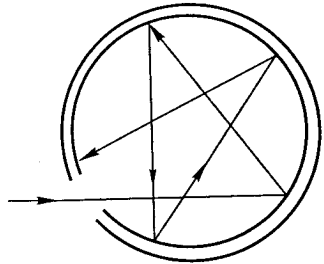


Рис. 100

Змінюючи ступінь нагрівання камери, можна дослідити залежність випромінювання абсолютно чорного тіла від температури. Для цього випромінювання з отвору спрямовують на чутливий термoelement або болометр і вимірюють сумарне, інтегральне випромінювання  $E(T)$ . Іноді спочатку розкладають це випромінювання за допомогою призми або дифракційної ґратки у спектр, а тоді вже знаходять спектральний розподіл енергії випромінювання.

Важливе значення для пояснення різних питань температурного випромінювання має закон Кірхгофа, відкритий ним у 1859 р. Закон стверджує, що *відношення випромінювальної здатності до поглинальної для всіх тіл при заданій температурі для заданої частоти однакове*:

$$\frac{e_1(\nu, T)}{a_1(\nu, T)} = \frac{e_2(\nu, T)}{a_2(\nu, T)} = \dots \quad (3)$$

До цього твердження можна дійти з суто термодинамічних міркувань. Уявімо ізольовану систему кількох тіл з різними температурами у вакуумі. В такій системі можуть відбуватися лише процеси випромінювання та поглинання. Через деякий час температури тіл у системі вирівнюються і настане термодинамічна рівновага. Це означатиме, що яку кількість енергії кожне тіло випромінюватиме за одиницю часу, таку саму кількість енергії воно й поглинатиме за той самий час. Отже, якщо два тіла мають різну поглинальну здатність, то такою самою мірою вони повинні мати різну випромінювальну здатність; інакше це призводило б до порушення теплової рівноваги та суперечило б другому закону термодинаміки.

Якщо ці тіла розглядати разом з абсолютно чорним тілом, для якого  $a(\nu, T) = 1$ , то закон Кірхгофа набирає такого вигляду:

$$\frac{e_i(\nu, T)}{a_i(\nu, T)} = \varepsilon(\nu, T), \quad (4)$$

тобто для всіх тіл при заданій температурі відношення випромінювальної здатності для будь-якої частоти до поглинальної здатності для тієї самої частоти є сталою величиною, яка дорівнює випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла при тій самій температурі та для тієї самої частоти.

Рівність (4) є виразом закону Кірхгофа в диференціальній формі. Закон справджується також для інтегральної випромінювальної і поглинальної здатностей:

$$\frac{E(T)}{A(T)} = \varepsilon(T). \quad (5)$$

Із закону Кірхгофа випливають такі наслідки:

1. Випромінювальна здатність будь-якого тіла за заданої температури менша від випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла за тієї самої температури. Справді, за рівністю (5) маємо  $E(T) = A(T)\varepsilon(T)$ , але  $A(T) < 1$ , тому  $E(T) < \varepsilon(T)$ . Це можна продемонструвати на такому досліді. Якщо на білий азбестовий диск нанести чорне кільце сажі, а після цього нагріти диск на електричній плитці в затемненій кімнаті, то зачорнені місця світлитимуться яскравіше.

2. Згідно з рівністю (4) тіло може випромінювати тільки такі частоти, які воно при заданій температурі може поглинати. Справді,  $e(\nu, T) = a(\nu, T)\varepsilon(\nu, T)$ , але якщо  $a(\nu, T) = 0$ , то й  $e(\nu, T) = 0$ . Проте не можна стверджувати протилежного, адже тіло може поглинати будь-які частоти, але не випромінювати їх. Так, при кімнатній температурі жодне тіло не випромінює видимого світла, хоча всі вони це світло поглинають.

3. За рівностями (4) та (5) можна визначити випромінювальну здатність будь-якого тіла, якщо відомо коефіцієнт поглинання, який знаходять експериментально, і випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, яку можна визначити експериментально або теоретично.

Зазначимо, що закон Кірхгофа стосується лише теплового випромінювання; для інших видів випромінювання він не справджується.

## § 32. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла

Вище йшлося про доцільність уведення стандартного випромінювача у вигляді абсолютно чорного тіла. Закон Кірхгофа показує, що для теорії теплового випромінювання різних тіл конче потрібно

знати функцію  $\varepsilon(\nu, T)$ , тобто випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла. Проте експериментальні й теоретичні дослідження випромінювання тіл привели спочатку до відкриття важливих законів теплового випромінювання абсолютно чорного тіла. До них належать закон Стефана—Больцмана та закон Віна.

У 1879 р. австрійський фізик Й. Стефан (1835—1893) дослідними вимірами, а пізніше (в 1884 р.) його співвітчизник Л. Больцман (1844—1906) методом термодинамічного аналізу знайшли залежність інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від температури. Вони довели, що сумарне випромінювання абсолютно чорного тіла пропорційне четвертому степеню його абсолютної температури:

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu = \sigma T^4, \quad (1)$$

де  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт / (м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>) — стала Стефана—Больцмана.

Зазначимо, що хоча закон Стефана—Больцмана справджується лише для абсолютно чорного тіла, проте його вираз можна внести в інтегральну форму закону Кірхгофа

$$\frac{E(T)}{A(T)} = \varepsilon(T) = \sigma T^4 \quad (2)$$

і полегшити визначення випромінювальної здатності будь-якого тіла. Для цього досить виміряти температуру тіла та знайти його коефіцієнт поглинання:

$$E(T) = A(t)\sigma T^4. \quad (3)$$

Закон Стефана—Больцмана стосується лише інтегрального випромінювання і тому не дає інформації про спектральний розподіл енергії випромінювання. У пошуках спектрального розподілу енергії випромінювання чорного тіла німецький фізик В. Він (1864—1928) із термодинамічних міркувань знайшов, що

$$\varepsilon(\nu, T) = c\nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (4)$$

де  $c$  — швидкість світла у вакуумі, а  $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$  — деяка функція частки від ділення частоти на абсолютну температуру, визначити яку термодинамічним методом неможливо.

З виразу (4) випливає, що максимум випромінювальної здатності (з умови  $\frac{d\varepsilon(\nu, T)}{d\nu} = 0$ ) припадає на деяку частоту випромінювання  $\nu_{\max}$ , яка пов'язана з абсолютною температурою співвідношенням

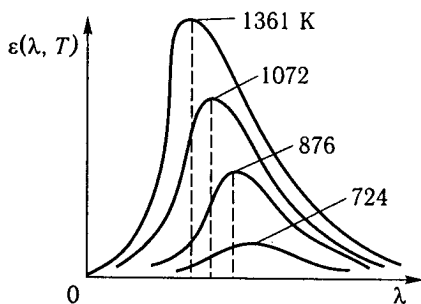


Рис. 101

Найчастіше закон Віна—Голіцина записують через довжину хвилі  $\lambda_{\max}$ , що відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, а саме:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (6)$$

де  $b = 0,002897 \text{ м} \cdot \text{К}$  — стала Віна.

За виразом (6) довжина хвилі, що відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності  $\epsilon(\nu, T)$  абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна його абсолютній температурі (рис. 101).

Посилаючись на закон зміщення Віна—Голіцина, можна пояснити, чому при нагріванні тіл у їхньому спектрі спочатку більш яскраво виділяється червона частина. Якщо у спектрі випромінювання тіла знайти  $\lambda_{\max}$  — довжину хвилі, на яку припадає максимум енергії випромінювання, то за законом зміщення можна визначити температуру тіла. На цьому ґрунтується вимірювання високих температур і температури віддалених тіл. Наприклад, знайдено, що у спектрі Сонця  $\lambda_{\max} = 0,55 \text{ мкм}$ , а отже, його температура  $T \approx 6000 \text{ К}$ . Так само знайдено температуру поверхні Полярної зірки (8200 К), зірки Сіріус (10 000 К) та ін.

**Приклад 1.** Дослідження спектра випромінювання Сонця показує, що максимум густини його випромінювання припадає на довжину хвилі  $\lambda = 500 \text{ нм}$ . Приймаючи Сонце за абсолютно чорне тіло, визначити: а) випромінювання Сонця; б) потік енергії, випромінюваний Сонцем; в) масу всього випромінювання за 1 с.

**Розв'язання.** а) Випромінювання  $R_e$  абсолютно чорного тіла визначається за формулою Стефана—Больцмана

$$R_e = \sigma T^4,$$

де  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  — стала Стефана—Больцмана. Температуру визначимо за законом Віна

$$\lambda_{\max} = b/T.$$

Після проведення обчислень знайдемо  $R_e = 64 \text{ МВт/м}^2$ .

б) Потік енергії  $\Phi$ , випромінюваний Сонцем, дорівнює добутку випромінювання Сонця на площу  $S$  його поверхні:

$$\Phi = 4\pi^2 R_e = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ Вт.}$$

в) Еквівалентну масу випромінювання Сонця знайдемо за еквівалентною теорією відносності

$$E = \Phi t = mc^2,$$

звідки

$$m = \Phi t / c^2 = 10^6 \text{ т.}$$

**Приклад 2.** Умовно можна прийняти, що Земля випромінює як сіре тіло, що має температуру  $T = 280 \text{ К}$ . Визначити коефіцієнт чорноти Землі, якщо випромінювання її поверхні  $R_e = 325 \text{ кДж/(м}^2 \cdot \text{год)}$ .

*Розв'язання.* Зрозуміло, що коефіцієнт чорноти Землі служить порівняльним значенням її випромінювальної здатності з такою самою властивістю абсолютно чорного тіла:

$$a_m = \frac{R}{\sigma T^4} = 0,26.$$

**Приклад 3.** Максимум спектральної густини випромінювання яскравої зірки Арктур припадає на довжину хвилі  $\lambda_{\text{max}} = 580 \text{ нм}$ . Приймаючи, що зірка випромінює як абсолютно чорне тіло, визначити температуру  $T$  її поверхні.

*Розв'язання.* При розв'язуванні задачі необхідно скористатися законом Віна—Голіцина, згідно з яким довжина хвилі, що відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна його абсолютній температурі:

$$\lambda_{\text{max}} = b/T,$$

де  $b = 0,002897 \text{ м} \cdot \text{К}$  – стала Віна.

Відповідно  $T = b/\lambda_{\text{max}} = 4,98 \text{ КК}$ .

### § 33. Розподіл енергії у спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Формула Планка

Наприкінці XIX ст. були проведені теоретичні пошуки функції  $\epsilon(\nu, T)$ . У 1887 р. російський вчений В. О. Міхельсон (1860—1927) застосував методи статистичної фізики до множини елементарних випромінювачів, якою уявлялося розжарене тіло, і вивів формулу для визначення  $\epsilon(\nu, T)$ . Проте вона лише наближено відображала дослідну криву випромінювання. У 1893 р. він підтвердив цю формулу методом екстраполяції, але вона збігалася з дослідними даними лише в області коротких хвиль. Спираючись на закони класичної електродинаміки і закон рівномірного розподілу енергії за ступенями вільності, англійський фізик Дж. У. Релей (1842—1919) вивів формулу

$$\epsilon(\lambda, T) = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} \quad (1)$$

стосовно одиничного інтервалу довжин хвиль.



В інтервалі довжин хвиль від  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , або в інтервалі частот від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ , формула Релея має вигляд

$$\varepsilon(\lambda, T) d\lambda = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} d\lambda = \frac{2\pi \nu^2 k T}{c^2} d\nu, \quad (2)$$

де  $c$  — швидкість світла у вакуумі;  $k$  — стала Больцмана.

Формула Релея давала правильні значення для  $\varepsilon(\lambda, T)$  в області великих довжин хвиль, але призводила до абсурдного результату при обчисленні інтегральної випромінювальної здатності (виходило, що  $\varepsilon(T) = \infty$ ) та давала значні відхилення від досліду в області коротких хвиль. Усі ці труднощі (в науці їх образно називали «ультрафіолетовою катастрофою»), а також труднощі у поясненні закономірностей в лінійчастих спектрах свідчили про те, що класична електромагнітна теорія випромінювання є дуже наближеною і потребує докорінного перегляду.

У 1900 р. німецький фізик М. Планк висунув гіпотезу, що енергія атомного осцилятора може набувати лише певних дискретних значень, а тому його випромінювання має відбуватися не неперервно, а дискретно, тобто окремими порціями, квантами. Енергія кванта має бути пропорційна частоті:

$$w = h\nu,$$

де  $h$  — стала Планка. З цих припущень М. Планку вдалося вивести для визначення  $\varepsilon(\nu, T)$  формулу, яка добре узгоджується з дослідними даними.

Для виведення формули Планка уявімо у твердому тілі, нагрітому до температури  $T$ , замкнену порожнину. Стінки цієї порожнини випромінюватимуть, відбиватимуть та поглинатимуть електромагнітні хвилі й у ній настане певне рівноважне випромінювання. Припустимо, що при випромінюванні та поглинанні енергія атомів стінок змінюється стрибкоподібно:

$$E_2 - E_1 = h\nu. \quad (3)$$

Тоді атоми, що мають енергію  $E_2$  ( $E_2 > E_1$ ), називатимемо *збудженими*.

Виділимо на стінці деяку ділянку, яка бере участь у рівноважно-му випромінюванні, і застосуємо до нього закон Больцмана розподілу за енергіями атома (див. § 94). Згідно з цим законом кількість атомів, що мають енергію  $E_1$  та  $E_2$ , відповідно становить

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{E_1}{kT}}; \quad N_2 = N_0 e^{-\frac{E_2}{kT}},$$

звідки

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{\frac{h\nu}{kT}}. \quad (4)$$

У стані рівноважного випромінювання кількість атомів, що випромінюють енергію за певний проміжок часу, дорівнює кількості атомів, які поглинають енергію за цей самий час. Обчислимо кількість обох актів за одиницю часу окремо.

Розглянемо збуджені атоми  $N_2$ . Їх перехід на нижчий енергетичний рівень, що супроводиться випромінюванням фотонів, може бути самовільним (спонтанним) або під впливом падаючих електромагнітних хвиль. Для роз'яснення останнього згадаймо, що відповідно до законів електродинаміки електромагнітна хвиля, яка падає на коливальний диполь, залежно від співвідношення фаз їхніх коливань може як підсилювати, так і гальмувати коливання диполя. Іншими словами, падаюче проміння може змушувати атом не тільки поглинати, а й випромінювати відповідні кванти енергії. Саме випадки гальмування коливань під дією падаючої хвилі відповідають переходам атомів з вищого енергетичного рівня  $E_2$  на нижчий  $E_1$  та випромінюванню фотонів.

Кількість спонтанних випромінювань збуджених атомів за одиницю часу, очевидно, пропорційна числу атомів  $N_2$  і дорівнює  $AN_2$ , де  $A$  — коефіцієнт пропорційності.

Кількість актів випромінювання збуджених атомів, зумовлених падаючими хвилями, пропорційна також кількості збуджених атомів  $N_2$  та густині енергії  $w(v, T)$  падаючого проміння. Оскільки  $w(v, T)$  пропорційна  $\varepsilon(v, T)$ , кількість змущених випромінювань буде  $B_{2,1}N_2 \varepsilon(v, T)$ , де  $B_{2,1}$  — відповідний коефіцієнт імовірності переходу атомів з вищого енергетичного рівня  $E_2$  на нижчий рівень  $E_1$ .

Число всіх випромінювань збуджених атомів, а отже, кількість фотонів, що випромінюються за одиницю часу,

$$AN_2 + B_{2,1}N_2 \varepsilon(v, T). \quad (5)$$

Кількість актів поглинання фотонів атомами  $N_1$ , завдяки чому вони переходитимуть на вищий енергетичний рівень (для тієї самої ділянки стінки за одиницю часу), пропорційна кількості атомів і густині енергії падаючого проміння. Отже, кількість цих актів

$$B_{1,2}N_1 \varepsilon(v, T), \quad (6)$$

де  $B_{1,2}$  — відповідний коефіцієнт імовірності переходу атомів з рівня  $E_1$  на рівень  $E_2$ .

Прирівнявши вирази (5) та (6) для рівноважного випромінювання, дістанемо

$$AN_2 + B_{2,1}N_2 \varepsilon(v, T) = B_{1,2}N_1 \varepsilon(v, T). \quad (7)$$

Розв'язавши це рівняння відносно  $\varepsilon(v, T)$  та взявши до уваги рівність (4), матимемо

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{\frac{B_{1,2} N_1}{B_{2,1} N_2} - 1} = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{\frac{B_{1,2} e^{\frac{h\nu}{kT}}}{B_{2,1}} - 1}. \quad (8)$$

Коефіцієнти  $A$ ,  $B_{1,2}$  і  $B_{2,1}$  можна визначити з граничних умов, а саме:

1. При нескінченно високій температурі, коли  $T \rightarrow \infty$ ,  $e^{\frac{h\nu}{kT}} \rightarrow 1$ , формула (8) набирає вигляду

$$\varepsilon(\nu, \infty) = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{\frac{B_{1,2}}{B_{2,1}} - 1}. \quad (9)$$

З іншого боку, коли  $T \rightarrow \infty$ ,  $\varepsilon(\nu, T) \rightarrow \infty$ . З останнього випливає, що знаменник у виразі (9) прямує до нуля, а отже,  $\frac{B_{1,2}}{B_{2,1}} = 1$ . Підставивши цей вираз у формулу (8), дістанемо

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{\frac{A}{B_{2,1}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (10)$$

2. Для довгих хвиль енергія кванта випромінювання дуже мала порівняно з енергією теплового руху ( $h\nu \ll kT$ ); тому в розвиненні функції  $e^{\frac{h\nu}{kT}}$  в ряд можна обмежитися двома першими членами:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots \approx 1 + \frac{h\nu}{kT};$$

отже, формулу (10) можна записати в такому вигляді:

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{A}{B_{2,1}} \frac{kT}{h\nu}. \quad (11)$$

Оскільки для дуже довгих хвиль енергія квантів надто мала, на ту енергію, що випромінюється з одиниці площі за одиницю часу, припадає таке велике число квантів, що процес випромінювання практично можна вважати неперервним. Саме тому для них справджується класична формула Релея (1). Прирівнявши вирази (11) і (2), матимемо

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{A}{B_{2,1}} \frac{kT}{h\nu} = \frac{2\pi\nu^2 kT}{c^2},$$

звідки

$$\frac{A}{B_{2,1}} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}.$$

Якщо підставити це значення коефіцієнтів у вираз (10), то дістанемо формулу Планка в одиничному інтервалі частот

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}; \quad (12)$$

в інтервалі частот від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  її записують так:

$$\varepsilon(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1} d\nu, \quad (13)$$

де  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с — стала Планка;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — стала Больцмана.

Формулу Планка інакше називають *законом розподілу спектральної потужності* рівноважного випромінювання з одиниці поверхні абсолютно чорного тіла в тілесний кут  $2\pi$  залежно від температури  $T$ . Вона добре узгоджується з дослідними даними. З неї, як наслідки, випливають закони Стефана — Больцмана та Віна.

Справді, обчислимо повну енергію випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі  $T$ . Для цього проінтегруємо вираз  $\varepsilon(\nu, T)$  за частотою від 0 до  $\infty$ :

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1} d\nu.$$

Ввівши заміни

$$\frac{h\nu}{kT} = x; \nu = \frac{kT}{h} x, d\nu = \frac{kT}{h} dx,$$

дістанемо

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^2} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \quad (14)$$

де останній інтеграл дорівнює  $\frac{\pi^4}{15}$ . Вираз (14) показує, що повна енергія випромінювання пропорційна четвертому степеню абсолютної температури тіла.

Закон Віна дістають при розв'язуванні задачі на знаходження максимуму функції  $\varepsilon(\nu, T)$ . Для цього потрібно першу похідну  $\varepsilon(\nu, T)$  по  $\nu$  прирівняти до нуля і з останньої рівності знайти  $\nu_{\max}$ .

Формула Планка дає змогу обчислити, який відсоток випромінюваної енергії припадає на заданий інтервал частот. Можна довести, що навіть при дуже високих температурах у земних умовах на видиме світло припадає лише 3...5 % енергії випромінювання; ще менше її припадає на частку ультрафіолетового проміння. Основна частина енергії випромінювання припадає на інфрачервоне проміння. З цього погляду електричні лампи розжарення – це більш теплові, ніж освітлювальні прилади. Зазначимо, що в люмінесцентних лампах на частку видимого світла припадає 10...12 % усієї споживаної енергії.

Гіпотеза Планка про квантовий характер випромінювання виявилася плідною також в інших розділах фізики. У 1905 р. фізик-теоретик А. Ейнштейн на основі цієї гіпотези створив квантову теорію фотоефекту, а в 1913 р. датський фізик Н. Бор (1885–1962) розробив квантову теорію будови атома.

### § 34. Фотоелектричний ефект. Дослідження О. Г. Столетова

Одним із найважливіших проявів взаємодії світла з речовиною, що розкриває фотонну природу світла, а також має велике практичне значення, є *фотоелектричний ефект*. Він є результатом взаємодії фотонів світла з електронами речовини. Зокрема, в конденсованих системах (твердих тілах, рідинах) фотони спричиняють або вилітання електронів за межі тіл (*зовнішній фотоелектричний ефект*), або перехід електронів з однієї енергетичної зони в іншу (*внутрішній фотоелектричний ефект*); у газах фотоелектричний ефект зводиться до іонізації атомів і молекул під дією світла. Існує також *ядерний фотоелектричний ефект* — вивільнення складових ядра (нуклонів) під дією жорсткого  $\gamma$ -проміння.

Явище фотоелектричного ефекту відкрив німецький фізик Г. Р. Герц у 1883 р. Він помітив, що електричний розряд між двома різнойменно зарядженими цинковими кульками дуже полегшується, якщо їх освітити ультрафіолетовим світлом. Однак фотоелектричний ефект як самостійне явище у 1888—1890 рр. вивчив російський фізик О. Г. Столетов (1839—1896).

Уже в перших дослідах із зарядженими металевими пластинками він виявив, що під впливом падаючого світла, переважно ультрафіолетового, тіло втрачає заряд, але тільки тоді, коли воно заряджене негативно; позитивний заряд тіла під дією світла не зменшується.

Пізніше О. Г. Столетов з метою усунення сторонніх впливів досліджувану пластинку розміщував у вакуумній камері (рис. 102), де вона була катодом  $K$ ; для анода вводив пластинку  $A$ . Катод освітлювався крізь кварцове віконце  $B$ .

Досліди, проведені з різними металевими пластинками, пока-

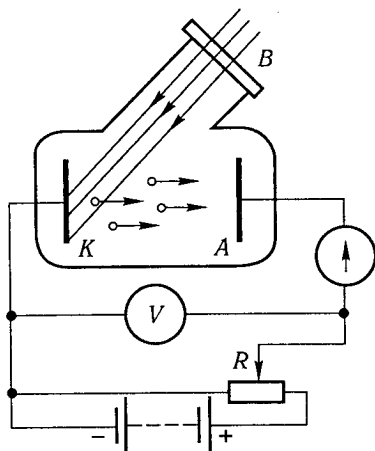


Рис. 102

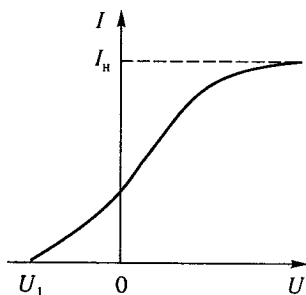


Рис. 103

лише збільшенням інтенсивності світла, що падало на катод.

Струм насичення можна виразити через заряд електрона  $e$  та кількість електронів  $n$ , що вивільняються з катода за одиницю часу:

$$I_n = en. \quad (1)$$

Таким чином, за струмом насичення можна було робити висновки про кількість електронів, які вивільняються з катода за одиницю часу, і про залежність їх числа від інтенсивності падаючого світлового потоку.

Досліди з чутливим гальванометром показали, що потік електронів від освітленого катода досягає анода і без прискорювальної напруги між ними. Щоб звести фотострум до нуля, довелося прикласти до електродів у приладі О. Г. Столетова деяку гальмівну напругу  $U_1$ . Очевидно, електрони, що вивільнялися з катода під дією світла, діставали певну швидкість, яку можна було визначити за значенням гальмівної напруги  $U_1$ , а саме:

$$\frac{mv^2}{2} = eU_1; \quad v = \sqrt{2\frac{e}{m}U_1}, \quad (2)$$

де  $e$  та  $m$  — відповідно заряд і маса електрона.

Дослідження О. Г. Столетова та інших учених привели до виявлення таких закономірностей фотоелектру:

1. Явище фотоелектру безінерційне, тобто з припиненням освітлення поверхні воно зразу ж припиняється; дослідження показали, що час між паданням світла і виходом електронів з металу не перевищує  $10^{-8}$  с.

2. Кількість електронів, які вивільняються світлом за 1 с (або фотострум насичення), прямо пропорційна світловому потоку, що падає на досліджуване тіло.

3. Швидкість вилітаючих фотоелектронів тіла тим більша, чим більша частота падаючого світла незалежно від його інтенсивності.

4. Незалежно від інтенсивності світла фотоелектр починається тільки при певній для заданого металу мінімальній частоті світла; цю частоту називають «червоною межею» фотоелектру.

Вивільнення електронів з металів під дією світла можна було пояснити дією електричного або магнітного поля. І цей факт наче підтверджував хвильову електромагнітну природу світла. Проте закономірності фотоэффекту неможливо було погодити з основними положеннями хвильової теорії світла. Важко було пояснити безінерційність фотоэффекту, оскільки з падаючого хвильового потоку електрон через дуже малі розміри має сприймати дуже незначну енергію та накопичувати її тривалий час, доки вона стане достатньою для подолання зв'язків електрона з атомами. Розрахунки показують, що навіть при значній інтенсивності світла вихід електрона мав би наставати лише через кілька днів.

З погляду хвильової теорії світла неможливо було пояснити незалежність швидкості вилітаючих електронів від інтенсивності світла, оскільки коли на тіло падає світлова електромагнітна хвиля, вона має приводити електрони у змушені коливання, амплітуда яких пропорційна амплітуді світлової хвилі. Проте амплітуда світлової хвилі визначає інтенсивність світла. Тому енергія змушених коливань електронів, вихід їх із тіла і швидкість мали б залежати від інтенсивності світла. Насправді такої залежності немає.

### § 35. Рівняння Ейнштейна

Чітке пояснення фотоэффекту дав фізик-теоретик А. Ейнштейн у 1905 р. на основі припущення, що світло є потоком матеріальних частинок — фотонів, енергія яких

$$w' = h\nu.$$

Зазначимо, що на відміну від М. Планка, який вважав, що системи атомів і молекул мають властивість випромінювати енергію тільки квантами, а самі можуть мати будь-яку енергію та поглинати її в будь-якій кількості неперервно, А. Ейнштейн пішов далі, зробивши припущення, що світло поглинається такими самими порціями, якими воно випромінюється. Таким чином, за теорією Ейнштейна падаючий світловий потік визначається кількістю фотонів, які падають на поверхню тіла за одиницю часу; при цьому кожний фотон може взаємодіяти тільки з одним електроном.

З теорії Ейнштейна безпосередньо випливають закономірності фотоэффекту. Безінерційність підтверджує, що електрони сприймають світлову енергію окремими порціями, завдяки чому виходять за межі металу. Чим більший світловий потік, тим більша кількість фотонів у ньому і при тій самій імовірності захоплення фотонів за 1 с буде вивільнятися більша кількість електронів. Зазначимо, що енергія переважної більшості падаючих фотонів розсіюється у тілі, перетворюється на внутрішню, і тільки близько 1% фотонів спри-



чиняють вихід електронів; глибина активного у фотоелектричному відношенні шару на поверхні металу не перевищує сотні атомних діаметрів, тобто порядку  $10^{-6}$  см.

Застосувавши до взаємодії фотона з електроном закон збереження енергії, А. Ейнштейн вивів рівняння фотоелектричного ефекту

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (1)$$

де  $h\nu$  — енергія фотона;  $A$  — робота виходу електрона з освітлюваного тіла;  $\frac{mv^2}{2}$  — кінетична енергія, надана електрону.

З рівняння Ейнштейна випливає, що швидкість вилітаючих фотоелектронів буде тим більшою, чим більша частота падаючого світла, причому вона не залежить від інтенсивності світла, бо ні  $A$ , ні  $h$  не залежать від неї. Цей висновок цілком узгоджується з результатами дослідів.

З рівняння (1) також випливає, що зовнішній фотоелектричний ефект можливий при частоті світла  $\nu \geq \frac{A}{h}$ . Це означає, що для кожного тіла має існувати певна «червона межа» фотоелектричного ефекту  $\nu_0$ , яка задовольняє умову

$$h\nu_0 = A. \quad (2)$$

За «червоною межею», як свідчили досліди, та умовою (2) було знайдено значення роботи виходу електронів з різних металів. Ці значення збіглися із значеннями, знайденими при вивченні явища термоелектронної емісії в тих самих металах. Було знайдено, що робота виходу електрона з платини становить 5,3 еВ, з цинку — 4,2 еВ, цезію — 1,9 еВ і т. д.

Закони фотоелектричного ефекту і рівняння Ейнштейна неодноразово перевірялися різними вченими. Найточнішу експериментальну перевірку рівняння фотоелектричного ефекту провели в 1928 р. російські фізики П. І. Лукірський (1894—1954) та С. С. Прилежаєв. На відміну від попередніх експериментаторів, які подібно до О. Г. Столетова користу-

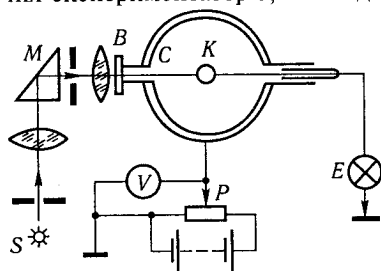


Рис. 104

валися плоским конденсатором, для дослідження фотоелектричного ефекту вони використали сферичний конденсатор. Зовнішнім електродом у ньому була посріблена внутрішня поверхня скляної кулі  $C$  (рис. 104), внутрішнім — кулька з досліджуваного металу  $K$ ; остання освітлювалася крізь кварцове віконце  $B$  світлом певної довжини хвилі, яке діставали від

ртутної дуги із наступним розкладанням у лінійчастий спектр за допомогою монохроматора  $M$ . Кулька  $K$  з'єднувалася з квадрантним електрометром  $E$ ; всередині конденсатора створювався високий вакуум. Напруга між електродами  $C$  і  $K$  конденсатора змінювалася потенціометром  $P$ .

Перевагою методу сферичного конденсатора є його висока чутливість. Оскільки електрод  $C$  повністю охоплює кульку  $K$ , всі електрони, що вириваються з неї, досягають електрода  $C$  без прискорювальної напруги; це дає змогу дуже точно визначити гальмівну напругу  $U_1$  (див. рис. 103).

Досліди П. І. Лукірьського та С. С. Прилежаєва підтвердили вірогідність законів фотоефекту і рівняння Ейнштейна.

**Приклад 1.** На поверхню цинку падає проміння з довжиною хвилі  $\lambda = 2,47$  нм. Визначити максимальну швидкість фотоелектронів, що вириваються з металу (робота виходу електрона з цинку  $A = 4,2$  еВ).

*Розв'язання.* Скористаємось рівнянням Ейнштейна

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

Щоб розв'язати це рівняння, треба з'ясувати, яку масу електрона слід урахувати — спокою чи релятивістську. Про це можна дізнатися, порівнявши енергію фотона з енергією спокою електрона: якщо перша значно менша від другої, то доцільно скористатися масою спокою, а якщо енергія фотона порівнянна і більша за енергію спокою електрона, то — релятивістською масою електрона, тобто релятивістським виразом кінетичної енергії

$$T = E_0 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right),$$

де  $E_0 = m_0c^2 = 0,51$  МеВ — енергія спокою електрона;  $\beta = \frac{v}{c}$ .

Обчислимо енергію фотона

$$\omega = h \frac{c}{\lambda}; \quad \omega = 80,4 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} = 0,502 \text{ МеВ}; \quad 0,502 \text{ МеВ} \approx 0,51 \text{ МеВ}.$$

Отже, треба користуватися релятивістським виразом кінетичної енергії електрона; роботою виходу електрона, як дуже малою порівняно з енергією фотона, можна знехтувати. Підставивши замість значення кінетичної енергії електрона значення енергії фотона, знайдемо

$$\beta = \sqrt{T(2E_0 + T)} / (E_0 + T); \quad \beta = 0,76.$$

Шукана максимальна швидкість фотоелектронів становитиме:

$$v_{\max} = \beta c; \quad v_{\max} = 228 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

**Приклад 2.** Електрон, початковою швидкістю якого можна знехтувати, пройшов прискорювальну напругу  $U$ . Знайти довжину хвилі де Бройля для двох випадків: 1)  $U_1 = 51$  В; 2)  $U_2 = 510$  кВ.

*Розв'язання.* Довжина хвилі де Бройля частинки залежить від імпульсу  $p$  і визначається виразом

$$\lambda = h/p.$$

Імпульс частинки можна знайти, якщо відомо її кінетичну енергію  $T$ . Зв'язок імпульсу з кінетичною енергією для нерелятивістського ( $T \ll E$ ) та релятивістського ( $T \approx E_0$ ) випадків відповідно виражається формулами:

а) для першого випадку  $T = \frac{p^2}{2m_0}$ ,  $p = \sqrt{2m_0T}$ , а отже,

$$\lambda_1 = \frac{h}{\sqrt{2m_0T}}, \quad (3)$$

де  $T = eU_1$ . Підставивши сюди числові значення величин, дістанемо

$$\lambda_1 = 172 \text{ нм};$$

б) у випадку релятивістського імпульсу

$$mc^2 - E_0 = T,$$

звідки

$$m = \frac{T + E_0}{c^2}.$$

Вводячи у формулу (3) релятивістську масу, знаходимо

$$\lambda_2 = \frac{h}{1/c \sqrt{2T(T + E_0)}} = 1,4 \text{ нм}.$$

**Приклад 3.** Визначити максимальну швидкість  $v_{\max}$  фотоелектронів, що вивірюються із поверхні срібла: 1) ультрафіолетовим промінням із довжиною хвилі  $\lambda_1 = 0,155 \text{ нм}$ ; 2)  $\gamma$ -промінням із довжиною хвилі  $\lambda_2 = 2,47 \text{ нм}$ .

**Розв'язання.** Максимальна швидкість фотоелектрона визначається із рівняння Ейнштейна для фотоелекту

$$E = A + T_{\max},$$

де  $E$  – енергія фотона;  $A$  – робота виходу електрона з речовини;  $T_{\max}$  – кінетична енергія фотоелектрона.

З аналізу рівняння фотоелекту випливає, що для його застосування необхідно з'ясувати, якої форми набиратиме вираз кінетичної енергії фотоелектрона: класичної

$$T = m_0 v_2^2 / 2 \quad (4)$$

чи релятивістської

$$T = (m - m_0)c^2. \quad (5)$$

Якщо енергія фотона значно менша від енергії спокою  $E_0$  електрона, то можна скористатися виразом (4); якщо ж вона одного порядку із  $E_0$ , то обчислення призведуть до грубої похибки.

За першою умовою енергія падаючого фотона

$$E_1 = h \frac{c}{\lambda_1} = 8 \text{ еВ}; \quad E_0 = 0,502 \text{ МеВ}; \quad E_1 < E_0.$$

Отже, скориставшись виразом (4) і табличним значенням  $A$ , знайдемо

$$v_{\max} = 1,08 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

За другою умовою енергія падаючого фотона

$$E_2 = h \frac{c}{\lambda_2} = 0,502 \text{ МеВ}, \quad A = 4,7 \text{ еВ}.$$

Якщо  $A \ll E_2$ , то, нехтуючи роботою виходу електрона, скористаємося релятивістським виразом для визначення кінетичної енергії фотоелектрона

$$E_2 = T = E_0 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right),$$

де  $E_0 = m_0 c^2$ .

З останньої рівності знаходимо  $\beta = 0,755$ . Отже,  $v_{\max} = \beta c = 266 \cdot 10^6$  м/с.

**Приклад 4.** Обчислити «червону межу»  $\lambda_0$  фотоефекту для цезію, якщо при опроміненні його фіолетовим світлом з  $\lambda = 400$  нм максимальна швидкість фотоелектронів дорівнює  $0,65 \cdot 10^6$  м/с.

**Розв'язання.** При освітленні світлом з довжиною хвилі  $\lambda_0$ , очевидно, швидкість і кінетична енергія фотоелектронів дорівнюють нулю. Тому рівняння Ейнштейна набирає вигляду

$$E = A, \text{ або } hc/\lambda_0 = A,$$

звідки

$$\lambda_0 = hc/A. \quad (6)$$

Роботу виходу для цезію визначимо за допомогою рівняння Ейнштейна

$$A = E - T = \frac{hc}{\lambda} - \frac{mv^2}{2}.$$

Підставивши сюди числові значення величин й обчисливши  $A$ , дістанемо  $A = 3,05 \cdot 10^{-19}$  Дж.

«Червону межу»  $\lambda_0$  фотоефекту для цезію знайдемо, підставивши значення  $A, h, c$  у формулу (1). Тоді  $\lambda_0 = 640$  нм.

**Приклад 5.** Унаслідок ефекту Комптона фотон при співударі з електроном був розсіяний на кут  $90^\circ$ . Енергія  $\epsilon'$  розсіяного фотона дорівнює  $0,4$  МеВ. Визначити енергію  $\epsilon$  фотона до розсіяння.

**Розв'язання.** Застосовуючи до співудару фотона з електроном закон збереження імпульсу та закон збереження енергії, можна дістати вираз, що визначає співвідношення між енергією фотона  $\epsilon$  до удару і  $\epsilon'$  після удару з електроном:

$$\epsilon' = \frac{\epsilon}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}.$$

Підставивши сюди числові значення величин, дістанемо  $\epsilon = 1,85$  МеВ.

**Приклад 6.** Яка частина енергії фотона при ефекті Комптона припадає на електрон віддачі, якщо фотон зазнав розсіяння на кут  $\theta = 180^\circ$ ? Енергія  $\epsilon$  фотона до розсіяння дорівнює  $0,25$  МеВ.

**Розв'язання.** Зобразимо графічно вектори імпульсу розсіяння фотона (рис. 105). Для визначення зміни імпульсу фотона при ефекті Комптона знайдемо векторну різницю імпульсів (сполучимо кінці векторів і спрямуємо вектори різниці в бік зменшуваного вектора імпульсу (див. вектор, позначений на рисунку штриховою лінією)).

Отже, частка зміни імпульсу фотона, зумовлена ефектом Комптона,  $\Delta p = 2p$ ; така сама частка енергії фотона, що припадає на електрон ( $\Delta \epsilon = 0,5$  МеВ).

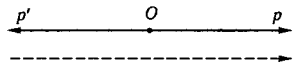


Рис. 105

## § 36. Фотоелементи

Прилади, в яких фотоелемент використовується для перетворення світлової енергії на електричну, називають *фотоелементами*.

Відповідно до різних видів фотоелементу створено різні види фотоелементів, а саме: фотоелементи з зовнішнім фотоелементом (вакуумні та газонаповнені), фоторезистори — фотоелементи з внутрішнім фотоелементом, вентильні фотоелементи.

Розглянемо коротко принципи дії і будову різних фотоелементів та їх застосування.

*Фотоелементи з зовнішнім фотоелементом* (рис. 106) складаються із скляного балона 1, з якого викачано повітря. Катодом у ньому є частина внутрішньої поверхні 2 балона, вкрита світлочутливим шаром (здебільшого з оксидів лужних металів Cs, Rb, K, Na); катод освітлюється крізь прозору частину балона 1. Анодом є напівсферична металева ложечка 3, розміщена в центрі балона. Катод й анод з'єднано з двома штирками 4, за допомогою яких фотоелемент умикається в електричне коло. Щоб збільшити фотострум унаслідок іонізації газу, фотоелементи наповнюють інертним газом. На рис. 106 показано зразки сучасних фотоелементів та їх маркування: СЦВ-4 (стибійово-цезієвий вакуумний) і ЦГ-3 (цезієвий газонаповнений). При робочій напрузі 240 В чутливість вакуумного фотоелемента становить  $8 \cdot 10^{-5}$  А/лм.

Фотоелементи з зовнішнім фотоелементом застосовуються у звуковому кіно, різних схемах автоматики та телемеханіки, телебаченні. Проте незначний фотострум таких фотоелементів (навіть при яскравому освітленні фотострум насичення дорівнює  $10^{-6}$  А) потребує підсилення. Дуже ефективним підсилювачем фотоструму є фотопомножувач Кубецького, в якому використано явище вторинної електронної емісії на серії послідовно розміщених електродів-емітерів (рис. 107).

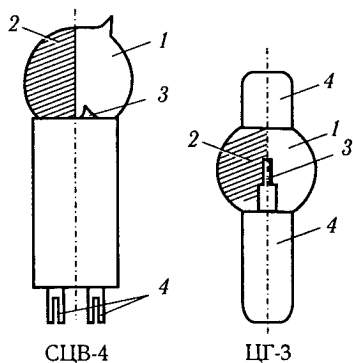


Рис. 106

Кожний електрон, що вибивається світлом з катода  $K$ , прискорюється і при потраплянні на перший емітер вибиває з нього кілька електронів. Ці електрони знову прискорюються і, потрапляючи на наступний емітер, збільшують загальний потік електронів і т. д. З анода  $A$  знімається уже підсилений струм

$$I = i_0 \sigma^n, \quad (1)$$

де  $i_0$  — фотострум на першому емітері;  $n$  — кількість емітерів;  $\sigma^n$  — коефіцієнт підсилення.

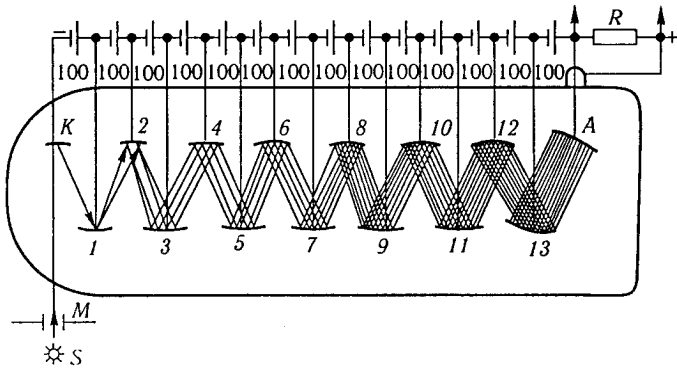


Рис. 107

**Фоторезистори** — прилади, дія яких ґрунтується на зміні опору напівпровідника під дією світла. У цьому разі електрони не звільняються з речовини, а лише переходять із заповненої зони в зону провідності, збільшуючи електропровідність напівпровідника. Електропровідність, що виникає під дією світла, називається фотопровідністю. Однак не будь-яке світло може спричинити фотопровідність, а лише те, енергія фотонів якого не менша від  $\omega_0$ ; під  $\omega_0$  розуміють енергію активації, або ширину забороненої зони.

Виготовляють фоторезистори або з чистих напівпровідників, або з напівпровідників з домішками. Найчастіше застосовують для цього сульфат свинцю (фоторезистори ФС-А), сульфат кадмію (ФСК-М), сульфід кадмію (ФМ-К) тощо. Фоторезистори, як і інші фотоелементи, характеризуються селективним сприйманням світла, тобто в них світло однакової інтенсивності, проте різної довжини хвилі зумовлює неоднакові струми. Так, у фоторезисторі ФС-А, який використовують для роботи в інфрачервоній частині спектра, максимум чутливості припадає на довжину хвиль 2,1...2,7 мкм, у фоторезисторі ФС-52 — на довжину хвиль 0,52 мкм.

Будову фоторезисторів зображено на рис. 108. На ізолювальну підкладку 1 наносять напівпровідникову речовину 2; на кінцях її випаровуванням у вакуумі напильють металеві електроди 3. Ці електроди забезпечують надійний електричний контакт із напівпровідником. Для захисту від шкідливого впливу навколишнього повітря фоточутливу поверхню фоторезистора покривають прозорою плівкою лаку.

Особливістю фоторезисторів є відсутність полярності, тобто вони однаково проводять струм в обох напрямках.

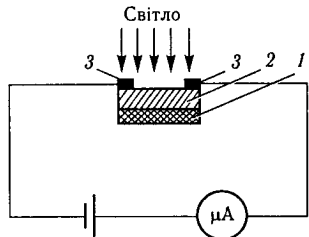


Рис. 108

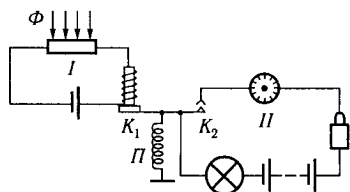


Рис. 109

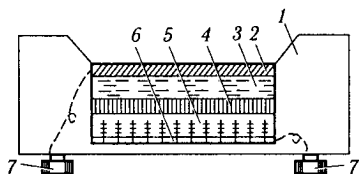


Рис. 110

Вольт-амперна характеристика їх відзначається відсутністю струму насичення; вона лінійна.

Фоторезистори мають велику чутливість (у  $10^5$  разів більшу, ніж фотоелементи із зовнішнім фотоелементом); їх можна використовувати у порівняно потужних колах, причому строк служби фоторезисторів практично необмежений.

На рис. 109 показано просту схему фотореле. Якщо світловий потік  $\Phi$  падає на фоторезистор, то в колі I проходить такий струм, що електромагніт у цьому колі утримує залізний якор  $K_1$ , і ключ  $K_2$  в колі II розімкнений. Якщо якийсь тіло, що рухається (наприклад, на конвеєрі), перекриє світловий потік, то струм у колі I знизиться, пружина П відірве якор  $K_1$  від електромагніта й замкне ключ  $K_2$ ; у колі II почнуть працювати ввімкнені прилади: дзвінок, лічильник тощо.

*Вентильні фотоелементи* — це прилади, в яких ЕРС виникає під дією світла. Істотну роль при цьому відіграє електричне поле запірного шару. Нагадаємо, що запірний шар виникає на межі двох напівпровідників з різним типом провідності, тобто на  $p-n$  переході. Він є результатом дифузії дірок в область  $n$ -напівпровідника та електронів в область  $p$ -напівпровідника; з цих причин на запірному шарі в напрямі  $n-p$  наводиться електричне поле.

Відомо, що при освітленні напівпровідника (за умови, що енергія його фотонів більша від ширини забороненої зони) в останньому утворюватимуться пари електрон-дірка. Якщо ці пари носіїв струму виникатимуть поблизу запірного шару, то під дією електричного поля  $n-p$  переходу вони розділятимуться і спричинять певну різницю потенціалів на електродах та створюватимуть у колі фотоелемента струм.

Найефективнішими є селенові, сірчистосрібні, силіційові, а також германієві фотоелементи.

Розглянемо технологію виготовлення вентильних фотоелементів (рис. 110). Спочатку з металевої пластинки завтовшки 1...2 мм штампують круглий диск б — підкладку. На неї випаровуванням у вакуумі наносять шар напівпровідника 5 (0,1 мм завтовшки), після чого цю основну частину фотоелемента піддають термічній обробці, мета якої — утворити  $p-n$  перехід. Якщо останній створюється біля підкладки, то при нанесенні на напівпровідник верхнього електрода беруть метал, на межі з яким запірний шар не утворюється.

Можна матеріали для підкладки б і верхнього електрода 2 вибрати такі, що запірний шар 4 буде утворюватися біля верхнього металевого електрода. Верхній електрод роблять напівпрозорим (способом випаровування або катодного розпилення), щоб крізь нього в напівпровідник проходило світло. Зовнішню поверхню елемента покривають лаком з метою захисту його від дії повітря та вологи. Весь фотоелемент кріпиться у пластмасовому корпусі 1; 7 — вивідні затискачі.

Вентильні фотоелементи мають велике майбутнє як один із засобів безпосереднього перетворення світлової енергії на електричну. Нині виготовляють силіційові фотоелементи, що мають ККД 11...15 %; за теоретичними розрахунками його можна підвищити до 22 %. Ці фотоелементи в батареях використовуються на штучних супутниках і космічних кораблях як джерела живлення радіоапаратури, у вимірювальній техніці, в автоматичі тощо.

### § 37. Маса й імпульс фотона. Досліди С. І. Вавилова

За теорією Ейнштейна, яка добре узгоджується із законами фотоефекту, світло є потоком окремих матеріальних частинок — фотонів. Та обставина, що в більшості оптичних дослідів не виявляється квантовий характер світла, пояснюється досить малою енергією окремого фотона. Так, енергія фотона зеленого світла

$$\omega = h\nu = h \frac{c}{\lambda}; \quad \omega = 6,62 \cdot 10^{-14} \frac{3 \cdot 10^8}{0,5 \cdot 10^{-6}} = 3,9 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Виходячи із взаємозв'язку маси й енергії, тобто

$$E = mc^2, \quad (1)$$

за енергією фотона можна визначити його масу, а саме:

$$m_{\text{ф}} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (2)$$

Оскільки за теорією відносності при наближенні до швидкості світла маса фотона має нескінченно зростати, а для фотона, що переміщується зі швидкістю світла, маса є скінченною величиною (2), з цього випливає, що маса спокою фотона дорівнює нулю.

Маса фотона взагалі дуже мала. Наприклад, для видимого світла  $m_{\text{ф}} = 4 \cdot 10^{-36}$  кг. Проте в жорсткому рентгенівському промінні маса фотона стає вже порівнянною з масою електрона  $m_{\text{е}} = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг, а в  $\gamma$ -квантах  $m_{\text{ф}} = 2,2 \cdot 10^{-30}$  кг, що перевищує масу електрона.

За масою фотона  $m_{\text{ф}}$  і його швидкістю  $c$  знаходимо кількість руху (імпульс) фотона:

$$p_{\text{ф}} = m_{\text{ф}} c = \frac{h\nu}{c}; \quad p_{\text{ф}} = \frac{h}{\lambda}. \quad (3)$$



Із формул (2) та (3) випливає, що чим більша частота випромінювання  $\nu$ , тим більші маса й імпульс фотона.

Як відомо, фотонна природа світла в теорії А. Ейнштейна повністю узгоджується із законами теплового випромінювання і підтверджується законами фотоефекту. Проте ці закономірності стосуються значних фотонних потоків. Пізніше були здійснені оригінальні досліди із слабкими світловими потоками, які наочно виявили фотонну структуру світла.

У 1922 р. російські фізики А. Ф. Йоффе та Н. І. Добронравов провели спостереження фотоефекту на бісмутовій порошокці у полі конденсатора (рис. 111). В їхній установці між електродами  $ВД$  відбувався електричний розряд і розпилювався метал. При відкритому крані  $К$  частинки металу потрапляли у простір конденсатора. Там вони освітлювалися слабким ультрафіолетовим промінням. Відбувався фотоефект. Спостереження показали, що електрони порошокці світлової енергії поступово не накопичували. Окремі виривання електронів з порошокці наставали одне за одним через випадкові проміжки часу. Явище фотоефекту виникало завдяки випадковому потраплянню фотона світла на електрон порошокці.

Переконливим є також дослід, проведений німецьким фізиком В. Боте (1891—1957). Досліджуючи слабке випромінювання рентгенівського проміння, він довів, що воно поширюється в різні боки не одночасно: його фотони довільно вилітають в той чи інший бік. У досліді В. Боте джерелом рентгенівського проміння була тонка плівка  $П$  (рис. 112), яка збуджувалася бічним рентгенівським пучком  $R$  (рентгенівська флуоресценція). З обох боків від плівки симетрично розміщалися два чутливі лічильники, які фіксували кожний рентгенівський імпульс на стрічці  $С$ . Досліди показали, що розряди, які настають у лічильниках під впливом рентгенівських імпульсів, проходять в обох лічильниках незалежно і безладно. Це свідчило про те, що фотони рентгенівського проміння з плівки  $П$  летять довільно в той чи інший бік. Коли б рентгенівське проміння поводило себе як хвиля, то остання одночасно досягла б обох лічильників і спричинила б одночасні розряди в них.

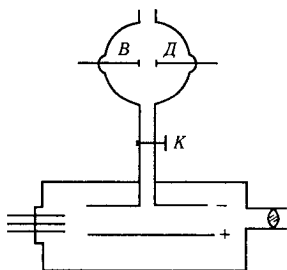


Рис. 111

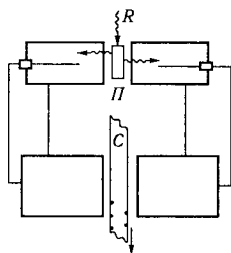


Рис. 112

У найчистішому вигляді флуктуації в слабких фотонних пучках спостерігалися у дослідах С. І. Вавилова. Він скористався тим, що око людини, адаптоване до присмерку, має сталий поріг зорового відчуття і до того ж дуже малий. В ділянці найбільшої чутливості ока він дорівнює приблизно  $4 \cdot 10^{-17}$  Дж/с, що становить близько 100 фотонів за секунду. Це кількість фотонів, які падають на рогівку ока; кількість фотонів, що досягають сітківки ока, після відбиття та поглинання їх в очі ще менша. Очевидно, що при середньому потоці світла 100 фотонів за секунду обов'язково спостерігатимуться флуктуації світлового потоку: то в око буде потрапляти, наприклад, 110 фотонів за секунду, то лише 90 фотонів за секунду і т. д., причому останні вже не зумовлюватимуть світлового відчуття.

Отже, якщо світло справді має корпускулярну структуру, то поблизу зорового порога мають виникати миготіння, спричинені флуктуаціями світлового потоку.

Досліди С. І. Вавилова виконувалися за схемою, зображеною на рис. 113. Оскільки присмерковий зір є периферичним, око  $G$  фіксувалося на слабкому червоному джерелі  $O$ , світло від якого спрямовувалося в око за допомогою дзеркала  $Z_1$ , а досліджуване світло від лампи кризь діафрагму падало на периферичну частину сітківки ока. Щоб усунути огріхи, які можуть бути зумовлені властивістю ока затримувати зорове відчуття, в око посилався не неперервний потік, а окремих світлових сигнал. Для цього на шляху пучка  $LG$  розміщувався диск  $AB$  (з отвором), який обертався з частотою 1 об/с. Отвір мав такі розміри, що світло проходило кризь нього протягом 0,1 с, а останні 0,9 с затримувалося диском. За допомогою зеленого фільтра  $F$  і клина  $K$  виділялась та послаблювалась до зорового порога досліджувана частина спектра.

Спостерігач у момент, коли він бачив спалах, натискав на кнопку, завдяки чому на рухомій стрічці наносився знак; на тій самій стрічці позначався кожний оберт диска (рис. 114). Таким способом можна було бачити, що у світлових потоках, близьких до зорового порога, спостерігач сприймав не всі спалахи. Це результат флуктуацій кількості фотонів у спалахах: в одних випадках фотонів досить, щоб зумовити зорове відчуття; в інших — їх замало.

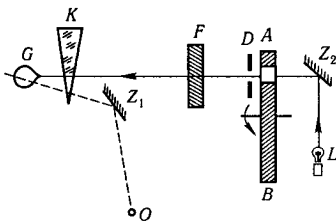


Рис. 113

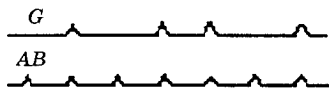


Рис. 114

Наведені досліди переконливо доводять корпускулярні властивості світла. Раніше в явищах інтерференції були розкриті його хвильові властивості. Отже, світло як вид матерії має одночасно хвильові та корпускулярні властивості; це є яскравим прикладом діалектичної єдності протилежностей.

З'ясуємо кількісні співвідношення між хвильовими і корпускулярними характеристиками світлових явищ. З цією метою розглянемо, наприклад, дифракційну картину монохроматичного світла. Як відомо, за хвильовою теорією максимумами та мінімумами освітленості дифракційної картини визначаються різними значеннями квадрата амплітуди світлової хвилі в цих місцях простору. З погляду фотонної теорії дифракційну картину світла треба розглядати як результат певного статистичного розподілу фотонів, спричиненого взаємодією фотонів з ґраткою. Максимуми і мінімуми освітленості відповідають максимумам і мінімумам густини потоку фотонів.

Отже, між квадратом амплітуди світлової хвилі й густиною потоку фотонів є пряма пропорційна залежність, тобто квадрат амплітуди  $A^2$  світлової хвилі визначає імовірність потрапляння фотона в задану точку поверхні, точніше — ймовірність знаходження фотона в об'ємі  $dV$  простору, що включає цю точку:

$$dP = A^2 dV.$$

Величину

$$\frac{dP}{dV} = A^2$$

називають *густиною імовірності*. Тому іноді кажуть, що квадрат амплітуди світлової хвилі визначає густину ймовірності знаходження фотона в заданому місці простору.

**Приклад 1.** Визначити максимальну швидкість фотоелектронів, що вилітають із металу під дією  $\gamma$ -квантів з довжиною хвилі  $\lambda = 2,47$  нм.

*Розв'язання.* Скористаємося рівнянням Ейнштейна для фотоелекту

$$E = A + T,$$

де  $E$  — енергія фотона;  $A$  — робота виходу його з металу;  $T$  — кінетична енергія фотоелектрона.

З'ясуємо, яку масу електрона потрібно враховувати — спокою чи релятивістську. Для цього потрібно порівняти енергію діючого фотона із власною енергією спокою електрона: при  $E \ll E_0$  необхідно брати  $m_0$ ; у випадку  $E \geq E_0$  треба скористатися релятивістською масою фотоелектрона.

Обчислимо енергію  $\gamma$ -фотона:

$$E = hc/\lambda = 6,62 \cdot 10^{-34} \frac{3 \cdot 10^8}{2,47 \cdot 10^{-12}} = 80 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} \approx 0,5 \text{ МеВ}.$$

Власна енергія електрона  $E_0 = m_0 c^2 = 0,51$  МеВ. Отже, електрон релятивістський.

Зважаючи на велике значення енергії фотона, роботою виходу електрона з металу знехтуємо. Скориставшись рівнянням Ейнштейна, дістанемо

$$E = T = mc^2 - m_0c^2 = E_0 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right).$$

Це релятивістська формула для визначення кінетичної енергії частинки, звідки

$$\beta = 0,76.$$

Отже,

$$v_{\max} = \beta c = 2,3 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

### § 38. Тиск світла у хвильовій і фотонній теоріях. Досліди П. М. Лебедева

Важливе значення у розвитку вчення про світло як вид матерії мало відкриття тиску світла.

Ідею про тиск світла на освітлені тіла вперше висловив німецький астроном Й. Кеплер (1571—1630). Він вбачав у світловому тиску причину зміщення кометних хвостів у напрямі від Сонця. Проте перші експериментальні спроби виявити тиск світла успіху не мали. Щоправда, одна з таких спроб привела англійського вченого У. Крукса (1832—1919) до відкриття радіометричного ефекту, пов'язаного з кінетикою розріджених газів.

Існування світлового тиску теоретично обґрунтував і визначив його, виходячи з уявлень про електромагнітну природу світла, англійський фізик Дж. К. Максвелл. Під світлом він розумів поширення поперечних електромагнітних хвиль. Якщо уявити, що світлова хвиля падає перпендикулярно на деяку поверхню  $P$  тіла (рис. 115), то її вектори напруженості  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$ , що лежатимуть у площині  $P$ , зумовляватимуть такі ефекти. Під дією сили  $\vec{f}_E = q\vec{E}$  позитивний заряд почне зміщуватися уздовж поверхні в напрямі  $\vec{E}$ , а негативний — в напрямі, протилежному до  $\vec{E}$ , тобто виникне поверхневий струм  $i$ , паралельний  $\vec{E}$ . У провіднику це буде струм провідності, а в діелектрику — поляризаційний струм зміщення. Магнітне поле світлової хвилі діятиме на цей струм за законом Ампера з силою  $\vec{f}_H$ , спрямованою всередину тіла; сила  $\vec{f}_H$  визначатиме світловий тиск на поверхню тіла.

Оскільки поверхневий струм  $i$  пропорційний  $E$ , а сила Ампера пропорційна силі струму  $i$  та  $H$ , то в кінцевому результаті сила  $f_H$  і тиск  $p$  світла пропорційні добутку  $EH$ . Останній, записаний

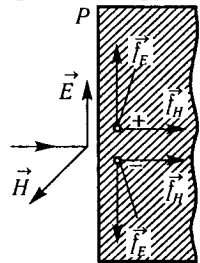


Рис. 115

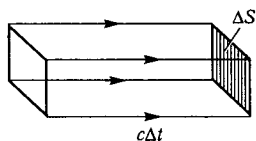


Рис. 116

у векторній формі, визначає потік електромагнітної енергії за одиницю часу через одиницю поверхні, перпендикулярної до напрямку поширення енергії, — вектор Умова — Пойтінга

$$\vec{P} = [\vec{E}, \vec{H}];$$

за останнім виразом можна знайти густину енергії потоку

$$\omega = \frac{EH}{c}$$

та зміну імпульсу за одиницю часу на одиниці поверхні — тиск. З цих залежностей Дж. К. Максвелл вивів формулу для визначення світлового тиску:

$$p = (1 + \rho)\omega, \quad (1)$$

де  $\rho$  — коефіцієнт поверхневого відбиття світла.

Тиск світла ще простіше з'ясовується у фотонній теорії, де він пояснюється як результат передачі імпульсу фотонів поверхні тіла. Значення цього тиску можна визначити з таких міркувань. Нехай на ділянку  $\Delta S$  поверхні тіла (рис. 116) перпендикулярно до неї падає пучок монохроматичного світла з частотою  $\nu$ . Якщо кількість фотонів в одиниці об'єму падаючого світла дорівнює  $n_0$ , то за час  $\Delta t$  на ділянку  $\Delta S$  упаде  $n_0 \Delta S c \Delta t$  фотонів; з них при коефіцієнті поверхневого відбиття світла  $\rho$  відіб'ється від поверхні  $\rho n_0 \Delta S c \Delta t$  фотонів і буде поглинуто  $(1 - \rho) n_0 \Delta S c \Delta t$  фотонів. Зміна сумарного імпульсу фотонів на ділянці  $\Delta S$  за одиницю часу визначить силу, що діє на поверхню.

Однак зміна імпульсу одного фотона та сумарного імпульсу на ділянці залежить від стану її поверхні. Якщо остання поглинає фотон, то зміна його імпульсу становитиме  $0 - \frac{h\nu}{c} = -\frac{h\nu}{c}$ ; якщо ж поверхня відбиває фотон, то зміна його імпульсу буде  $-\frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu}{c} = -2\frac{h\nu}{c}$ .

Відповідно сумарний імпульс, переданий фотонами ділянці  $\Delta S$  за час  $\Delta t$ , становитиме

$$\Delta K = \rho n_0 \Delta S c \Delta t \cdot 2 \frac{h\nu}{c} + (1 - \rho) n_0 \Delta S c \Delta t \frac{h\nu}{c} = (1 + \rho) n_0 \Delta S \Delta t h\nu.$$

Діюча сила

$$\Delta f = \frac{\Delta K}{\Delta t} = (1 + \rho) n_0 \Delta S h\nu;$$

тиск на поверхню

$$p = \frac{\Delta f}{\Delta S} = (1 + \rho)n_0 h\nu = (1 + \rho)w, \quad (2)$$

де  $w$  — густина енергії світлового потоку.

Експериментально світловий тиск уперше виявив і виміряв російський фізик П. М. Лебедев (1866—1912) у 1900 р. Його досліди проводилися за такою схемою (рис. 117). У посудині  $I$  з високим вакуумом підвішувалася на тонкій скляній нитці  $2$  система з двох дуже тоньких пластинок  $3$  і  $4$ , температура на обох поверхнях яких практично була однаковою, що при низькому тиску давало змогу усунути радіометричний ефект. Одна пластинка мала чорну, а інша — блискучу поверхню. Пластинка  $4$ , на яку посилався пучок  $\Phi$  інтенсивного світла від електричної дуги, під дією світлового тиску зміщувалася. При цьому нитка  $2$  закручувалася на деякий кут, який вимірювали за допомогою зорової труби та дзеркальця  $5$ , прикріпленого до нитки. За значенням кута закручування обчислювали світловий тиск на пластинку.

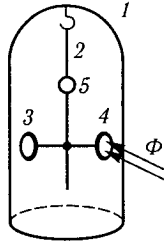


Рис. 117

Точними і винятково складними дослідями П. М. Лебедев підтвердив теоретичні розрахунки світлового тиску. Зокрема, досліди показали, що тиск на блискучу пластинку вдвічі більший, ніж на чорну.

Світловий тиск дуже малий. Наприклад, тиск сонячного світла при нормальному падінні на чорну поверхню дорівнює  $4 \cdot 10^{-6}$  Па. Проте для дрібних частинок сила світлового тиску може перевищувати силу тяжіння частинки до Сонця. Справді, сила тяжіння частинки

$$f_1 = k_1 \frac{m}{r^2} = k_1 \frac{\rho \frac{4}{3} \pi R^3}{r^2} = C_1 R^3,$$

де  $\rho$  — густина матеріалу частинки, пропорційна кубу радіуса  $R$  частинки, а сила світлового тиску

$$f_2 = p\pi R^2 = C_2 R^2$$

пропорційна квадрату цього радіуса. Відхилення кометних хвостів від Сонця свідчить про їхню роздібнену структуру.

### § 39. Ефект Комптона і його пояснення

Дуже яскраво фотонна структура світла проявляється в ефекті Комптона, що є окремим випадком взаємодії світла з речовиною. На відміну від фотоефекту, коли енергія та імпульс фотона повністю передаються електрону, ефект Комптона є таким випадком

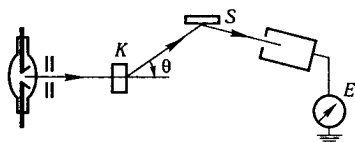


Рис. 118

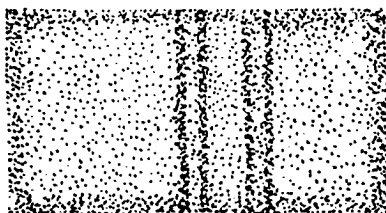


Рис. 119

взаємодії, коли енергія та імпульс передаються електрону тільки частково. Тому одночасно виникає розсіяний фотон світла з меншою енергією (частотою).

Як відомо, за класичною хвильовою теорією розсіяння світла зводиться до зміни його напрямку, зменшення амплітуди хвилі, проте частота розсіяного світла має збігатися з частотою падаючого проміння. Отже, відкриття ефекту Комптона суперечило хвильовій теорії світла.

Схему досліду, проведеного американським фізиком А. Х. Комптоном (1892—1962), показано на рис. 118. Вузкий пучок рентгенівського проміння спрямовували на деяку речовину  $K$  і після розсіювання в ній його досліджували спектрографом  $S$ .

У 1922—1923 рр., досліджуючи розсіяння жорсткого рентгенівського проміння від молібденового антикатада на графіті, парафіні й алюмінії, А. Х. Комптон помітив, що в спектрі розсіяного проміння під будь-яким кутом  $\theta$  до початкового напрямку поряд із лінією, яка відповідає частоті  $\nu_0$  падаючого проміння, з'являється лінія проміння меншої частоти  $\nu$ . На рис. 119 зображено рентгенограму, на якій крім двох характеристичних ліній молібдену після розсіяння проміння в алюмінії видно дві нові лінії, зміщені в бік нижчих частот. Ці дані вказували на те, що крім класичного розсіяння проміння з незмінною частотою існує розсіяння, яке веде до зменшення частоти випромінювання.

Частота такого розсіяного випромінювання залежала від кута розсіяння  $\theta$  (рис. 120) відносно напрямку падаючого проміння, проте не залежала від природи розсіювальної речовини. Одночасно з розсіянням рентгенівського проміння спостерігалось вилітання з речовини швидких електронів. Незалежність частоти розсіяного випромінювання від природи розсіювальної речовини свідчила про те, що рентгенівське проміння розсіювалося на слабо зв'язаних електронах різних речовин.

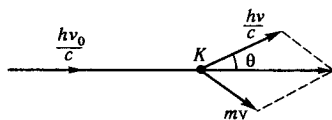


Рис. 120

Ефект Комптона можна було пояснити лише на підставі уявлень про фотонну природу проміння. Якщо

фотон вступає у взаємодію з електроном і передає йому частину своєї енергії, то, як випливає з виразу енергії фотона  $w = hv_0$ , це неодмінно приведе до зменшення частоти фотона. Частоту фотона комптонівського розсіяння можна визначити, якщо застосувати до взаємодії фотона й електрона закони збереження імпульсу та енергії (спостережувана взаємодія фотона з електроном відбувається за законом удару пружних куль).

Зазначимо, що оскільки енергія фотона жорсткого рентгенівського проміння в тисячу разів перевищує енергію зв'язку зовнішнього електрона в атомі, цією енергією електрона можна знехтувати і вважати, що до взаємодії з фотоном електрон перебуває у спокої та є вільним. При поглинанні жорсткого рентгенівського проміння електрон набуває швидкості, близької до швидкості світла; тому масу електрона, яка входить у вирази його енергії й імпульсу, треба визначати за формулою теорії відносності

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

На рис. 120 відображено закон збереження імпульсу для взаємодії фотона з електроном. Згідно з теоремою косинусів для трикутника імпульсів дістанемо

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\frac{h\nu_0}{c} \frac{h\nu}{c} \cos\theta. \quad (1)$$

Згідно із законом збереження енергії для системи фотон—електрон матимемо

$$mc^2 + h\nu = m_0c^2 + h\nu_0. \quad (2)$$

Користуючись рівняннями (1) і (2), можна виключити характеристики електрона після взаємодії з фотоном та знайти співвідношення між частотами розсіяного і падаючого фотонів. Для цього запишемо ці рівняння так:

$$m^2 v^2 c^2 = (h\nu_0)^2 + (h\nu)^2 - 2h\nu_0 h\nu \cos\theta; \quad (1')$$

$$mc^2 = m_0c^2 + h\nu_0 - h\nu. \quad (2')$$

Піднісши останнє рівняння до квадрата, тобто записавши

$$m^2 c^4 = m_0^2 c^4 + (h\nu_0)^2 + (h\nu)^2 + 2m_0 c^2 h\nu_0 - 2m_0 c^2 h\nu - 2h\nu_0 h\nu,$$

та віднявши від нього рівняння (1'), дістанемо

$$m^2 c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2 c^4 + 2m_0 c^2 h\nu_0 + 2m_0 c^2 h\nu - 2h\nu_0 h\nu (1 - \cos\theta).$$



Опустивши перші члени в обох частинах рівності та скоротивши її на  $2h$ , матимемо

$$0 = m_0 c^2 v_0 + m_0 c^2 v - h v_0 v (1 - \cos \theta), \quad (3)$$

звідки знаходимо співвідношення частот фотона:

$$v = \frac{v_0}{1 + \frac{h v_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (4)$$

Якщо рівність (3) помножити на множник  $\frac{1}{m_0 c v_0 v}$ , то дістанемо

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta). \quad (5)$$

Сталу  $\frac{h}{m_0 c}$  називають *комptonівською довжиною хвилі* (одна з характеристик мікрочастинки).

З виразу (5) випливає, що зміна довжини хвилі  $\Delta \lambda$  залежить лише від кута розсіяння  $\theta$ ; вона не залежить ні від розсіювальної речовини, ні від довжини хвилі  $\lambda_0$ ; для  $\theta = 90^\circ$  маємо  $\Delta \lambda = 2,4 \cdot 10^{-12}$  м. Досліди підтверджують правильність формул (4) і (5).

## § 40. Люмінесценція

*Люмінесценцією* називають нетеплове випромінювання тіл, яке збуджується різними чинниками і має тривалість, більшу за період світлових хвиль ( $10^{-10}$  с). Люмінесценція належить до нерівноважного випромінювання, оскільки збуджується додатковими джерелами енергії. У цьому випадку починає виразно проявлятися сама випромінювальна речовина. Люмінесцентні речовини називають *люмінофорами*.

Розрізняють різні види люмінесценції за типом збудження: під дією хімічної енергії окиснення — *хемілюмінесценцію* (світіння гнилих дерев, кісток тощо — повільне горіння); під дією світла — *фотолюмінесценцію* (світіння дорожніх знаків); під дією електронних пучків — *електролюмінесценцію* (світіння екранів осцилографів, телевізорів) тощо.

Для пізнання природи світла спинимося докладніше на дослідженнях фотолюмінесценції.

Дослідження, проведені англійським ученим Дж. Г. Стоксом (1819—1903) у 1852 р., показали, що фотолюмінесцентне випромінювання має більшу довжину хвилі, ніж збуджувальне світло (закон Стокса).

Закон Стокса можна пояснити лише на основі уявлення про фотонну природу світла. Очевидно, енергія фотона  $h\nu_0$  падаючого світла при взаємодії зі складовими речовини частково перетворюється на інші види, тому енергія фотона люмінесценції  $h\nu$  стає меншою:

$$h\nu = h\nu_0 - A; \lambda > \lambda_0.$$

Точніші дослідження показали, що в такій категоричній формі закон Стокса не зовсім точний — у люмінесцентному випромінюванні спостерігаються хвилі з коротшими довжинами, ніж хвилі, які його збуджують. Це *антистоксове* випромінювання пояснюється тим, що фотон збуджувального світла може переводити на вищий енергетичний рівень уже збуджений атом опромінюваного тіла, спричинений внутрішньою енергією тіла. До частки внутрішньої енергії, переданої атому, додається енергія фотона падаючого світла.

Грунтовні дослідження люмінесценції виконали російські вчені С. І. Вавилов, В. Л. Левшин, О. М. Теренін. Зокрема, О. М. Теренін (1896—1967) довів, що найпростішим випадком є резонансна фотолюмінесценція одноатомних пари і газів, при якій довжина хвилі не змінюється; що люмінесцентне випромінювання некогерентне з падаючим світлом; що зміною частоти збуджувального світла можна виявляти енергетичні рівні атомів та молекул — проводити люмінесцентний аналіз речовин. Було виявлено, що фотони високої енергії збуджувального світла спроможні переводити електрони атомів на дуже високі енергетичні рівні, з яких вони можуть переходити в основний стан не одноразово, а каскадно (рис. 121).

Однією з найважливіших характеристик люмінесценції є її енергетичний вихід, досліджений С. І. Вавиловим у 1924 р. Під *енергетичним виходом* розуміють відношення випромінюваної речовиною енергії люмінесценції до енергії поглинання падаючого світла. С. І. Вавилов сформулював такий закон: *енергетичний вихід люмінесценції до певної межі зростає пропорційно довжині хвилі збуджувального світла, а після неї — різко спадає до нуля* (рис. 122). Він довів, що енергетичний вихід люмінесценції може досягати 80 %.

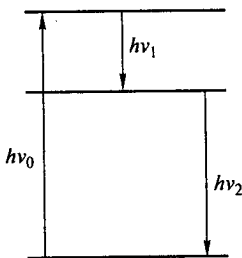


Рис. 121

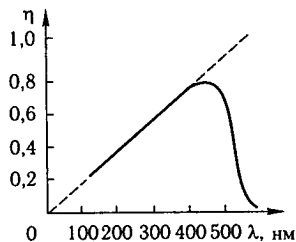


Рис. 122

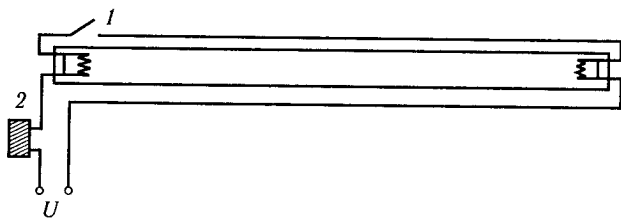


Рис. 123

Закон Вавилова виразно розкриває фотонну природу світла. Чим менша енергія фотонів збуджувального світла (більша довжина хвиль), тим більша кількість їх припадає на одиницю енергії збуджувача. При тій самій імовірності взаємодії з атомами речовини більше народжуватиметься фотонів люмінесценції та зростатиме її енергетичний вихід. Граничну межу визначатимуть падаючі фотони, енергія яких недостатня для збудження атомів або молекул речовини.

Важливим застосуванням люмінесценції є лампи денного світла (склад світла таких люмінесцентних ламп близький до денного). Конструктивно лампа денного світла — це скляна розрядна трубка (рис. 123), заповнена паром ртуті з аргонем (ці речовини у процесі електричного розряду випромінюють значну кількість фіолетового світла). Останнє збуджує люмінофори, якими вкрито внутрішню поверхню трубки. Як люмінофори використовують: вольфрамат кадмію, що випромінює синє світло; вольфрамат магнію — синьо-біле; силікат цинку — зелене; цинк-берилій-силікат — жовто-біле; борат кадмію — рожеве світло. Сукупність цих кольорів сприймається як біле або денне світло.

Найпримітивнішою якістю люмінесцентних ламп є їхній коефіцієнт світловіддачі  $\eta = 10 \dots 20 \%$  (50...60 лм/Вт); у лампах розжарення  $\eta = 3 \dots 5 \%$  (12...20 лм/Вт). При освітленні великих площ дворів, палаців, станцій метро, вулиць люмінесцентні лампи забезпечують значну економію енергії і добру освітленість.

Недоліками люмінесцентних ламп є неможливість їх використання при низьких температурах ( $t < 0^\circ\text{C}$ ) і громіздкість конструкції; потреба в автоматичній запускній кнопці 1 (див. рис. 123): на початку вона замикає електричне коло через торцеві джерела термоелектронів, останні на наступній стадії забезпечують розряд у газовому каналі лампи. В електричне коло лампи вмикають дросель 2. У момент, коли кнопка розриває коло розжарення лампи, на дроселі виникає ЕРС самоіндукції, яка додається до напруги електричної мережі  $U$ , а отже, поліпшує умови пуску лампи; надалі дросель стабілізує напругу живлення лампи.

## § 41. Хвилі де Бройля. Дифракція електронів

З метою узагальнення закономірностей в явищах природи, французький фізик Л. де Бройль у 1924 р. висунув сміливу гіпотезу про те, що корпускулярно-хвильовий дуалізм властивий не тільки світлу, а й будь-якій рухомій частинці, що з рухомою частинкою може бути пов'язана деяка хвиля, довжина якої залежить від маси і швидкості частинки.

До таких висновків його привели не тільки суперечливі теорії оптичних явищ, а й виявлені раніше французьким математиком П. Ферма та ірландським математиком У. Р. Гамільтоном (1805–1865) аналогії між геометричною оптикою і механікою та аналіз труднощів теорії атома Бора. Ідея де Бройля зводилася до розширення аналогії між механікою і оптикою, для того щоб хвильовій оптиці привести у відповідність хвильову механіку, більш загальну, ніж класична, яка включала б і внутріатомні рухи. Гіпотеза де Бройля лягла в основу сучасної квантової механіки.

Для кількісної характеристики хвилі, пов'язаної з рухомою частинкою, де Бройль скористався залежностями теорії відносності та квантової оптики, які пов'язують хвильові, а також корпускулярні характеристики світла:

$$\nu = \frac{w}{h}; \lambda = \frac{h}{m_{\phi} c}, \quad (1)$$

де  $w$  — енергія;  $h$  — стала Планка;  $m_{\phi}$  — маса фотона;  $c$  — швидкість світла у вакуумі.

Поширивши ці залежності на рухому частинку речовини, він дістав такі співвідношення:

$$\nu = \frac{E}{h}; \lambda = \frac{h}{mv}, \quad (2)$$

де  $\nu$  і  $\lambda$  — частота та довжина хвилі частинки;  $E$  — повна енергія;  $m$  — маса;  $v$  — швидкість частинки.

Обчислимо для прикладу за формулою (2) довжину дебройлівської хвилі для маленької кульки й електрона. Нехай кулька масою 1 г переміщується зі швидкістю 100 м/с. Тоді

$$\lambda_1 = \frac{h}{mv};$$

$$\lambda_1 = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-3} \cdot 100} = 6,62 \cdot 10^{-33} = 6,62 \cdot 10^{-24} \text{ нм.}$$

Як бачимо, така мала хвиля виходить далеко за межі тих, якими оперує сучасна фізика. Іншими словами, хвильові властивості макроскопічних частинок практично не проявляються.

Довжина дебройлівської хвилі для електрона, що переміщується зі швидкістю  $10^6$  м/с (малою порівняно зі швидкістю світла),

$$\lambda_2 = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^6} = 6,7 \cdot 10^{-10} = 0,67 \text{ нм.}$$

Така довжина хвилі належить до діапазону рентгенівського випромінювання, тобто лежить у межах, які дають змогу дослідно перевірити гіпотезу де Бройля. Це не означає, що йдеться про електромагнітну хвилю, якою є рентгенівська хвиля. Зауважимо, що дебройлівська хвиля ні в якому разі не може бути інтерпретована як електромагнітна хвиля або хвиля якого-небудь іншого фізичного поля.

Гіпотезу де Бройля було підтверджено у 1927 р. в дослідах американських фізиків К. Девіссона і Л. Джермера. Досліджуючи відбиття електронного пучка від монокристалу нікелю, вони виявили, що електронний пучок відбивається від монокристалу селективно, тобто при деяких кутах падіння і в деяких напрямках дуже сильно, а в інших — дуже слабо. Таке відбиття електронів від монокристалу є аналогічним інтерференційному відбиттю рентгенівського проміння від кристала або монохроматичного світла від тонкої прозорої пластинки. Все це свідчило про хвильові властивості електронного пучка.

Залежність довжини хвилі електронного пучка від швидкості електронів спостерігали на такому досліді (рис. 124, а). Пучок електронів, що вилітає з розжареної нитки  $K$ , набуває певної швидкості від прискорювальної напруги  $U$  і потрапляє на монокристал  $Ni$ . Від нього, відбиваючись під таким самим кутом ковзання  $\alpha$ , пучок електронів потрапляє у циліндричний електрод  $B$ , з'єднаний з чутливим гальванометром  $\Gamma$ . Кут  $\alpha$  залишався сталим. Дослід полягав у вимірюванні сили струму  $I$ , який проходив через гальванометр, залежно від зміни прискорювальної напруги  $U$ . Було виявлено, що при монотонній зміні прискорювальної напруги сила струму  $I$  змінюється не монотонно, а дає кілька максимумів (рис. 124, б).

Отже, значне відбиття електронів відбувається тільки при певних значеннях прискорювальної напруги, тобто лише при певних швидкостях електронів. Однак аналогічно під заданим кутом  $\alpha$  від-

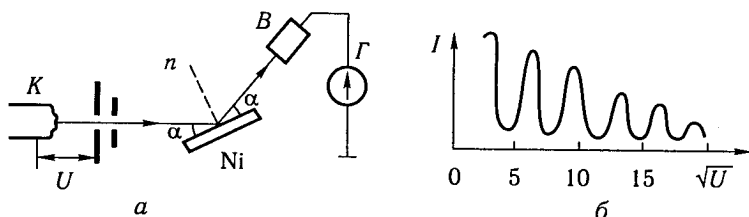


Рис. 124

бивалося б рентгенівське проміння при монотонній зміні його довжини хвилі. Це впливає з умови інтерференційного максимуму Вульфа — Брегга (див. § 59)

$$2d \sin \alpha = k\lambda, \quad (3)$$

де  $d$  — стала кристалічної ґратки;  $k$  — ціле число.

При сталих  $d$  і  $\alpha$  максимумами визначаються тільки залежно від довжини хвилі  $\lambda$ . Розрахунки показали, що умова (3) точно визначає максимум у відбитому електронному пучку, коли вважається, що

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (4)$$

де  $v$  — швидкість електронів у пучку.

Якщо в рівність (4) підставити значення швидкості, виражене через прискорювальну напругу, то дістанемо

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}; \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2em}} \frac{1}{\sqrt{U}}. \quad (5)$$

Обчислення за останньою рівністю дають такі значення хвиль де Бройля для електронного пучка:

$U, \text{В}$	1	10	200	$10^3$	$10^4$
$\lambda, \text{нм}$	12,25	0,39	0,086	0,039	0,012

Отже, для наведених прискорювальних напруг хвилі де Бройля для електронного пучка справді лежать у діапазоні рентгенівського проміння, тому для виявлення їхньої інтерференції або дифракції потрібно використовувати кристалічну ґратку.

Англійський фізик Дж. П. Томсон (1892—1975) і незалежно від нього російський вчений П. С. Тартаковський виявили також дифракцію електронів при проходженні електронного пучка крізь тонку металеву фольгу (полікристал). Дифракційна картина, що фіксувалася на фотопластинці (електронограма), мала вигляд, подібний до рентгенограми Дебая (рис. 125).

Російські фізики В. Фабрикант, Л. Біберман та Н. Сушкін у 1948 р. поставили дослід з дифракції електронів, який виявляв хвильові властивості кожного рухомого електрона зокрема. Для цього вони використали такий слабкий електронний пучок, що середній час між проходженнями двох електронів через прилад приблизно в 30 000 разів перевищував час проходження через нього одного електрона. Таким чином, кожний електрон проходив через кристалічну ґратку незалежно від інших. При тривалій експозиції дістали таку саму дифракційну картину, як і від інтенсивних електронних пучків.



Рис. 125

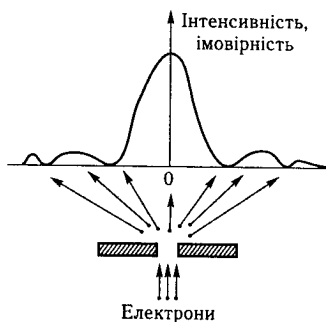


Рис. 126

Дифракція електронів виникає так, як і дифракція фотонів світла; електрони при взаємодії з ґраткою розсіюються, після чого кожний електрон потрапляє на фотопластинку в одну із точок, які дозволяються умовами дифракції, і тільки велика кількість електронів дає повну дифракційну картину. Точніше, цю дифракційну картину треба розглядати як прояв певної статистичної закономірності, відповідно до якої електрони з найбільшою імовірністю потрапляють

на одні місця (темні смуги проявленої фотопластинки), а з меншою імовірністю — на інші місця (світлі смуги). Оскільки з кожним рухомих електроном пов'язуються хвилі де Бройля, зі статистичного погляду ці хвилі набирають імовірнісного змісту.

Імовірнісний зміст хвиль де Бройля наочно розкривається при порівнянні дифракційних картин від діафрагми з круглим отвором паралельного пучка світла та пучка електронів. Як уже зазначалось, ці картини однотипні; лише в першому випадку в центрі — максимум інтенсивності світла, а в другому — максимум імовірності потрапляння електронів (рис. 126). Іншими словами, з погляду хвильових властивостей електронів у центрі лежить максимум інтенсивності хвиль де Бройля. Нагадаємо, що інтенсивність хвилі пропорційна квадрату її амплітуди.

З порівняння двох різних тлумачень результату дифракції електронів доходимо важливого висновку: *квадрат амплітуди хвилі де Бройля у певній точці простору є мірою імовірності знаходження частинки в тій самій точці.*

Відповідно до гіпотези де Бройля під час дослідів було виявлено також хвильові властивості пучків рухомих протонів, атомів і молекул. Отже, було доведено, що кожна рухома частинка має хвильові властивості.

Хвильові властивості електронів знайшли важливі практичні застосування: дифракція електронів є найчутливішим методом у вивченні структури речовини порівняно з дифракцією рентгенівського проміння; в електронних мікроскопах завдяки дуже коротким дебройлівським хвилям електронних пучків досягається дуже висока роздільна здатність, яка може бути в десятки й сотні тисяч разів кращою, ніж в оптичному приладі.

Заслугує на увагу ще така особливість хвильових властивостей електронів у атомах. Розглянемо одну із стаціонарних колових орбіт атома, подібного до атома гідрогену; для кожної з них за теорію Бора справджується рівність

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}; \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

яку можна записати в такому вигляді:

$$2\pi r = n \frac{h}{mv}.$$

Узявши до уваги, що  $\frac{h}{mv}$  є довжиною хвилі де Бройля, дістанемо

$$2\pi r = n\lambda. \quad (6)$$

Це означає, що довжина колової стаціонарної орбіти електрона в атомі дорівнює цілому числу хвиль де Бройля. Ця умова поширюється також на еліптичні орбіти, хоча через різну швидкість довжина хвилі де Бройля в різних частинах орбіти буде неоднаковою.

Відкриття хвильових властивостей електрона показало, що його не можна уявити у вигляді маленької дробинки — матеріальної точки; він має складну матеріальну структуру з корпускулярними та хвильовими властивостями одночасно. Корпускулярне уявлення про електрон — це тільки свідчення про його неподільність при взаємодії з іншими матеріальними об'єктами.

Ми говоримо про хвильові властивості електронів переважно тому, що розглядаємо будову атома, і тому, що для електронів ці властивості найпомітніше проявляються у взаємодіях з речовиною.

**Приклад 1.** Електрон рухається зі швидкістю  $v = 200 \cdot 10^6$  м/с. Визначити довжину хвилі де Бройля для електрона.

**Розв'язання.** Скористаємось виразом (2) довжини хвилі де Бройля для мікрочастинки

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

З'ясуємо, яку масу потрібно вводити у вираз імпульсу — спокою чи релятивістську. Оскільки швидкість електрона близька до швидкості світла, треба враховувати релятивістську масу електрона; отже, дістанемо

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v / \sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad \lambda = 2,7 \text{ пм.}$$

**Приклад 2.** Визначити довжину хвилі де Бройля для електронів, які бомбардують антикатод рентгенівської трубки, якщо межа суцільного рентгенівського спектра припадає на довжину хвилі  $\lambda_{\min} = 3$  нм.

**Розв'язання.** Згідно з виразом довжини хвилі де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p_e}$$

завдання зводиться до визначення імпульсу електрона за кінетичною енергією частинки  $T$ ; остання дорівнює енергії фотона рентгенівського проміння з мінімальною довжиною хвилі, тобто



$$T = h \frac{c}{\lambda_{\min}}; T = 6,62 \cdot 10^{-17} \text{ Дж} = 4,1 \cdot 10^2 \text{ еВ.}$$

Оскільки кінетична енергія електрона значно менша від його енергії спокою, у виразах імпульсу і довжини хвилі де Бройля можна використати масу спокою електрона:

$$p_e = \sqrt{2m_0T}; \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0T}}; \quad \lambda = 0,06 \text{ нм.}$$

У разі потреби використати релятивістський імпульс вираз довжини хвилі де Бройля набирає такого вигляду:

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{2T(T + E_0)}},$$

де  $T$  — кінетична енергія частинки;  $E_0$  — енергія її спокою.

## § 42. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга

З урахуванням хвильових властивостей мікрочастинок поняття класичної фізики про місцезнаходження окремої частинки у просторі та її траєкторію руху втрачають зміст. І якщо іноді цими характеристиками все ще наділяють мікрочастинку, то при цьому обов'язково допускають певні похибки. Про них можна судити зі співвідношень невизначеностей Гейзенберга. Розглянемо це питання докладніше.

У класичній фізиці тіло малих розмірів розглядають як матеріальну точку, просторова локалізація та механічний стан якого визначаються у кожний момент часу певними значеннями координат та імпульсів. Ця визначеність забезпечується відповідними законами. Для прикладу розглянемо рух частинки вздовж осі  $Ox$ . Якщо для неї відомо координату  $x$ , імпульс  $p_x = mv_x$  і силу  $F_x$ , яка діє в заданий момент часу, то можна розрахувати її координату й імпульс для будь-якого наступного моменту часу. Для цього використовують такі два рівняння, що впливають із класичної механіки Ньютона:

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x; \quad \frac{dx}{dt} = \frac{1}{m} p_x. \quad (1)$$

За цими рівняннями можна знайти нові характеристики частинки  $x'$  і  $p'_x$  через час  $dt$ , зокрема траєкторію її руху. В цьому полягає принцип детермінізму в класичній механіці.

Інакше розглядається питання просторової локалізації та визначеності імпульсу мікрооб'єкта, в якому різко виявляються його корпускулярно-хвильові властивості. У цьому разі координата  $x$

і проекція імпульсу  $p_x$  мікрочастинки не можуть одночасно мати певні фіксовані значення; ці величини мають будь-які значення лише у відповідних інтервалах  $x$  та  $x + \Delta x$  і  $p_x$  та  $p_x + \Delta p_x$ . У 1927 р. німецький фізик-теоретик В. Гейзенберг (1901—1976) довів, що між невизначеностями  $\Delta x$  і  $\Delta p_x$  існує співвідношення

$$\Delta x \Delta p_x \geq h, \quad (2)$$

з якого випливає, що чим точніше зафіксовано координату мікрооб'єкта та менше  $\Delta x$ , тим більша невизначеність його імпульсу  $\Delta p_x$  і, навпаки, чим точніше визначено імпульс мікрооб'єкта, тим більша невизначеність його координати.

Для ілюстрації співвідношення (2) розглянемо фотон або електрон. З кожним із них пов'язана монохроматична хвиля (відповідно електромагнітна та дебройлівська), що поширюється у напрямі руху мікрооб'єкта:

$$\Psi = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (3)$$

Неважко помітити, що область локалізації цієї функції  $\Delta x = \infty$ , оскільки хвиля заповнює весь нескінченний простір уздовж осі  $Ox$ . Що ж до імпульсу названих мікрооб'єктів, то, як випливає з виразу  $p_x = \frac{h}{\lambda}$ , він є сталою величиною, бо  $\lambda = \text{const}$ ; отже,

$\Delta p_x = 0$ . Іншими словами, інтервал  $\Delta p_x$ , в якому лежать можливі значення імпульсу мікрооб'єкта, дорівнює нулю. Тому згадані мікрооб'єкти характеризуються невизначеностями

$$\Delta x = \infty; \quad \Delta p_x = 0,$$

тобто певним імпульсом і зовсім необмеженою областю їх просторової локалізації.

Розглянемо приклад хвильового об'єкта, локалізованого у певному інтервалі  $\Delta x$ . Як відомо, такий об'єкт може утворитись від накладання пучка хвиль різних амплітуд та довжин хвиль (від  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ , рис. 127, а). Проте в локалізованому хвильовому пакеті (рис. 127, б) вже втрачається визначеність його довжини хвилі й імпульсу, бо він є набором монохроматичних хвиль. Невизначеність імпульсу частинки, пов'язаної з хвильовим пакетом, оцінюється інтервалом  $\Delta p$  імпульсів складових його хвиль:

$$\Delta p = \Delta \left( \frac{h}{\lambda} \right) = \frac{h}{\lambda^2} |\Delta\lambda|. \quad (4)$$

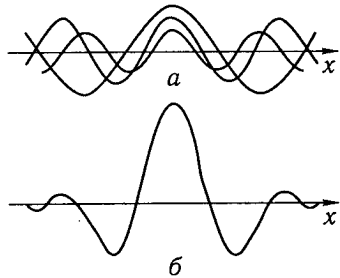


Рис. 127

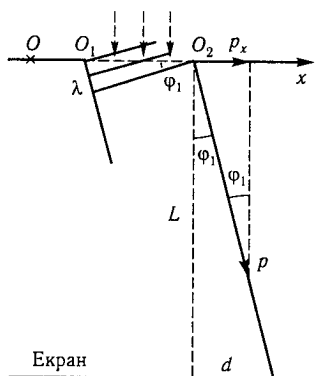


Рис. 128

його просторове положення, якщо на нього потрапить та зазнає розсіяння хоча б один фотон. У цих вимірах завдяки дифракції точність визначення координати електрона не може бути більшою від довжини світлової хвилі ( $\Delta x \approx \lambda$ ), а для того щоб точніше визначити положення електрона, треба брати світло коротшої довжини хвилі. Проте при розсіянні фотона електрон дістає віддачу і його імпульс зазнає зміни; ця зміна  $\Delta p_x$  порядку імпульсу фотона  $p_\phi = \frac{h}{\lambda}$  є похибкою визначення імпульсу електрона. Зіставивши обидві похибки, дістанемо

$$\Delta x \Delta p_x \geq \lambda \frac{h}{\lambda} = h. \quad (5)$$

Розглянемо ще один приклад, яким можна ілюструвати співвідношення невизначеностей Гейзенберга і на досліді перевірити його в кількісному вираженні.

Оцінюватимемо невизначеності  $\Delta x$  та  $\Delta p_x$  фотона, виділеного з пучка світла (доцільно лазерного), який перпендикулярно падає (рис. 128) на вузьку калібровану щілину (випадок дифракції Фраунгофера). В момент проходження щілини невизначеність координати фотона

$$\Delta x = OO_2 - OO_1 = a.$$

Що стосується проекції імпульсу фотона (додатних значень), то вона дорівнюватиме нулю, коли вектор імпульсу буде перпендикулярний до осі  $Ox$ , та найбільшою, коли напрям імпульсу збігатиметься із променем, що відокремлює центральний максимум під щілиною на екрані від першого дифракційного мінімуму. Отже,

$$\Delta p_x = p \sin \phi_1 - 0 = p \sin \phi_1.$$

Із розглянутих прикладів випливає, що коли інтервал локалізації  $\Delta x$  об'єкта зменшується, то інтервал значень  $\Delta p_x$  його імпульсу відповідно збільшується. Для частинки, пов'язаної з хвилею,  $\Delta x$  і  $\Delta p_x$  є невизначеностями її координати й імпульсу, які підпорядковані співвідношенню Гейзенберга (2).

Співвідношення (2) можна знайти з аналізу такого уявного досліду. Нехай для визначення положення та імпульсу електрона застосовують світло. Припустимо, що електрон буде «освітлений», і тому буде визначено

За умовою дифракційного мінімуму відповідно до згаданого променя у щілині вкладаються дві зони Френеля, тому  $\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{a}$  і

$$\Delta p_x = p \sin \varphi_1 = \frac{h\lambda}{\lambda a} = \frac{h}{a}.$$

Остаточно дістанемо

$$\Delta x \Delta p_x = a \frac{h}{a} = h.$$

Якщо для визначення  $\Delta x$  використати змінну калібровану щілину, то  $\sin \varphi_1$  можна визначити через еквівалентну величину

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{d}{L},$$

де  $d$  — половина ширини центрального максимуму на екрані;  $L$  — відстань від екрана до щілини.

У дослідах чітко проглядається співвідношення невизначеностей для фотона: при звуженні щілини спостерігається розширення центрального максимуму (збільшення  $d$ ).

Співвідношення (5) зберігає зміст відносно всіх координат; у нього замість похибки вимірювання імпульсу іноді вводять похибку вимірювання швидкості ( $\Delta p_x = m \Delta v_x$ ) і записують у вигляді

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m} \quad (6)$$

або ж його задають через час перебування частинки в заданому стані  $\Delta t$  та невизначеність енергії  $\Delta E$  частинки в цьому стані:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (7)$$

Із співвідношень (1), (6) і (7) випливає, що коли характеризувати рухому мікрочастинку за допомогою величин, якими оперує класична механіка, то ці характеристики будуть наближеними. При цьому, чим точніше визначають координату частинки, тим з меншою точністю за умовами досліду можна визначити її імпульс або швидкість.

Іноді досить знати наближені характеристики рухомої мікрочастинки. Для прикладу розглянемо пучок електронів у катодній трубці, швидкість яких дорівнює  $10^5$  м/с. Якщо цю швидкість визначено з точністю до десятої частки відсотка, тобто  $\Delta v_x \approx 10^2$  м/с, то згідно з (6) похибка, з якою можна визначити положення кожного електрона в пучку ( $\Delta x \approx 10^{-5}$  м), нас цілком задовольняє. Саме тому рухи електронних пучків у катодній трубці, рухи заряджених частинок

у камері Вільсона та їм подібні спостерігають й обчислюють за законами класичної електродинаміки.

Проте є й інші приклади. Розглядаючи електрон у складі атома, потрібно визначити його координату з точністю до розмірів атома ( $\Delta x \approx 10^{-10}$  м); однак відповідно до формули (6) його швидкість на орбіті можна розрахувати з похибкою, не меншою ніж

$$\Delta v_x = \frac{h}{2m\Delta x}; \Delta v_x \approx 6,6 \cdot 10^6 \text{ м/с},$$

тобто похибка перевищує швидкість, визначену відповідно до класичної теорії. Це свідчить про те, що уявлення класичної фізики не можна переносити на структуру атома.

Зазначимо, що співвідношення невизначеностей деякі консервативні філософи намагалися тлумачити як певну межу пізнання мікросвіту і виставляли його на доказ ідеалістичного вчення про неможливість пізнання світу. Насправді співвідношення невизначеностей не накладає якихось обмежень на пізнання мікросвіту, свідченням цього є неупинний розвиток атомної фізики та фізики елементарних частинок. Співвідношення невизначеностей накладає обмеження лише на застосування до мікросвіту понять і залежностей класичної фізики, яка, по суті, є корпускулярною механікою й не може відображати якісно складніших властивостей мікросвіту.

### § 43. Рівняння Шредінгера

З відкриттям хвильових властивостей мікрочастинок стало очевидним, що для опису їхньої поведінки основні рівняння класичної механіки непридатні. Необхідно було знайти інший тип рівнянь, які враховували б хвильові та корпускулярні властивості мікрочастинок й описували б їхню поведінку як у вільному стані, так і в силовому полі; іншими словами, потрібно було створити якісно нову механіку для мікросвіту. Таку механіку створено завдяки працям де Бройля, В. Гейзенберга, Е. Шредінгера, П. Дірака та ін.; її називають *квантовою механікою*. Квантова механіка — це теорія руху частинок малої маси (мікрочастинок), яка дає змогу враховувати їхні хвильові та корпускулярні властивості.

Стан мікрочастинок у квантовій механіці визначається *хвильовою функцією*, що є функцією координат і часу; її позначають літерою  $\Psi$ . Хвильова функція, яка описує мікрочастинку, перебуває з нею у співвідношенні, аналогічному співвідношенню між амплітудою світлової хвилі та ймовірністю знаходження в заданому місці фотона. Цю аналогію добре видно при порівнянні електронограми з рентгенограмою. Квадрат амплітуди світлової хвилі визначає ймовірність потрапляння фотона в задану точку поверхні, а квадрат

модуля хвильової функції для будь-якої точки простору  $|\Psi|^2$ , помножений на елементарний об'єм  $dV$ , що включає цю точку, — ймовірність  $dP$  знаходження частинки в межах об'єму  $dV$ :

$$dP = |\Psi|^2 dV, \quad (1)$$

де  $|\Psi|^2$  має зміст густини ймовірності (тобто визначає густину величини в такому самому розумінні, як густина енергії, густина заряду і т. д.).

Отже, квантова механіка має статистичний характер; вона не порушує питання про місцезнаходження частинки або траєкторії її руху в просторі, бо завдяки хвильовим властивостям мікрочастинки такі питання взагалі втрачають зміст. У квантовій механіці за допомогою хвильової функції  $\Psi$  визначають лише ймовірність виявлення мікрочастинки в різних точках простору. З викладеного випливає, що функція  $\Psi$  має бути скінченною, однозначною і неперервною в усьому досліджуваному просторі.

Функцію  $\Psi$  для різних випадків руху та взаємодій мікрочастинки визначають із рівняння, сформульованого австрійським фізиком-теоретиком Е. Шредінгером (1887—1961) у 1926 р., яке є основним рівнянням квантової механіки (подібно до другого закону Ньютона у класичній механіці). Для частинки, що переміщується у будь-якому стаціонарному потенціальному полі, *рівняння Шредінгера* має вигляд

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0, \quad (2)$$

де  $m$  — маса частинки;  $E$  — її повна енергія;  $U$  — потенціальна енергія частинки;  $\hbar$  — стала Планка, поділена на  $2\pi$ ;  $\Delta$  — оператор Лапласа, причому

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}.$$

Рівняння Шредінгера, як і закони Ньютона в класичній механіці, є узагальненням багатьох дослідних фактів, виявлених при вивченні мікросвіту. Справедливість цього рівняння доводиться збігом наслідків з нього з дослідними даними.

До рівняння Шредінгера можна дійти з таких міркувань. Як показує аналіз електронोगрама, рух частинки можна описати рівнянням плоскої хвилі де Бройля

$$\Psi = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right),$$

або

$$\Psi = A \sin 2\pi(vt - kx), \quad (3)$$

де  $k = \frac{1}{\lambda}$  — хвильове число. Нагадаємо, що  $\Psi$  у хвилі де Бройля не має фізичного змісту; зміст має квадрат модуля  $|\Psi|^2$ , оскільки інтенсивність хвилі відображає імовірність знаходження частинки в заданій точці простору.

Щоб пов'язати рівняння (3) з конкретною частинкою, введемо заміну

$$v = \frac{E}{h},$$

де  $E$  — повна енергія частинки; значення  $k$  знайдемо за рівнянням де Бройля

$$k^2 = \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{mv}{h}\right)^2 = \frac{2m\left(\frac{mv^2}{h}\right)}{h^2} = \frac{2mE_{\text{кін}}}{h^2}.$$

Оскільки  $E_{\text{кін}} = E - U$ , маємо

$$k = \frac{\sqrt{2m(E - U)}}{h}.$$

Після підстановки значень  $v$  і  $k$  в рівняння (3) дістанемо

$$\Psi = A \sin \left( \frac{E}{h}t - \frac{\sqrt{2m(E - U)}}{h}x \right) = A \sin \varphi. \quad (4)$$

Рівняння (4) описує вільну частинку масою  $m$ , повна і потенціальна енергія якої — незмінна; відповідно  $|\Psi|^2$  визначає імовірність знаходження частинки в різних точках простору.

Функція  $\Psi$  має бути комплексною, бо інакше її квадрат

$$\Psi^2 = A^2 \sin^2 \left( \frac{E}{h}t - \frac{\sqrt{2m(E - U)}}{h}x \right)$$

давав би ймовірність знаходження частинки в заданій точці, що пульсує в часі; такої пульсації насправді немає. Якщо функцію  $\Psi$  замість (4) задати в комплексній формі

$$\Psi = A \sin \varphi + iA \cos \varphi \quad (i = \sqrt{-1}),$$

то її інтенсивність, що визначається квадратом модуля

$$|\Psi|^2 = \Psi\Psi^* = (A \sin \varphi + iA \cos \varphi)(A \sin \varphi - iA \cos \varphi) = A^2,$$

буде сталою, без періодичної пульсації в часі.

З урахуванням викладеного функцію  $\Psi$  для зручності можна записати у вигляді показникової функції

$$\Psi = Ae^{-i\varphi} = Ae^{i\left(\frac{\sqrt{2m(E-U)}}{\hbar}x - \frac{E}{\hbar}t\right)}; \quad (5)$$

інакше її можна задати у вигляді добутку

$$\Psi = \psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t},$$

де

$$\psi = Ae^{i\frac{\sqrt{2m(E-U)}}{\hbar}x} \quad (6)$$

– хвильова функція, що залежить лише від координат і відображає стаціонарний процес:

$$|\Psi|^2 = |\psi|^2.$$

Залишається з'ясувати, яким диференціальним рівнянням відповідають функції  $\psi$  та  $\Psi$ .

Відомо, що коли рівняння гармонічних коливань має вигляд

$$\frac{d^2z}{dx^2} + k^2z = 0,$$

його розв'язком буде

$$z = Ae^{ikx}.$$

За виразом (6) знаходимо, що при сталих  $E$  й  $U$  функція  $\psi$  задовольнятиме рівняння

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}\psi = 0. \quad (7)$$

Це можна перевірити способом підстановки.

Значимо, що рівняння (7) описує поведінку частинки, повна енергія якої дорівнює  $E$  і, що дуже важливо, потенціальна енергія  $U$  не залежить ні від координат, ні від часу. Якщо потенціальна енергія частинки  $U = U(x)$  залежить від координати ( $E = \text{const}$ ), то рівняння, яке описуватиме рух частинки по осі  $Ox$  у деякому силовому потенціальному полі, матиме вигляд

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m[E-U(x)]}{\hbar^2}\psi = 0. \quad (8)$$



Рівняння (8) називають *одновимірним стаціонарним рівнянням Шредінгера*; воно є окремим випадком тривимірного, стаціонарного в часі рівняння (2).

Зазначимо, що функція  $\psi$  у вигляді (6) є розв'язком рівняння (8) лише при  $U(x) = \text{const}$ . Якщо  $U$  залежить від  $x$ , то розв'язок рівняння (8) залежатиме від конкретного вигляду цієї функції. Суть задачі зводиться до того, щоб за заданою функцією  $U(x)$  та граничними умовами визначити за рівнянням Шредінгера вигляд функції  $\psi$ , яка описує рух частинки.

## § 44. Властивості хвильової функції

**Рух частинки в нескінченно глибокій одновимірній потенціальній ямі.** За фізичним змістом на функцію  $\Psi$  накладаються такі умови: вона має бути скінченною, однозначною і неперервною в усьому досліджуваному просторі. З теорії диференціальних рівнянь відомо, що знайти такі розв'язки для  $\Psi$  з рівняння Шредінгера можна лише при певних його параметрах. Значення параметрів рівняння, при яких можливі вказані розв'язки, називаються *власними*, а відповідні їм розв'язки — *власними функціями задачі*.

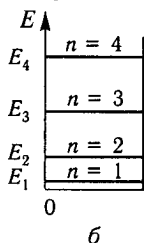
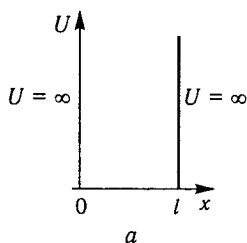
Основним параметром рівняння Шредінгера є повна енергія частинки. Саме тому з викладеного вище випливає, що рівняння Шредінгера дає змогу не тільки визначити ймовірність знаходження частинки в різних точках простору, а й з умов, які накладаються на хвильову функцію, передбачити квантування енергії частинки. Цей наслідок проілюструємо на деяких прикладах.

Хвильова функція  $\Psi$  нормується:

$$\int_V \Psi^* \Psi dV = 1. \quad (1)$$

Інтегрування проводиться за досліджуваним об'ємом і тому визначає ймовірність вірогідної події — виявлення в цьому об'ємі частинки.

Проілюструємо плідність рівняння Шредінгера при дослідженні



поведінки частинки в нескінченно глибокій одновимірній потенціальній ямі прямокутної форми.

Припустимо, що частинка може переміщуватися лише вздовж осі  $Ox$  у межах від 0 до  $l$ , оскільки вона обмежена непроникними стінками (рис. 129, а). Її потенціальна

Рис. 129

енергія  $U$  в цих межах дорівнює нулю, а при  $x < 0$  та  $x > l$  стрибкоподібно перетворюється на нескінченність.

За таких умов рівняння Шредінгера набирає порівняно простого вигляду

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar} E\psi = 0. \quad (2)$$

Якщо позначити  $\frac{2m}{\hbar} E = \omega^2$ , то дістанемо вже відоме нам рівняння

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \omega^2\psi = 0,$$

розв'язком якого є

$$\psi = a \sin(\omega x + \alpha). \quad (3)$$

На цей розв'язок накладаються конкретні фізичні умови. Оскільки частинка не може вийти за межі потенціальної ями, для всіх точок поза ямою  $\psi(x) = 0$ . З умови неперервності функції  $\psi$  випливає, що вона має дорівнювати нулю також на межах ями:

$$\psi(0) = 0; \quad \psi(l) = 0. \quad (4)$$

Ці умови забезпечуватимуться лише при певних значеннях сталих розв'язку  $\omega$  й  $\alpha$ . Їх знайдемо з рівностей (4), а саме:

$$\psi(0) = a \sin \alpha = 0; \quad \alpha = 0;$$

$$\psi(l) = a \sin \omega l = 0;$$

$$\omega l = n\pi; \quad \omega = \frac{n\pi}{l},$$

де  $n = 1, 2, 3, \dots$ .

Значення останнього параметра відповідно до введеної вище заміни визначають певні значення енергії частинки

$$E = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2m} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (5)$$

Ця формула свідчить про квантування енергії частинки в потенціальній ямі, а також дає змогу визначити її власні значення (рис. 129, б).

Зазначимо, що знайдений результат ніяк не можна тлумачити з погляду класичної механіки.

З урахуванням значень  $\omega$  й  $\alpha$  власні функції досліджуваної задачі набирають такого вигляду:

$$\psi(x) = a \sin \frac{n\pi}{l} x.$$

Значення коефіцієнта  $a$  знайдемо з умови нормування функції  $\psi$ :

$$a^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1,$$

звідки

$$a^2 \frac{l}{2} = 1; \quad a = \sqrt{\frac{2}{l}}.$$

При цьому власні функції задачі мають такий вигляд:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l} \quad (n = 1, 2, 3, \dots); \quad (6)$$

їх графічне відображення для різних значень  $n$  показано на рис. 130, *а*. На рис. 130, *б* відповідно відображено густину ймовірності  $\psi\psi^*$  виявлення частинки на різних відстанях від стінок ями.

Здобуті результати несумісні з поняттям траєкторії руху частинки у класичній механіці. Наприклад, за результатами квантової механіки при  $n = 2$  частинку не можна виявити всередині ями, хоча вона однаково часто буває як у лівій, так і в правій половині ями. З погляду класичної механіки всі положення частинки в ямі рівноймовірні.

**Пройходження частинки крізь потенціальний бар'єр.** Яскравою ілюстрацією несумісності поглядів класичної і квантової механіки є задача на проходження частинки крізь потенціальний бар'єр.

Припустимо, що під час руху вздовж осі  $Ox$  частинка зустрічає потенціальний бар'єр заввишки  $U_0$  та завширшки  $l$  (рис. 131). З погляду класичної механіки наступний рух частинки визначається так. Якщо енергія частинки  $E > U_0$ , то вона подолає бар'єр. При цьому на ділянці бар'єра  $0 \leq x \leq l$  швидкість частинки буде меншою, проте після проходження бар'єра вона знову набуде попереднього значення. Якщо енергія частинки  $E < U_0$ , то вона відіб'ється від бар'єра і перемішуватиметься у зворотному напрямі; крізь бар'єр частинка пройти не зможе.

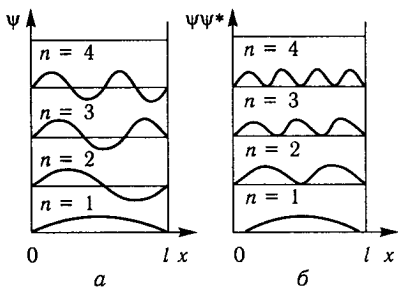


Рис. 130

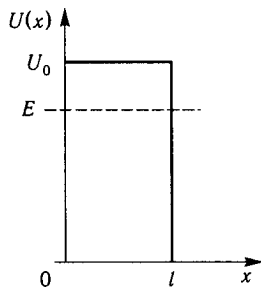


Рис. 131

З погляду квантової механіки, тобто згідно з розв'язками рівняння Шредингера, у першому випадку, коли енергія частинки  $E > U_0$ , існує деяка, відмінна від нуля, імовірність того, що частинка відіб'ється від бар'єра та рухатиметься у зворотному напрямі. У другому випадку, коли  $E < U_0$ , існує деяка, відмінна від нуля, імовірність того, що частинка пройде крізь потенціальний бар'єр і потрапить в область  $x > l$ .

Імовірність проходження частинки крізь потенціальний бар'єр, або *коефіцієнт прозорості бар'єра*, визначається виразом

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}l} \quad (7)$$

З виразу (7) випливає, що прозорість потенціального бар'єра істотно залежить від його ширини  $l$  та «дефіциту» енергії  $U_0 - E$ . Для наочності залежність прозорості потенціального бар'єра від його ширини  $l$  при  $U_0 - E = 5$  еВ відображено в табл. 1.

Таблиця 1

$l$ , мкм	10	15	20	50	100
$D$	0,1	0,03	0,008	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$

З таблиці випливає, що при збільшенні ширини бар'єра в 10 разів його прозорість зменшується від 0,1 до  $10^{-12}$ , коли бар'єр практично стає непрозорим.

Енергія частинки, яка проходить крізь потенціальний бар'єр, не змінюється. Це означає, що частинка не піднімається на вершину бар'єра, а проходить його нижче, ніби через тунель. Тому це явище інакше називають *тунельним ефектом*. Останній широко проявляється у мікросвіті, ним, зокрема, пояснюється вихід  $\alpha$ -частинок з ядер радіоактивних елементів.

## § 45. Лінійний гармонічний осцилятор

Нагадаємо, що під лінійним гармонічним осцилятором розуміють частинку, яка здійснює коливання уздовж прямої лінії за законом

$$x = A \sin \omega_0 t = A \sin 2\pi \nu_0 t. \quad (1)$$

Опис гармонічного осцилятора рівнянням Шредингера безпосередньо стосується визначення коливальних рухів частинок у вузлах кристалічної ґратки речовини.

Щоб спростити математичні викладки, у цій задачі посилатимемося на диференціальне рівняння типу

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + (a - x^2)y = 0, \quad (2)$$

де  $a$  — параметр рівняння.

Способом підстановки можна переконатися, що скінченні, однозначні й неперервні розв'язки цього рівняння будуть тільки тоді, коли параметр  $a$  матиме такий ряд значень:

$$a = 1, 3, 5, 7, \dots = (2n + 1), \text{ де } n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Справді,

$$\text{якщо } a = 1, \text{ то } y = e^{-\frac{1}{2}x^2};$$

$$\text{якщо } a = 3, \text{ то } y = 2xe^{-\frac{1}{2}x^2};$$

$$\text{якщо } a = 5, \text{ то } y = (4x^2 - 2)e^{-\frac{1}{2}x^2};$$

$$\text{якщо } a = 7, \text{ то } y = (8x^3 - 12x)e^{-\frac{1}{2}x^2} \text{ і т. д.}$$

Отже, власними значеннями параметра рівняння (2) є непарний ряд чисел, а власними функціями — функції такого вигляду:

$$y = H(x)e^{-\frac{1}{2}x^2}, \quad (3)$$

де  $H(x)$  називають *поліномами Чебишова—Ерміта*; їх визначають за формулою

$$H(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} \left( e^{-x^2} \right) \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots).$$

Наведені розв'язки є єдиними.

Рівняння Шредінгера для лінійного гармонічного осцилятора зводиться до рівняння (2). Підставивши в рівняння Шредінгера потенціальну енергію осцилятора, дістанемо

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{kx^2}{2} \right) \psi = 0. \quad (4)$$

Якщо ввести позначення

$$k = m\omega_0^2, \quad \alpha = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad \beta = \frac{m\omega_0}{\hbar}$$

і замінити змінну  $x$  на  $z = \sqrt{\beta}x$ , тобто

$$\frac{d}{dx} = \frac{d}{dz} \frac{dz}{dx} = \sqrt{\beta} \frac{d}{dz}; \quad \frac{d^2}{dx^2} = \frac{d}{dz} \left( \sqrt{\beta} \frac{d}{dz} \right) \frac{dz}{dx} = \beta \frac{d^2}{dz^2},$$

то рівняння (4) після скорочення на  $\beta$  набере такого вигляду:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left( \frac{\alpha}{\beta} - z^2 \right) \psi = 0. \quad (5)$$

Як показано вище, це рівняння має розв'язки лише при певних значеннях параметра

$$\frac{\alpha}{\beta} = 2n + 1 \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots).$$

Звідси, враховуючи попередні позначення, знаходимо

$$E = (2n + 1) \frac{\hbar\omega_0}{2} = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar\nu_0. \quad (6)$$

Отже, з рівняння Шредінгера випливає, що енергія гармонічного осцилятора квантується: його енергетичний спектр є сукупністю рівновіддалених рівнів, відстань між якими дорівнює  $\hbar\nu_0$ . Зазначимо, що результат, знайдений з рівняння Шредінгера, хоч і подібний, проте відрізняється від раніше запропонованої формули Планка, за якою енергія осцилятора

$$E = n\hbar\nu_0 \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (7)$$

Формула Планка, як і класична механіка, беззастережно стверджувала, що найменша енергія осцилятора дорівнює нулю, що частинка може перебувати в стані рівноваги та спокою. На цій підставі в класичній фізиці передбачалося, що при температурі абсолютного нуля частинки в кристалічних ґратках стануть нерухомими — «замерзнуть». Насправді згідно з формулою (6) енергія осцилятора виражається «половинчастим» числом  $\left( n + \frac{1}{2} \right)$  квантів і в найнижчому енергетичному стані (при  $n = 0$ ) дорівнює не нулю, а скінченній величині

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar\nu_0.$$

Цю енергію не можна ні зменшити, ні забрати від осцилятора. Саме така його енергія залишається при температурі абсолютного нуля. Тому  $E_0$  називають *нульовою енергією*. За сучасними поглядами вона зумовлюється нульовими коливаннями частинок кристалічної ґратки, проте ці коливання не належать до теплових рухів.

Задовго до появи квантової механіки німецький вчений В. Нернст (1864—1941) висунув гіпотезу, згідно з якою осцилятор

при температурі абсолютного нуля повинен мати деяку нульову енергію. В теорії Шредінгера така гіпотеза є одним з її наслідків. Цей факт має важливе значення для опису явищ поблизу абсолютного нуля.

Як було зазначено у першій книзі курсу, наявністю нульової енергії можна пояснити, чому гелій поблизу абсолютного нуля може залишатися в рідкому стані. З одного боку, сили взаємодій атомів гелію дуже слабкі (газ інертний); з іншого — завдяки малій масі атомів власна частота таких осциляторів, а отже, і нульова енергія їх значна. З цих причин атоми гелію навіть при абсолютному нулі рухаються досить інтенсивно й він залишається в рідкому стані.

# Фізика атома та атомного ядра

- ◆ Будова атома  
за Резерфордом – Бором
- ◆ Рентгенівське проміння
- ◆ Природна радіоактивність
- ◆ Експериментальні методи  
фізики атомного ядра  
й елементарних частинок
- ◆ Атомне ядро
- ◆ Елементарні частинки



БУДОВА АТОМА  
ЗА РЕЗЕРФОРДОМ — БОРОМ§ 46. Досліди Е. Резерфорда  
та ядерна модель атома

З давніх часів учені, прагнучи збагнути таємниці природи, висували різні гіпотези про будову речовини. Ще стародавні грецькі філософи з дивною прозорливістю формували вчення про атомну будову речовини. Сутність його стисло висловлено у відомому афоризмі Демокріта: «Нічого не існує, крім атомів і порожнього простору». Минуло багато століть, і з уявлень, що кожне тіло складається з атомів або молекул, які перебувають у неперервному русі, сформувалась молекулярно-кінетична теорія будови речовини; видатними творцями її були М. В. Ломоносов, Дж. Дальтон, Л. Больцман та Д. І. Менделєєв. Так, із стародавніх часів і до 70-х років XIX ст. під атомами розуміли неподільні частинки, з яких складається Всесвіт. Дж. К. Максвелл у статті «Атом» для енциклопедії писав: «Атом є тілом, яке не можна розсікти навпіл». Атоми різних елементів вважалися різнорідними, всередині XIX ст. їх налічувалося 72.

Однак наприкінці XIX ст. в науці стали відомими факти, які показували, що атом — це складна електрична система. Ці факти були виявлені при вивченні електролізу, катодного та анодного проміння, особливо радіоактивності. У 1897 р. англійський фізик Дж. Дж. Томсон (1856—1940), досліджуючи катодне проміння, відкрив електрон і визначив його питомий заряд  $e/m$ . У 1896 р. французький фізик А. А. Беккерель (1852—1908) відкрив радіоактивне випромінювання. Дослідження випромінювання показали, що з атомів радіоактивних речовин вилітають: позитивно заряджені  $\alpha$ -частинки, що є двічі іонізованими атомами гелію; негативно заряджені  $\beta$ -частинки — електрони та  $\gamma$ -кванти — електромагнітні хвилі з дуже короткою довжиною хвилі (від 0,0001 до 0,1 нм), меншою, ніж у найбільш жорсткого рентгенівського проміння.

Першу спробу побудувати теорію атома в межах класичної фізики зробив Дж. Дж. Томсон у 1903 р. Для пояснення лінійчастого спектра випромінювання атомів вважали, що у структурі атома електрони перебувають у таких умовах, за яких кожен з них може здійснювати гармонічні коливання і бути джерелом монохроматичного випромінювання. Тому за гіпотезою Томсона атом уявлявся

у вигляді сфери, рівномірно заповненої позитивним зарядом, усередині якої містяться електрони; останні утримуються біля положень рівноваги квазіпружною силою

$$f = -kx.$$

Дослідження станів рівноваги електронів у атомі та виявлені при цьому стійкі конфігурації їх давали змогу близько підійти до пояснення періодичності у властивостях хімічних елементів, однак гіпотеза Томсона не спиралася на будь-які дослідні дані й була неспроможна пояснити спектральні закономірності (за цією гіпотезою кількість ліній у спектрі не повинна була перевищувати кількості електронів у атомі, тоді як насправді навіть у спектрі атома водню цих ліній було понад 30).

Важливими для пізнання будови атома були досліди із зондування атома пучками швидких частинок. Ще в 1903 р. німецький фізик Ф. Е. А. Ленард (1862—1947), досліджуючи проходження крізь тіла пучків швидких електронів, дійшов висновку, що весь атом не може бути позитивно зарядженим, він повинен мати складнішу будову. Вирішальне значення для теорії будови атома мали досліди англійського фізика Е. Резерфорда (1871—1937) у 1913 р. з розсіяння  $\alpha$ -частинок при проходженні їх пучка крізь тонку металеву фольгу.

У дослідах він використав дуже швидкі  $\alpha$ -частинки, які випромінює радіоактивний препарат RaC. Кожна така  $\alpha$ -частинка при потраплянні на люмінесцентний екран спричиняла спалах — сцинтиляцію. Ці сцинтиляції спостерігали за допомогою мікроскопа. Досліди проводили за такою схемою (рис. 132). Металевий циліндр 1 з установленим у його стінку мікроскопом 2 міг повертатися разом із диском 3 на шліфі 4; зверху на диску була нанесена шкала для відліку кута повороту циліндра. Всередині циліндра на нерухомій трубі 5 кріпились радіоактивний препарат RaC і металева фольга F; повітря з циліндра викачувалося. Вузький пучок  $\alpha$ -частинок при проходженні крізь фольгу розсіювався,  $\alpha$ -частинки відхилялися під різними кутами до початкового напрямку. Спостереження зводилися до визначення кількості сцинтиляцій за певний проміжок часу в різних місцях на екрані E та в різних положеннях при повертанні циліндра.

Досліди показали, що при проходженні крізь фольгу переважна більшість  $\alpha$ -частинок зазнає дуже незначних відхилень, але є чимало й таких частинок, які зазнають дуже великих відхилень. У середньому одна частинка з 8000 зазнавала відхилення на кут, більший

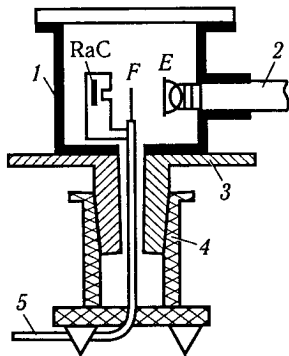


Рис. 132

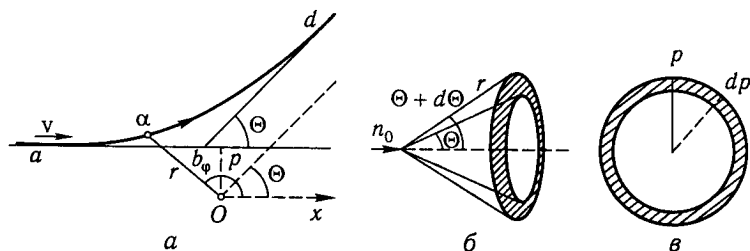


Рис. 133

за  $150^\circ$ , тобто поверталася назад. Таке значне розсіяння  $\alpha$ -частинок могло статися тільки внаслідок дії позитивного заряду атома. Електрони, маса яких приблизно у 8000 разів менша від маси  $\alpha$ -частинки, не могли помітно впливати на її рух. Проходження переважної більшості  $\alpha$ -частинок крізь фольгу з невеликим розсіянням їх свідчило про значні відстані між позитивними зарядами атомів фольги; дуже великі відхилення  $\alpha$ -частинок — про те, що розміри позитивного заряду атома мають бути значно меншими від розмірів атомів, оскільки за законом Кулона тільки на таких відстанях між зарядами могла виникнути сила відштовхування, достатня для відхилення  $\alpha$ -частинки на значний кут. Модель атома Дж. Дж. Томсона не підтверджувалася; про це переконливо свідчили теоретичні розрахунки траєкторій  $\alpha$ -частинок, особливо приціальних відстаней  $p$ .

У розрахунках траєкторій розсіяних  $\alpha$ -частинок Е. Резерфорд виходив із припущення, що це розсіяння зумовлюється кулонівською силою відштовхування  $\alpha$ -частинки позитивним зарядом атома. Для проведення цих розрахунків припустимо, що  $\alpha$ -частинка ще на значній віддалі від атома має швидкість  $v$  і переміщується уздовж прямої  $ab$  (рис. 133, *a*); центр атома фольги міститься в точці  $O$  на відстані  $p$  від прямої  $ab$ . Положення  $\alpha$ -частинки визначатимемо через полярні координати  $r$  та  $\phi$ .

Запишемо для довільного положення  $\alpha$ -частинки її потенціальну енергію  $\Pi$  і кінетичну енергію  $T$ :

$$\Pi = 2e \frac{q}{r}; \quad T = \frac{mr^2}{2} + \frac{mr^2 \dot{\phi}^2}{2}.$$

Повна енергія  $\alpha$ -частинки

$$E = \frac{2eq}{r} + \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2). \quad (1)$$

Тут  $2e$  — заряд  $\alpha$ -частинки;  $q$  — позитивний заряд атома (множник  $4\pi\epsilon_0$  у виразі потенціалу для скорочення записів пропущено);  $m$  — маса  $\alpha$ -частинки.

Запишемо також для  $\alpha$ -частинки її момент кількості руху

$$L = mr^2 \dot{\phi}, \quad (2)$$

звідки визначимо похідну за часом

$$\dot{\phi} = \frac{L}{mr^2}. \quad (3)$$

Скористаємось виразом (3) для того, щоб з рівності (1) виключити похідні координат за часом; для цього також задамо  $\dot{r}$  у вигляді

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\phi}; \quad \dot{\phi} = \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\phi}. \quad (4)$$

Підставивши значення  $\dot{r}$  і  $\dot{\phi}$  в рівність (1), дістанемо

$$E = \frac{2eq}{r} + \frac{L^2}{2mr^4} \left( \frac{dr}{d\phi} \right)^2 + \frac{L^2}{2mr^2},$$

або

$$\frac{1}{r^4} \left( \frac{dr}{d\phi} \right)^2 = \frac{2mE}{L^2} - \frac{4meq}{L^2} \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2}. \quad (5)$$

Введемо заміну  $\frac{1}{r} = \rho$ ; тоді  $\frac{d\rho}{d\phi} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\phi}$ , а вираз (5) набере вигляду

$$\left( \frac{d\rho}{d\phi} \right)^2 = \frac{2mE}{L^2} - \frac{4meq}{L^2} \rho - \rho^2. \quad (6)$$

Вираз (6) ще раз продиференціюємо по  $\phi$ , після чого дістанемо

$$2 \left( \frac{d\rho}{d\phi} \right) \frac{d^2\rho}{d\phi^2} = -\frac{4meq}{L^2} \frac{d\rho}{d\phi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\phi}. \quad (7)$$

Оскільки  $\frac{d\rho}{d\phi} \neq 0$ , після проведення скорочень у рівності (7) матимемо

$$\frac{d^2\rho}{d\phi^2} + \rho = -\frac{2meq}{L^2}. \quad (8)$$

Зважаючи на те, що за законом збереження момент кількості руху для замкненої системи лишається сталим, сталим є також вираз

$$C = -\frac{2meq}{L^2}. \quad (9)$$

Ввівши сталу  $C$  у вираз (8), дістанемо для  $\alpha$ -частинки таке диференціальне рівняння:

$$\frac{d^2\rho}{d\phi^2} + \rho = C. \quad (10)$$

Розв'язком цього рівняння, як легко перевірити підстановкою, є функція

$$\rho = C + A \cos \phi + B \sin \phi, \quad (11)$$

де  $A$  і  $B$  — константи, які можна визначити з граничних умов:

1) при  $\phi \rightarrow \pi$  (див. рис. 133, а)  $\rho = 0$ . Після підстановки цих значень у вираз (11) знайдемо  $A = C$ . Тоді вираз (11) можна записати у вигляді

$$\rho = C(1 + \cos \phi) + B \sin \phi; \quad (12)$$

2) при  $\phi \rightarrow \pi$  маємо  $r \sin \phi \rightarrow p$ . Тому, поділивши рівність (12) на  $\sin \phi$ , дістанемо

$$\frac{1}{\rho} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} C \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi} + B.$$

Звідси

$$\lim_{\varphi \rightarrow \pi} C \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi} = 0; \quad B = \frac{1}{\rho}.$$

Остаточно рівняння траєкторії  $\alpha$ -частинки набирає такого вигляду:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + \frac{1}{\rho} \sin \varphi. \quad (13)$$

Це рівняння, як і слід було сподіватися, є рівнянням гіперболи, а її асимптотами є прямі  $ab$  та  $bd$ .

Знайдемо кут  $\Theta$  між асимптотами, тобто кут відхилення траєкторії  $\alpha$ -частинки. З рис. 133,  $a$  випливає, що коли  $\alpha$ -частинка віддаляється від точки  $O$  на нескінченно велику віддаль праворуч, то  $\rho \rightarrow 0$ , а  $\varphi \rightarrow \Theta$ ; тому рівняння (13) для таких положень  $\alpha$ -частинки матиме вигляд

$$0 = C(1 + \cos \Theta) + \frac{1}{\rho} \sin \Theta,$$

або

$$\frac{1}{C\rho} = -\frac{1 + \cos \Theta}{\sin \Theta} = -\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}.$$

Якщо в цей вираз підставити значення  $C$  з рівності (9), то дістанемо

$$\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{l^2}{2meq\rho}.$$

З урахуванням того, що  $L = mv\rho$ , матимемо

$$\operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2} = \frac{mv^2}{2eq} \rho. \quad (14)$$

Перейдемо до оцінювання розсіяння  $\alpha$ -частинок у статистиці.

Припустимо, що на одиницю площі металевої фольги за одиницю часу падає  $n_0$   $\alpha$ -частинок. Визначимо, скільки з них буде розсіяно одним атомом фольги в тілесний кут між  $\Theta$  і  $\Theta + d\Theta$ .

Якщо частинки, які відхилятимуться на кут  $\Theta$ , пролетять на прицільній відстані  $\rho$  від атома, то частинки, що відхилятимуться на кут  $\Theta + d\Theta$ , пролетять на відстані  $\rho - d\rho$  від атома. Всі шукані  $\alpha$ -частинки, які внаслідок дії атома фольги розсіюються у тілесний кут між  $\theta$  та  $\Theta + d\Theta$ , пролітатимуть крізь кільце фольги (рис. 133,  $\theta$ ) завширшки  $d\rho$ ; тоді

$$dn_1 = n_0 dS = n_0 2\pi\rho d\rho.$$

Якщо на одиниці площі фольги буде  $N$  атомів, то загальне число  $\alpha$ -частинок, розсіяних у тілесний кут між  $\Theta$  і  $\Theta + d\Theta$ , становитиме

$$dn = n_0 N \cdot 2\pi\rho d\rho.$$

Для визначення добутку  $\rho d\rho$  скористаємося рівністю (14). Піднісши обидві її частини до квадрата та продиференціювавши його, дістанемо

$$\rho d\rho = \left( \frac{eq}{mv^2} \right)^2 \frac{\sin \Theta}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} d\Theta.$$

Отже,

$$dn = 2\pi n_0 N \left( \frac{eq}{mv^2} \right)^2 \frac{\sin \Theta}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} d\Theta. \quad (15)$$

Усі ці частинки падають на площу  $ds$  смужки екрана спостереження (на рис. 133, б смужку заштриховано), причому

$$ds = 2\pi r \sin \Theta r d\Theta = 2\pi r^2 \sin \Theta d\Theta.$$

Отже, на одиницю площі за одиницю часу падатиме розсіяних  $\alpha$ -частинок

$$\Delta n = \frac{dn}{ds} = \frac{n_0 N}{r^2} \left( \frac{eq}{mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}}. \quad (16)$$

Цей вираз називають *формулою Резерфорда*. Її можна перевірити на досліді; зокрема, це стосується того її наслідку, що для різних кутів розсіяння сталим є добуток

$$\Delta n \sin^4 \frac{\Theta}{2} = \text{const}. \quad (17)$$

Досліди підтвердили правильність формули (16), а водночас і те, що взаємодія між  $\alpha$ -частинкою і позитивним зарядом атома відбувається за законом Кулона.

Використавши формулу (16), Е. Резерфорд, а пізніше його учень англійський фізик Дж. Чедвік (1891—1974) зуміли досить точно визначити позитивні заряди різних атомів. Ними був виявлений надзвичайно важливий факт, що позитивний заряд атома, виражений в елементарних зарядах  $e$ , дорівнює порядковому номеру  $Z$  елемента в таблиці Менделєєва, тобто

$$q = Ze. \quad (18)$$

Отже, було доведено, що число електронів у атомі дорівнює порядковому номеру хімічного елемента в таблиці Менделєєва.

Знаючи заряд атома  $q$ , за рівністю (14) можна було визначити для різних кутів розсіяння  $\Theta$  відповідні значення  $p$ , тобто прицільні відстані  $\alpha$ -частинок від центрів атомів. Виявилось, що для фольги з важких елементів (золота, платини) для кутів розсіяння  $\Theta = 150^\circ$  відстань  $p = 10^{-14}$  м. Якщо на такій відстані  $\alpha$ -частинка й атом ще взаємодіяли за законом Кулона, то це могло означати, що розміри позитивного заряду атома мають бути на порядок менші, тобто дорівнювати  $10^{-15}$  м. Оскільки розміри атомів мають порядок  $10^{-10}$  м, з порівняння їх окреслювалася ядерна модель атома.

Згадані досліди дали змогу Е. Резерфорду накреслити ядерну модель атома: в його центрі знаходиться позитивно заряджене ядро, розміри якого приблизно становлять  $10^{-15}$  м; навколо ядра по замкнених орбітах в об'ємі сфери радіусом  $10^{-10}$  м обертаються електрони, причому кількість їх дорівнює порядковому номеру елемента. В такому вигляді ядерна модель атома зберегла своє значення і до нашого часу, хоча й зазнала багатьох уточнень.

## § 47. Постулати Бора та експериментальне підтвердження їх

Модель атома Резерфорда пояснювала розсіяння  $\alpha$ -частинок при проходженні металевої фольги, проте з погляду законів класичної фізики вона була неспроможна пояснити закономірності в ліній-

частих спектрах атомів і навіть самого факту випромінювання атомом монохроматичного світла, а також характерної стійкості атома.

Справа в тому, що обертання електрона навколо ядра є змінним рухом і за законами класичної електродинаміки має супроводитися випромінюваннями електромагнітних хвиль. Частота цих хвиль при рівномірному обертанні електрона по колу має дорівнювати частоті обертання електрона. У складніших періодичних рухах електрона його випромінювання згідно з теоремою Фур'є являло б собою суму монохроматичних компонентів. Однак унаслідок випромінювання енергія електрона має поступово спадати, а тому й зменшуватись відстань електрона до ядра (відповідно частота обертання електрона має збільшуватись). Таким чином, випромінювання електрона давало б суцільний спектр, а електрон дуже швидко впав би на ядро. Обидва ці наслідки класичної теорії суперечать дійсності.

Правильні висновки з труднощів зробив датський фізик Н. Бор у 1913 р. Він не відкидав самої моделі атома, оскільки вона ґрунтувалася на дослідних даних, але зробив сміливі припущення про те, що в мікроструктурі атома закони класичної електродинаміки не справджуються і що для з'ясування внутрішнього механізму атома треба керуватися ідеєю квантової теорії випромінювання Планка. Таких висновків Н. Бор дійшов після аналізу лінійчастих спектрів атомів.

У пошуках загальної квантової теорії, яка відображала б внутрішній механізм ядерної моделі атома та пояснювала б спектральні закономірності випромінювання (формули Бальмера і Рітца), Н. Бор сформулював такі два постулати.

1. *Атому властиві стійкі стани з відповідними значеннями енергії  $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$ , перебуваючи в яких він не поглинає та не випромінює електромагнітних хвиль.* Ці стани можна назвати *стаціонарними станами атома*.

Оскільки кожне з дискретного ряду значення енергії атома залежить від перебування електронів у ньому на тих або інших орбітах, з постулату випливає, що електрони в атомі можуть перебувати лише на певних орбітах, які відповідають стаціонарним станам атома. Тому інакше перший постулат Бора можна сформулювати так: *електрони можуть рухатися в атомі тільки по певних орбітах, перебуваючи на яких вони не випромінюють і не поглинають енергії.*

Ці орбіти відповідають стаціонарним станам електронів у атомі, а моменти їхніх імпульсів квантовані:

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}, \quad (1)$$

де  $mvr$  — момент імпульсу електрона на орбіті;  $n$  — номер відповідної орбіти;  $h$  — стала Планка. Для зручності запису іноді вводять позначення  $\hbar = h/2\pi$ . Формулу (1) називають *правилом квантування орбіт*.

2. При переході з одного стаціонарного стану в інший атоми випромінюють або поглинають кванти енергії електромагнітних хвиль певних частот; останні визначаються за умовою

$$E_n - E_k = h\nu, \quad (2)$$

де  $E_n$  та  $E_k$  — енергія атома в першому і другому стаціонарних станах. Іншими словами, атом випромінює або поглинає квант електромагнітної енергії внаслідок перескакування електрона з однієї стаціонарної орбіти на іншу. Частота його монохроматичного випромінювання або поглинання визначається за умовою

$$E'_n - E'_k = h\nu, \quad (3)$$

де  $E'_n$  та  $E'_k$  — відповідно енергія електрона на  $n$ -й і  $k$ -й орбітах.

Другий постулат Бора називають *умовою частот*, оскільки він визначає частоти фотонів можливого випромінювання атома. Значимо, що всупереч вимогам класичної електродинаміки ця частота не має нічого спільного з частотами періодичних рухів електронів.

Постулати Бора були підтверджені експериментально. Найпереконливіше підтвердження існування дискретних енергетичних рівнів атома дали досліди німецьких фізиків Дж. Франка та Г. Р. Герца (1913 р.). У цих дослідах, схему яких зображено на рис. 134, а, вивчалася взаємодія електронів різної енергії з атомами пари ртуті. Джерелом електронів був підігрівний катод  $K$ , енергія електронів змінювалася за допомогою прискорювальної напруги  $U$  між катодом  $K$  і сіткою  $C$ ; її можна визначити з рівності

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \quad (4)$$

Між сіткою  $C$  та анодом  $A$  прикладалася гальмівна напруга приблизно 0,5 В.

Досліди показали, що взаємодія електронів з атомами може мати характер пружних і непружних зіткнень. Зокрема, якщо в досліді енергія електронів поступово збільшувалася, то на початку їх зіткнення з атомами ртуті мали пружний характер — енергія електро-

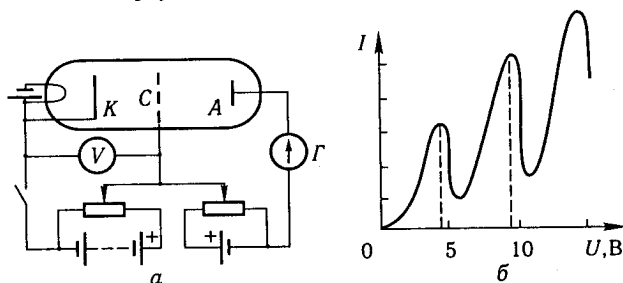


Рис. 134



нів під час руху до сітки поступово зростала. Завдяки цьому вони проходили сітку, долали гальмівну напругу і, потрапляючи на анод, створювали через гальванометр  $I$  струм. Так, із збільшенням прискорювальної напруги між катодом  $K$  і сіткою  $S$  струм через гальванометр зростав. Коли ж енергія електронів досягала 4,9 еВ, зіткнення їх з атомами ртуті набирали характеру непружного удару. Атоми сприймали цю енергію від електронів і переходили в збуджений стан, тобто в інший стаціонарний стан, що характеризується більшою енергією.

З одного боку, це виявлялося за випромінюванням атомів ртуті, з іншого — раптовим спадом струму через гальванометр (рис. 134, б). Таке саме спостерігалось при енергії електронів 6,7; 10,4 еВ та повторювалося при прискорювальних напругах, кратних згаданим ( $4,9 \cdot 2 = 9,8$  В;  $6,7 \cdot 2 = 13,4$  В і т. д.). За цих напруг електрони на шляху між катодом та сіткою зазнавали одного, двох або більше непружних зіткнень з атомами (останнє зіткнення відбувалося біля сітки), втрачали свою енергію і не могли внаслідок гальмівної напруги потрапити на анод; струм через гальванометр різко спадав.

Експериментально було виявлено, що при прискорювальній напрузі 4,9 В атоми ртуті випромінюють світло з довжиною хвилі  $\lambda_1 = 253,7$  нм. Квант енергії такого світла дорівнює енергії, яку електрон передав атому ( $h\nu_1 = 4,9$  еВ). При напрузі 6,7 В випромінюється світло з довжиною хвилі 185 нм, енергія кванта якого дорівнює 6,7 еВ.

Таким чином було доведено, що атом або зовсім не поглинає енергію, або поглинає її тільки в кількості, яка дорівнює різниці енергії двох стаціонарних станів. Цим були підтверджені постулати Бора про існування стаціонарних енергетичних станів атомів і характер випромінювання та поглинання енергії атомами.

**Приклад 1.** Яку роботу треба виконати, щоб видалити електрон із другої орбіти атома гідрогену за межі притягання його до ядра?

**Розв'язання.** Шукану роботу можна знайти за енергією випромінювання атома при зворотному переході електрона на другу орбіту атома, скориставшись формулою Бальмера

$$E = h\nu = hR \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty} \right) = \frac{hR}{2^2} = 5,47 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 3,42 \text{ еВ.}$$

**Приклад 2.** Атом гідрогену в основному стані поглинув квант світла із довжиною хвилі  $\lambda = 121,5$  нм. Визначити радіус електронної орбіти збудженого атома гідрогену.

**Розв'язання.** За теорією Бора радіус орбіти атома гідрогену пропорційний квадрату її номера:

$$r = r_1 n^2,$$

де  $r_1 = 0,5 \cdot 10^{-10}$  м — радіус орбіти електрона незбудженого атома гідрогену. Номер відповідної орбіти електрона збудженого атома знайдемо за формулою Лаймана для зворотного переходу електрона і випромінювання світла:

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ де } \nu = c/\lambda,$$

$$\text{звідки } n^2 = \frac{1}{1 - R \frac{c}{\lambda}} = 4, \text{ а } r = 0,5 \cdot 10^{-10} \cdot 4 = 2 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

## § 48. Атом гідрогену за теорією Бора. Пояснення спектральних закономірностей

Як показує дослід, спектр атомарного водню, світіння якого збуджується в розрядній трубці при низькому тиску, є лінійчастим з деякою правильною послідовністю спектральних ліній — лінії спектра згущуються з наближенням до деякої граничної довжини хвилі, що дорівнює 365 нм (рис. 135).

Ще в 1885 р. на це звернув увагу швейцарський фізик Бальмер. Він довів, що частоти видимих ліній спектра водню (тепер їх розрізняють до 25) виражаються простою формулою, а саме:

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (1)$$

де  $R = 3,28787 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  — стала Бальмера—Рідберга;  $k = 3, 4, 5, \dots$

Сукупність цих ліній у видимій частині спектра водню називають *серією Бальмера*.

Пізніше у спектрі водню було виявлено кілька інших серій, подібних до серії Бальмера, зокрема в ультрафіолетовій частині спектра було виявлено *серію Лаймана* з частотами

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (2)$$

де  $k = 2, 3, 4, \dots$ ; в інфрачервоній частині спектра — *серію Пашена* з частотами

$$\nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (3)$$

де  $k = 4, 5, 6, \dots$

Виявилось, що весь спектр водню можна подати загальною формулою

$$\nu = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (4)$$

де  $n$  і  $k$  — цілі числа.

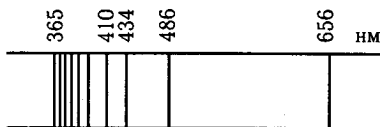


Рис. 135

Застосування постулатів Бора дало змогу обчислити колові електронні орбіти атома гідрогену та успішно пояснити деякі закономірності в спектрі його випромінювання.

Будова атома гідрогену найпростіша. Він складається з позитивно зарядженого ядра й одного електрона, що обертається навколо ядра.

За правилом квантування електрон в атомі може рухатися тільки по таких орбітах, для яких момент імпульсу електрона кратний  $h/(2\pi)$ , тобто справджується співвідношення

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}. \quad (5)$$

У рівнянні (5) є дві невідомі  $r$  і  $v$ , а тому для знаходження цих величин використаємо ще вираз доцентрової сили, роль якої відіграє кулонівська сила взаємодії електрона з ядром:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (6)$$

Розв'язавши систему рівнянь (5) та (6), знайдемо

$$r = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi m e^2}; \quad v = \frac{e^2}{2\epsilon_0 n h}. \quad (7)$$

Отже, радіуси можливих орбіт пропорційні квадрату номера орбіти. Якщо підставити у вирази (7)  $n = 1$ ,  $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж · с і виконати розрахунки для першої орбіти електрона, то дістанемо такі результати:  $r_1 = 0,5 \cdot 10^{-10}$  м,  $v_1 = 2 \cdot 10^6$  м/с. Знайдені розміри атома гідрогену відповідають розмірам, визначеним у кінетичній теорії газів. Розміри інших орбіт в атомі гідрогену та в подібних до нього атомах інших хімічних елементів можна визначити за формулою

$$r = n^2 \frac{r_1}{Z},$$

де  $Z$  — порядковий номер елемента; нерідко в атомній фізиці значення  $r_1$  беруть за одиницю довжини.

Звичайно, вражає величезна швидкість електрона на мікроскопічній орбіті, проте це вже така особливість структури атома. Зазначимо, що радіус навіть першої орбіти електрона в десятки тисяч разів перевищує розміри ядра атома.

Спираючись на постулати Бора, розглянемо процес випромінювання атома гідрогену. Перебуваючи на будь-якій стаціонарній орбіті, електрон не випромінює і не поглинає енергії. Випромінювання або поглинання енергії відбувається лише тоді, коли елек-

трон переходить з однієї орбіти на іншу. Зокрема, випромінювання буде тоді, коли електрон переходить з дальшої на ближчу до ядра орбіту. З енергетичного погляду відбувається таке: при переході електрона з дальшої на ближчу до ядра орбіту кулонівська сила притягання електрона до ядра виконує певну роботу. При цьому певна кількість потенціальної енергії електрона перетворюється частково на кінетичну енергію (завдяки чому його швидкість на ближчій орбіті стає більшою), а частково — на енергію випромінювання.

Щоб знайти частоту електромагнітних хвиль, які випромінюються при переході електрона з  $k$ -ї на  $n$ -ту орбіту в атомі гідрогену, слід визначити енергію електрона на обох орбітах та скористатися другим постулатом Бора:

$$\nu = \frac{E_k - E_n}{h}. \quad (8)$$

Енергія електрона на будь-якій орбіті складається з суми кінетичної і потенціальної енергії. Першу знаходять за формулою  $\frac{mv^2}{2}$ , а другу — через добуток заряду електрона  $e$  на потенціал

електричного поля ядра  $\left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}\right)$  у тій точці, де перебуває електрон (рис. 136), а саме:  $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ . Знак «мінус» записуємо тому,

що енергія електрона на нескінченності вважається такою, яка дорівнює нулю, а при наближенні до ядра вона зменшується. Зрозуміло, що кінетична енергія електрона на будь-якій стаціонарній орбіті чисельно має бути меншою від потенціальної енергії притягання електрона до ядра, оскільки інакше електрон вилетів би за межі дії ядра.

Повна енергія електрона на  $k$ -й орбіті, або енергія  $k$ -рівня,

$$E_k = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (9)$$

Підставивши замість  $r$  та  $v$  їхні значення (7) для  $k$ -ї орбіти, дістанемо

$$E_k = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 k^2 h^2} - \frac{me^4}{4\epsilon_0^2 k^2 h^2} = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 k^2 h^2}. \quad (10)$$

Аналогічно формулі (10) виразитиметься енергія електрона на  $n$ -й орбіті.

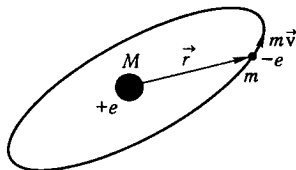


Рис. 136

Отже, повна енергія електрона на стаціонарній орбіті обернено пропорційна квадрату її номера.

Частота електромагнітної хвилі, що випромінюється електроном при переході з  $k$ -ї на  $n$ -ту орбіту, відповідно до умови (8) визначається виразом

$$\nu = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (11)$$

де  $k = (n+1), (n+2), (n+3), \dots$

Формула (11) не тільки за структурою аналогічна узагальненій формулі Бальмера (4), в ній числове значення виразу

$$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \quad (12)$$

дуже близьке до емпіричного значення сталої Бальмера—Рідберга. Повного збігу теоретичного значення сталої з емпіричним було досягнуто з урахуванням того, що в атомі електрон обертається не навколо центра ядра, а електрон і ядро обертаються відносно їхнього спільного центра мас. Тому у формулі (12) замість  $m$  треба брати зведену масу системи електрон — ядро:

$$\mu = \frac{mM}{m+M} = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}},$$

де  $m$  — маса електрона;  $M$  — маса ядра.

У спектроскопії прийнято характеризувати спектральні лінії не частотою, а хвильовим числом — величиною, оберненою до довжини хвилі:  $\frac{1}{\lambda} = \bar{\nu} = \frac{\nu}{c}$ . Для хвильового числа замість виразу (11) матимемо

$$\bar{\nu} = R' \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (13)$$

де  $R' = \frac{R}{c} = 10\,967\,758$  — стала Рідберга для водню; найбільшого

значення вона досягає при  $M \rightarrow \infty$ , тобто  $R'_\infty = \frac{R}{c} = 10\,973\,731$ .

На підставі виразу (11) визначають різні спектральні серії: при  $n = 1$  — серію Лаймана в ультрафіолетовій частині; при  $n = 2$  — серію Бальмера у видимій частині спектра; при  $n = 3$  — серію Пашена в інфрачервоній частині і т. д.

Переходи електронів в атомі, що породжують ці спектральні серії, зображено на рис. 137.

Аналогічно Н. Бор визначив частоти випромінювання для атомів, подібних до атома гідрогену, тобто таких, в яких навколо ядра

обертається лише один електрон (ними можуть бути іони  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{2+}$ ,  $\text{Be}^{3+}$  і т. д.), і таких, в яких поза заповненою електронною оболонкою (на периферії атома) розміщений один валентний електрон (такими є лужні метали  $\text{Li}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{K}$ ,  $\text{Rb}$ ,  $\text{Cs}$ ). Вважаючи, що заряд ядра дорівнює  $Ze$  ( $Z$  — порядковий номер елемента в таблиці Менделєєва), Н. Бор вивів таку формулу:

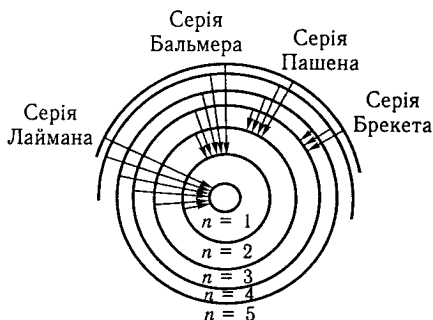


Рис. 137

$$\nu = Z^2 R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (14)$$

яка теж узгоджувалася з дослідними даними; точніше, для лужних металів до формули (14) треба було внести деякі поправки, оскільки в їхніх атомах, крім ядра, на валентний електрон діють електрони заповнених оболонок.

Із формули (14) випливає, що будь-яку частоту у спектрі атома, подібного до атома гідрогену, можна задати у вигляді різниці функцій порядкового номера орбіти  $T(n)$ :

$$T(n) = \frac{Z^2 R}{n^2}. \quad (15)$$

Цю функцію називають *спектральним термом*. В атомі лужного металу з порядковим номером  $Z$  навколо ядра ( $Z-1$ ) електронів утворюють стійку структуру, а в їхньому результуючому полі рухається лише один валентний електрон. Тому терми лужних металів трохи відрізняються від термів атома гідрогену і мають такий вигляд:

$$T(n) = \frac{Z^2 R}{(n + \alpha)^2}, \quad (16)$$

де  $\alpha$  — поправка, різна для різних спектральних серій.

Теорія випромінювання атомів, подібних до атома гідрогену, свідчить про те, що світіння речовини зумовлюється передусім енергетичними переходами зовнішніх, валентних електронів, які інакше називають *оптичними*.

Закономірності у спектрах атома гідрогену та подібних до нього атомів порівняно прості. В міру ускладнення атомів, тобто збільшення числа валентних електронів, спектри атомів стають значно складнішими. На них позначається додаткова взаємодія електронів

між собою. Вона зумовлює *тонку структуру спектра* (замість окремих спектральних ліній з'являються групи дуже близьких одна до одної ліній). Ще складнішими є спектри молекул. Пояснюється це тим, що зміна енергетичних станів у молекулах і випромінювання їх можуть виникати не тільки внаслідок електронних переходів, а також через зміни у відносних рухах атомів, іонів або атомних груп, що входять до складу молекули, тобто змін у їхніх коливальних або обертальних рухах. Адже енергія цих рухів теж квантується. За цих змін кванти енергії, зумовлені електронними переходами, є найбільшими за значенням, кванти енергії коливальних рухів мають менші значення, ще меншими є кванти енергії обертальних рухів.

Комбінації різноманітних дискретних змін в енергії молекули приводять до випромінювання спектрів у вигляді складних груп ліній, які називаються *смугами*. В рідинах та твердих тілах завдяки сильним взаємодіям між частинками окремі енергетичні рівні їх зливаються, утворюючи суцільні смуги можливих станів; тому їхній спектр випромінювання стає суцільним.

З погляду класичної фізики випромінювання світла атомом є неперервним процесом генерування електромагнітних хвиль атомним електричним осцилятором. У квантовій теорії цей процес є перервним і проявляється у виділенні фотонів при переходах електронів у атомі з одних енергетичних рівнів на інші. За класичною теорією частота світла, випромінюваного атомом, дорівнює частоті обертання електрона навколо ядра, тобто

$$\nu_{\text{кл}} = \frac{v}{2\pi r}, \quad (17)$$

де  $v$  — швидкість руху електрона по орбіті;  $r$  — радіус орбіти.

За квантовою теорією частота випромінювання світла визначається енергетичним переходом електрона, а саме:

$$\nu_{\text{кв}} = \frac{E_k - E_n}{h}. \quad (18)$$

Виникає запитання: при яких саме умовах обидві теорії даватимуть однакові результати? Якщо скористатися виразами швидкості й енергії електрона в атомі гідрогену (7) та підставити їх у відповідні вирази частот (17) і (18), то дістанемо:

для класичної теорії випромінювання

$$h\nu_{\text{кл}} = \frac{2E_1}{n^3}, \quad (19)$$

де  $E_1$  — значення енергії електрона в незбудженому стані атома гідрогену;  $n$  — номер орбіти електрона;

для квантової теорії випромінювання рівнозначний вираз

$$h\nu_{\text{кв}} = \frac{2E_1}{n^3} \quad (20)$$

матимемо лише при  $k = n + 1$  (тобто при переході електрона на сусідній енергетичний рівень) та при  $n \gg 1$ .

Іншими словами, тільки при великих квантових числах частота обертання електрона навколо ядра, тобто класична частота випромінювання світла, збігається з квантовою частотою випромінювання для переходів електронів між сусідніми орбітами. Проте при великих квантових числах енергія електрона в атомі стає порівняно великою, а енергія кванта випромінювання при сусідніх переходах електрона — дуже малою, тобто

$$E \gg h\nu.$$

Ця нерівність визначає умову відповідності класичної і квантової теорій випромінювання, яку формулюють так: *якщо енергія оптичних електронів значно більша від енергії випромінюваних ними фотонів, то справджуватиметься класична теорія випромінювання; якщо енергія оптичних електронів стає порівнянною з енергією фотонів, що випромінюється ними, то слід використовувати квантову теорію випромінювання світла.*

**Приклад.** Один із збуджених атомів гідрогену при переході в основний стан випромінює послідовно два фотони з довжинами хвиль  $\lambda_1 = 128,18$  нм та  $\lambda_2 = 105,57$  нм. Яке число спектральних ліній можна спостерігати, якщо всі атоми гідрогену дістали однакову енергію?

**Розв'язання.** Візьмемо до уваги, що енергія збудженого атома гідрогену пов'язана з головним квантовим числом  $n$ :

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} = -\frac{1}{n^2} E_0, \quad (21)$$

де  $E_0 = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}$  — енергія основного стану.

Атом випромінює фотони зі стану, що має більшу енергію, ніж основний. За умовою атом випромінює два фотони, тому він мав енергію

$$E_n = E_0 + \frac{hc}{\lambda_1} + \frac{hc}{\lambda_2};$$

$$E_n = -0,086 \cdot 10^{-18} \text{ Дж.}$$

Згідно з рівністю (21) такому енергетичному стану атома відповідає головне квантове число

$$n = \sqrt{\frac{E_0}{E_n}}; \quad n = 5$$

(квантове число може бути тільки цілим числом).

Якщо кожний збуджений атом перебуває на п'ятому енергетичному рівні ( $n = 5$ ), то його випромінювання можна подати в комбінаціях із п'яти термів по два, тобто з 10 спектральних ліній.



## § 49. Спектральний аналіз і його використання

Будь-який хімічний елемент характеризується певними кількістю та розподілом оптичних електронів у атомах. Тому в атомарному стані кожен хімічний елемент може випромінювати властивий лише йому лінійчастий спектр. За наявності або відсутності у спектрі випромінювання досліджуваної речовини характерних для заданого хімічного елемента спектральних ліній можна з'ясувати наявність або відсутність цього елемента в речовині. Так проводять якісний аналіз тіла, тобто визначають його хімічний склад.

Якісний спектральний аналіз характеризується надзвичайною чутливістю: щоб спостерігати спектри натрію чи кальцію, досить мати концентрацію їх  $10^{-5}$ ... $10^{-6}$  %. Завдяки якісному спектральному аналізу було відкрито такі хімічні елементи, як рубідій, цезій, талій, індій, галій і гелій, причому останній було виявлено спочатку на Сонці та тільки після цього — на Землі.

Кількісний спектральний аналіз ґрунтується на залежності інтенсивності спектральних ліній від концентрації досліджуваного елемента. Проте тільки при малому вмісті заданого елемента в сумішах або сплавах із збільшенням його концентрації інтенсивність спектральних ліній елемента зростає. Вже при концентраціях у кілька відсотків зростання уповільнюється і, нарешті, зовсім припиняється. Так, у спектрограмах сплавів міді з різним умістом цинку зростання інтенсивності спектральних ліній цинку спостерігається лише тоді, коли сплав містить до 5...8 % цинку. Отже, кількісний спектральний аналіз дає надійні результати лише для незначних домішок.

Спектральний аналіз має важливе застосування в науці та техніці. Завдяки спектроскопії було виявлено подібність хімічного складу небесних тіл, їхню температуру. Виявилось, що атмосфера Сонця та зірок за хімічним складом наближається до середнього складу кори Землі, тільки на Сонці та зірках незрівнянно більше водню й гелію. У машинобудівній і металургійній промисловості спектральний аналіз забезпечує швидкий та надійний хімічний аналіз матеріалів і технічний контроль процесів виробництва.

Для проведення якісного та напівкількісного спектрального аналізу сплавів використовують *стилоскоп* — трипризмовий спектроскоп із спеціальними додатковими пристроями. В ньому між двома електродами, одним з яких є досліджуваний сплав, а іншим — стрижень із хімічно чистого заліза або міді, утворюється електрична дуга. У зоні дуги збуджуються окремі атоми обох електродів. Їх випромінювання потрапляє на спектроскоп і розкладається в лінійчастий спектр, до якого входять лінії основного елемента проби та лінії домішок (для легованої сталі — спектр феруму і на його фоні спектри легуючих елементів — хрому, мангану, молібдену та ін.).

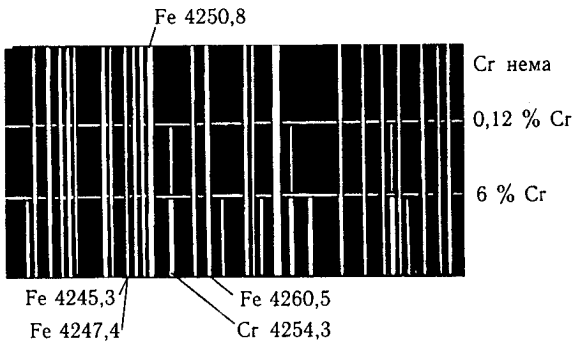


Рис. 138

Лінії елемента у спектрі свідчать про те, що він входить до складу досліджуваного об'єкта.

Спектральні лінії домішкових елементів з'являються тоді, коли концентрація домішки становить кілька десятих і навіть сотих частин відсотка. Приблизну концентрацію виявленого елемента визначають за спектральними таблицями, порівнюючи інтенсивність його характерних ліній з лініями основного елемента (рис. 138).

У стилоскопі марки СЛП-1 електрична дуга утворюється за допомогою змінного струму мережі та спеціального генератора активізації дуги ПГД-1. Як відомо, дуговий розряд змінного струму частотою 50 Гц не може підтримуватись самостійно між двома металевими електродами, тому на цей струм накладають струм високої частоти порядку  $1,5 \cdot 10^6$  Гц при напрузі 11,5 кВ. Високочастотні іскри, проскакуючи у просторі між електродами, іонізують його і запалюють дугу після кожного її зникнення у момент, коли змінна напруга мережі досягає нуля.

Стилоскоп складається із головки з джерелом світла та спектрального апарата (рис. 139). Світло від дуги, пройшовши крізь захисні скляні пластинки 3 і 4, спрямовується призмою 25 на конденсор 22, який концентрує світло на щілину 21 спектроскопа. Крізь щілину світло потрапляє на

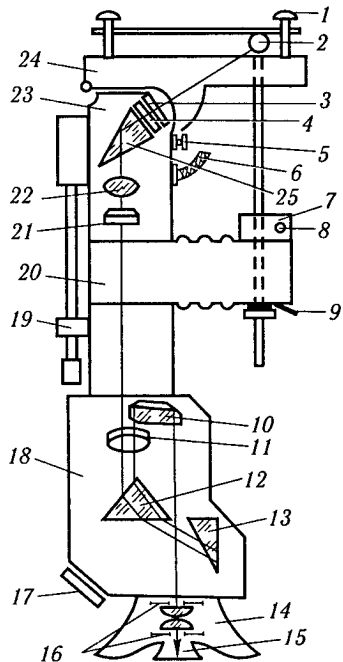


Рис. 139

об'єктів 11, завдяки чому перетворюється на паралельний пучок та спрямовується на диспергуючі призми 12 і 13, якими розкладається в лінійчастий спектр. Більшу грань призми 13 посріблено, тому, відбиваючись від неї, світло проходить у зворотному напрямі через призми 13 та 12, унаслідок чого збільшується дисперсія. Далі світло йде крізь об'єктив 11, фокусується і потрапляє на призму 10. Остання спрямовує розкладене світло в окуляр 16. Збільшення досліджуваного об'єкта оптичною системою стилоскопа становить  $11,2^{\times}$ .

Для аналізу дрібних деталей до приладу додають змінний башмак 24, який кріплять на головці гвинта 5; головку відокремлено від приладу ізолятором 20. В отвір 7 ізолятора вводять електрод, який кріпиться гвинтом 8. Досліджувану деталь 2 кріплять на башмаку 24 гвинтами 1. Щоб досягти найбільшої яскравості спектра, призму 25 повертають маховичком 19.

Напруга від генератора підводиться до головки та електрода провідниками 6 і 9.

Спектральний апарат міститься у корпусі 18, на якому закріплено окуляр 15. У полі зору останнього є голкоподібний покажчик для фіксації спектральних ліній. Щоб забезпечувався захист від стороннього світла, окуляр має гумовий щиток 14. Переміщується спектр у полі зору окуляра поворотом маховичка 17 зі шкалою; одночасно повертається призма 13. Знизу корпусу є ручка з механізмом умикання генератора та пусковою кнопкою.

Для ідентифікації спектра в ультрафіолетовій частині використовують кварцовий спектрограф типу ИСП-28. Його робочий діапазон довжин хвиль становить 200...600 нм; довжина спектра на фотопластинці займає 220 мм. Оптичну схему приладу показано на рис. 140. Світло від джерела 1 проходить крізь кварцовий трилінзовий конденсор 2...4, фігурну діафрагму 5 типу «ластівчин хвіст», регульовану вхідну щілину 6 і падає на дзеркальний об'єктив 7 коліматора. Після відбиття від дзеркала 7 світло паралельним пучком спрямовується на кварцову дисперсійну призму 8 та розкладається у спектр. Об'єктив фотокамери 9 фокусує світло різних довжин хвиль у фокальній площині 10; там само розміщується фотопластинка. Об'єктив фотокамери виготовлений з кварцу.

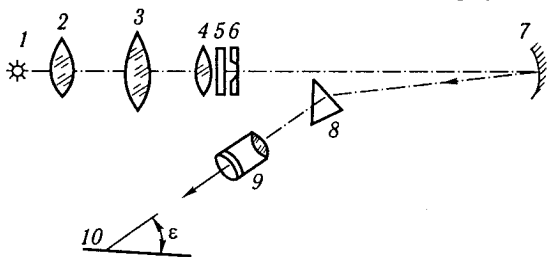


Рис. 140

Зазначимо, що фотопластинка  $I$  розміщується під деяким кутом ковзання  $\epsilon$  до осі фотокамери. Цим досягається чітке зображення на ній всіх ліній спектра; при цьому враховується той факт, що світло меншої довжини хвилі фокусується ближче до лінзи, а більшої — далі.

Спектрограф призначений для проведення якісного і кількісного аналізу металів та сплавів, руд, мінералів тощо.

## § 50. Атом у магнітному полі. Просторове квантування імпульсу

У попередніх розрахунках стаціонарних орбіт й енергії електронів на орбітах були розглянуті лише колові орбіти. Проте, як відомо, у полі дії кулонівської сили притягання, аналогічної силі тяжіння, крім колових можуть існувати також еліптичні орбіти електронів, які задовольняють певні правила квантування, або правила відбору. Потрібно враховувати ще просторову орієнтацію орбіт у магнітному полі.

Якщо атом перебуває в зовнішньому магнітному полі, то орбіта електрона переміщуватиметься у просторі, прецесуватиме відносно напрямку поля; при значних зовнішніх збудженнях орбіта перестає бути плоскою.

Розглянемо атом у дуже слабкому магнітному полі, коли орбіта електрона залишається плоским еліпсом, але зорієнтованим під деяким кутом до напрямку поля  $H$  (рис. 141). У цьому разі положення електрона в просторі визначатиметься трьома полярними координатами  $r$ ,  $\theta$ ,  $\psi$  і на його рух накладатимуться відповідно три квантові умови:

$$\oint p_r dr = n_r h; \quad \oint p_\theta d\theta = n_\theta h; \quad \oint p_\psi d\psi = n_\psi h, \quad (1)$$

де  $p_r$ ,  $p_\theta$ ,  $p_\psi$  — узагальнені імпульси, які знаходять за загальним правилом як похідні кінетичної енергії електрона, вираженої у полярних координатах:

$$T = \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{1}{2} m r^2 \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} m r^2 \sin^2 \theta \dot{\psi}^2,$$

взяті за узагальненими швидкостями.

Квантові умови (1) визначають не тільки рух електрона по орбіті, а й просторову орієнтацію самої орбіти. Відповідні викладки показують, що велика піввісь еліптичної орбіти та повна енергія електрона на орбіті й у цьому разі визначаються головним

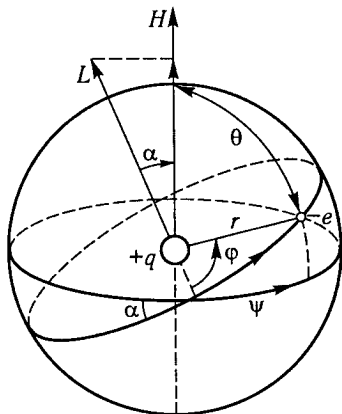


Рис. 141

квантовим числом  $n = n_r + n_\theta + n_\psi$ . Квантове число  $n_\phi$  визначає момент імпульсу електрона на орбіті та малу вісь еліптичної орбіти ( $n_\phi = n_\theta + n_\psi$ ); квантове число  $n_\psi$  — просторову орієнтацію самої орбіти, точніше можливі проєкції повного моменту імпульсу  $L$  на напрям зовнішнього магнітного поля  $H$ . Справді,  $L_\psi$  — момент, що відповідає азимуту  $\psi$  і відкладається в екваторіальній площині, — можна розглядати як проєкцію повного моменту  $L$  на напрям магнітного поля  $H$ ; тому

$$L_\psi = L \cos \alpha \quad \left( L = n_\phi \frac{h}{2\pi} \right). \quad (2)$$

Оскільки за законом збереження під час руху електрона на орбіті  $L$  є величиною сталою,  $L_\psi = \text{const}$ . Отже, з умови (1) маємо

$$n_\psi h = \oint L_\psi d\psi = L_\psi \int_0^{2\pi} d\psi = L_\psi \cdot 2\pi; \quad L_\psi = n_\psi \frac{h}{2\pi}. \quad (3)$$

Порівнявши рівності (2) та (3), знайдемо

$$\cos \alpha = \frac{n_\psi}{n_\phi}; \quad L_\psi = \frac{n_\psi}{n_\phi} L. \quad (4)$$

Оскільки  $|\cos \alpha| \leq 1$ , квантове число  $n_\psi$  при заданому  $n_\phi$  може набувати таких значень:

$$n_\psi = n_\phi, (n_\phi - 1), \dots, 0, \dots, -(n_\phi - 1), -n_\phi,$$

тобто всього  $(2n_\phi + 1)$  різних значень.

З рівностей (2) і (3) випливає, що момент імпульсу електрона на орбіті  $L$  у зовнішньому магнітному полі може орієнтуватися тільки під такими кутами до напрямку поля, за яких його проєкції на цей на-

прям будуть кратними  $\frac{h}{2\pi} = \hbar$ .

Цей висновок, як доводить квантова механіка, справджується для магнітних полів будь-якої напруженості.

На рис. 142 відображено можливі орієнтації вектора  $L$  у магнітному полі  $H$  для випадків  $L = \hbar$ ;  $L = 2\hbar$ ;  $L = 3\hbar$  (кількість їх відповідно дорівнює трьом, п'яти та семи різним положенням  $L$ ).

Через квантові числа  $n_\phi$  і  $n_\psi$  визначаються також від-

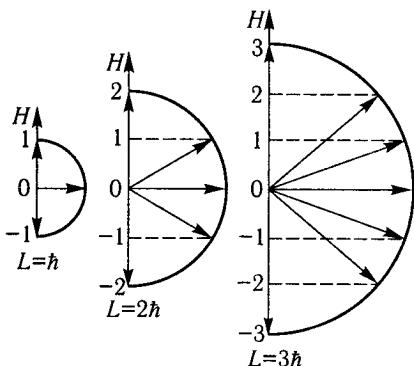


Рис. 142

повідно орбітальний магнітний момент  $\mu$  електрона та його проекції на напрям зовнішнього магнітного поля  $H$ . Справді, рух електрона по орбіті можна ототожнити зі струмом силою  $i = \frac{e}{\tau}$ , де  $\tau$  — період обертання; магнітний момент електрона

$$\mu = \frac{e}{\tau} S,$$

де  $S$  — площа, обмежена орбітою.

Для визначення площі  $S$ , обмеженої еліптичною орбітою (щоб пов'язати магнітний момент із механічним), при заміні змінних скористаємось виразом  $L = mr^2\dot{\varphi}$ . В результаті дістанемо

$$S = \int_0^{2\pi} \frac{r^2 d\varphi}{2} = \int_0^{\tau} \frac{L}{2m} dt = \frac{\tau}{2m} L.$$

Таким чином, магнітний момент електрона

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{e}{m} L, \quad (5)$$

а після підстановки сюди значення  $L = n_{\varphi} \frac{h}{2\pi}$  остаточно матимемо

$$\mu = n_{\varphi} \frac{h}{2\pi} \frac{e}{m}. \quad (6)$$

З виразу (6) випливає, що магнітні моменти електрона на стаціонарних орбітах також квантовані, вони кратні сталій величині

$$\mu_B = \frac{h}{4\pi} \frac{e}{m}, \quad (7)$$

яка називається *магнетоном Бора*. З обчислень знаходимо, що  $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$  Дж·Тл<sup>-1</sup>.

Вектори  $\mu$  та  $L$  антипаралельні (внаслідок негативного заряду електрона). Отже, правила просторового квантування вектора  $L$  поширюються також на вектор  $\mu$ . Саме тому квантове число  $n_{\varphi}$ , що визначає можливі розміщення магнітного або механічного моментів електрона в зовнішньому магнітному полі, позначають літерою  $m_l$  і називають *магнітним квантовим числом*.

Просторове квантування магнітних моментів атомів було підтверджено дослідями німецьких фізиків О. Штерна та В. Герлаха в 1922 р. Пучок атомів срібла, що проходив через дуже неоднорідне магнітне поле, яке створювалося завдяки спеціальній формі полюсних наконечників (рис. 143), розщеплювався на два симетричних пучки; так само

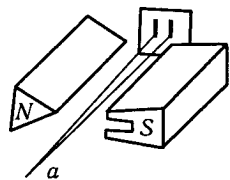


Рис. 143

розщеплювався навпіл пучок атомів лужних металів, а пучок атомів ванадію — на чотири окремі пучки, мангану — на шість, феруму — на дев'ять. Атомні пучки утворювалися у вакуумі завдяки випаровуванню речовини в електричній печі з використанням діафрагм.

Проте досліди О. Штерна і В. Герлаха виявили дещо нове. Обчислення магнітних моментів атомів за відхиленням у магнітному полі показали, що значення їх для деяких атомів виражаються цілими кратними, а для інших — раціональними дробовими числами від магнетона Бора. Такі результати не можна було пояснити, виходячи з уявлень, що магнітний момент атома є результатом лише орбітальних рухів його електронів.

Для узгодження теорії з дослідом американські вчені Дж. Уленбек та С. А. Гаудсміт у 1925 р. висунули гіпотезу про те, що кожному електрону властиві крім орбітального ще й власний механічний момент імпульсу — *спін*  $L_s$ , який чисельно дорівнює  $\frac{1}{2}\hbar$ , і власний

магнітний момент  $\mu_s$ , що дорівнює одному магнетону Бора  $\mu_B$ . За цією гіпотезою електрон треба було уявляти частинкою, яка перебуває в дуже швидкому обертальному русі навколо своєї осі. Саме тому назва його моменту походить від англійського слова spin, що означає вертіння, обертальний рух.

Спіновий момент електрона — квантова величина:

$$L_s = s\hbar, \quad (8)$$

де  $s$  — *спінове квантове число*, яке може набувати значень  $\pm \frac{1}{2}$ ; воно свідчить про те, що спін електрона може орієнтуватися двояко: паралельно або антипаралельно орбітальному моменту електрона.

Під дією магнітного поля орбіта електрона зазнає прецесії навколо лінії напруженості, завдяки чому він дістає деяку додаткову енергію

$$\Delta E = -\mu H \cos \alpha = -m_j \mu_0 H. \quad (9)$$

Оскільки  $\mu \cos \alpha$  як проекція на напрям магнітного поля може набувати як додатних, так і від'ємних значень, енергія електрона в магнітному полі може відповідно збільшуватися або зменшуватися на  $\Delta E$ . Така зміна енергії електрона в магнітному полі має привести до відповідної зміни частоти світла, яке він випромінює:

$$\nu + \Delta \nu = \frac{E_2 + \Delta E_2}{h} - \frac{E_1 + \Delta E_1}{h},$$

звідки

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{h} = (m_1 - m_2) \frac{\mu_0}{h} H = \Delta m \frac{\mu_0}{h} H. \quad (10)$$

Справді, ще в 1895 р. голландський фізик П. Зеєман (1865–1943) виявив, що коли помістити джерело світла в дуже сильне магнітне

поле, спектральні лінії розщеплюються на три складові: середня з них залишається незміщеною, для неї  $\Delta m = 0$ , а крайні зміщуються відповідно до формули (10), для них  $\Delta m = \pm 1$ . Явище розщеплення спектральних ліній у магнітному полі називають *ефектом Зеемана*.

У 1913 р. німецький фізик Й. Штарк (1874—1957) відкрив розщеплення спектральних ліній під впливом електричного поля. Це явище називають *ефектом Штарка*.

## § 51. Труднощі теорії Бора

Теорія Бора відіграла надзвичайно прогресивну роль у розвитку фізики. Вона переконливо показала, що для опису внутріатомних явищ класична фізика непридатна і що в мікросистемах яскраво проявляються їхні квантові властивості. Вона дала поштовх для багатьох експериментальних і теоретичних досліджень, які сприяли формуванню квантової фізики.

Теорія Бора — Зоммерфельда, доповнена гіпотезою про спін електрона, успішно пояснила закономірності у спектрах випромінювання атома гідрогену та подібних до нього атомів, розкрила чимало деталей внутрішньої будови атома, дала ключ до розуміння періодичної системи хімічних елементів. Учення про існування стаціонарних станів атомів, правило частот, квантування енергії, механічного моменту і його проекції є й тепер вірогідними відображеннями властивостей мікросвіту.

У період з 1913 по 1924 р. теорія Бора була найпліднішою теорією про будову атома. Проте, як часто буває згідно з діалектичним законом заперечення заперечення, широкі експериментальні та теоретичні дослідження, спричинені появою теорії Бора, стали виявляти дедалі більше фактів, яких вона не могла пояснити. Наприклад, навіть для атома гідрогену, пояснюючи його спектральні закономірності, теорія не давала обґрунтування інтенсивності ліній у спектрі; поза теорією залишалися явища поляризації, дисперсії і поглинання світла. До того ж ці явища пояснювалися з погляду класичної електродинаміки.

Дуже невдалою була спроба за теорією Бора розрахувати будову та спектр нейтрального атома гелію — найпростішого після гідрогену атома, що складається з ядра і двох електронів. І хоча задачу трьох тіл з погляду класичної механіки не можна розв'язати точно, однак у небесній механіці вже давно розроблено такі наближені методи її розв'язання, що дають змогу діставати результати з точністю, цілком достатньою для порівняння з експериментом. Теорія Бора не дала навіть наближених розрахунків для атома гелію. Нарешті, поза теорією Бора залишалися хвильові властивості електронів.



Аналіз недоліків теорії Бора показав, що вона неспроможна пояснити всі особливості мікросвіту, що її не можна віднести до логічно струнких теорій, бо у своїй основі вона штучно поєднує класичну механіку з деякими квантовими принципами. З цих причин вона могла бути тільки перехідним етапом на шляху до створення послідовної теорії атомних явищ.

З відкриттям хвильових властивостей електронів стало очевидним, що наші уявлення про електрон як частинку та його колові або еліптичні орбіти в атомі не відповідають дійсності. Проте ними користуються, оскільки здебільшого ці уявлення приводять до наближених результатів, які задовольняють практичні потреби.

## § 52. Квантова теорія атома, подібного до атома гідрогену

Відшукання за рівнянням Шредінгера власних значень параметрів і власних функцій  $\psi$ , що визначають поведінку електрона в атомі, подібному до атома гідрогену, є складною задачею. Звернемося до найважливіших результатів її розв'язання.

Потенціальна енергія електрона в атомі, подібному до атома гідрогену,

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

де  $Ze$  — заряд ядра;  $r$  — відстань між електроном та ядром; тому рівняння Шредінгера набирає вигляду

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0. \quad (1)$$

Оскільки електрон рухається у кулонівському центрально-симетричному полі ядра, рівняння Шредінгера доцільно розглядати у сферичних координатах. У пошуках розв'язків рівняння функцію  $\psi$  можна задати у вигляді добутку двох функцій:

$$\psi = F(r)\Phi(\theta, \varphi).$$

Функція  $F(r)$  залежить тільки від відстані електрона до початку координат простору, в якому міститься ядро. За цією функцією можна визначити ймовірність знаходження електрона на відстані  $r$  від ядра. Функція  $\Phi(\theta, \varphi)$  виражає кутовий розподіл.

Якщо розглядати найпростіший стан атома гідрогену — *основний стан*, в якому енергія електрона мінімальна і якому відповідає сферична хвильова функція  $F(r)$ , то рівняння Шредінгера набере такого вигляду:

$$\frac{d^2F}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dF}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E_1 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) F = 0. \quad (2)$$

Розв'язок рівняння (2) шукають у вигляді показникової функції

$$F = be^{-\frac{r}{a_0}}, \quad (3)$$

де  $b, a_0$  — сталі величини.

Якщо функцію (3) та її першу і другу похідні підставити у рівняння (2), то дістанемо тотожність

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{1}{a_0^2} - \frac{2}{ra_0} \right) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E_1,$$

яка виконується за таких умов:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{2}{ra_0} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}; \quad E_1 = -\frac{\hbar^2}{2ma_0^2}.$$

Із цих рівностей знаходимо сталі розв'язку (3), а саме: з першої

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2}, \quad (4)$$

що дорівнює радіусу першої борівської орбіти атома гідрогену; з другої після підстановки  $a_0$  — вираз для розрахунку енергії атома гідрогену в основному стані

$$E_1 = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}, \quad (5)$$

який збігається з виразом енергії атома гідрогену при  $n = 1$  в теорії Бора.

Загальнішим та складнішим способом знаходять у квантовій механіці характеристики  $r$  і  $E$  атома гідрогену у збудженому стані. Показово, що ці вирази збігаються з відповідними формулами Бора.

Таким чином, із строгих розв'язків рівняння Шредінгера дістають результати, аналогічні емпіричним правилам квантування енергії та моменту імпульсу в теорії Бора. Це є свідченням того, що рівняння Шредінгера задовольняє також принцип відповідності, за яким нова теорія в межах застосовності старої теорії дає такі самі результати, як і стара. Це мотивується тим, що в межах застосовності стара теорія відповідає дослідним фактам, а тому є критерієм для випробування нової теорії.

Поряд із цим слід підкреслити, що збіг формул квантової механіки з формулами теорії Бора не означає однакового тлумачення їх. З погляду квантової механіки існування електронних орбіт в атомі не має змісту, воно суперечить принципу невизначеностей Гейзен-

берга. Тут, оперуючи хвильовою функцією  $F(r)$ , можна говорити лише про ймовірність перебування електрона в шарі між  $r$  і  $r + dr$ , тобто в об'ємі. Зокрема, для електрона в основному стані

$$d\omega = |F(r)|^2 dV = b^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot 4\pi r^2 dr,$$

де  $\rho(r) = b^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot 4\pi r^2 dr$  — густина ймовірності, графічне відображення якої показано на рис. 144.

Зазначимо, що максимум густини ймовірності  $\left(\frac{d\rho}{dr} = 0\right)$  припадає на  $r_{\max} = a_0$ . Звідси можна дійти висновку: *борівські орбіти — це сукупності точок, імовірності перебування електрона в яких — максимальні.*

У квантовій механіці вираз енергії збудженого атома включає цілочисловий параметр  $n$ , який називають *головним квантовим числом*. Як і в теорії Бора, це число збігається з номером рівня енергії атома. Отже, про існування енергетичних рівнів та дискретний характер випромінювання атома хоч і говориться у квантовій механіці, проте тут згідно з принципом Гейзенберга на енергетичний рівень атома накладається певна невизначеність

$$\Delta E \approx \frac{h}{\Delta t}, \quad (6)$$

де  $\Delta t$  — невизначеність часу перебування електрона у збудженому стані.

Оскільки момент переходу атома із збудженого стану об'єктивно є випадковим, замість  $\Delta t$  беруть середню тривалість збудженого стану атома, що дорівнює  $10^{-8}$  с; відповідно до (6) невизначеність енергії рівня

$$\Delta E \approx \frac{h}{10^{-8}} = 10^{-7} \text{ еВ.}$$

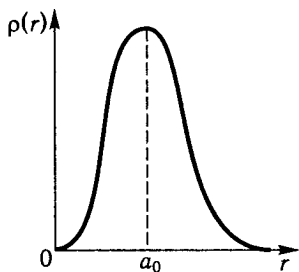


Рис. 144

У таких межах можуть коливатися значення енергетичних рівнів, а також енергія квантів випромінювання атома. Отже, квантова механіка передбачає певне розширення кожної спектральної лінії випромінювання атома (додаткове до доплерівського розширення ліній спектра).

У квантовій механіці за рівнянням Шредінгера одержано вирази, які істотно уточнили борівські формули кванту-

вання моменту імпульсу електрона. Так, до виразу функції  $\Phi(\theta, \varphi)$  як параметри входять квантові числа  $l$  і  $m_j$ : перше — це *азимутальне квантове число*, що визначає момент імпульсу електрона в атомі, а друге — *магнітне квантове число*, яке визначає проекцію цього моменту на напрям зовнішнього магнітного поля. Знайдено, що момент імпульсу електрона

$$L_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar;$$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1).$$

Проекція моменту імпульсу електрона на напрям зовнішнього магнітного поля  $H$

$$L_H = m_j \hbar;$$

$$m_j = -l, -(l-1), \dots, +(l-1), +l.$$

Про зміст таких значень магнітного квантового числа і просторове квантування моменту імпульсу електрона вже йшлося у викладі теорії будови атома Бора (див. § 50). Підкреслимо, що вони є логічними наслідками хвильових властивостей електрона та розв'язків рівняння Шредінгера.

У теорії Бора зазначалося, що випромінювання і поглинання світла відбуваються при переходах електрона з одного енергетичного рівня на інший. Квантова механіка доводить, що в цих процесах можливі лише такі переходи електрона, за яких квантове число  $l$  змінюється на одиницю:

$$\Delta l = \pm 1.$$

Це правило відбору, зумовлене законом збереження моменту імпульсу, пояснюється тим, що фотон має спін, який дорівнює приблизно  $\hbar$ . Відповідно до правила відбору на рис. 145 відображено всі можливі переходи електрона і спектральні серії випромінювання водню.

## § 53. Квантова теорія багатоелектронних атомів

В атомах складних елементів із зростанням їхнього порядкового номера в таблиці Менделєєва кількість електронів відповідно збільшується. Кожний електрон у багатоелектронному атомі рухається

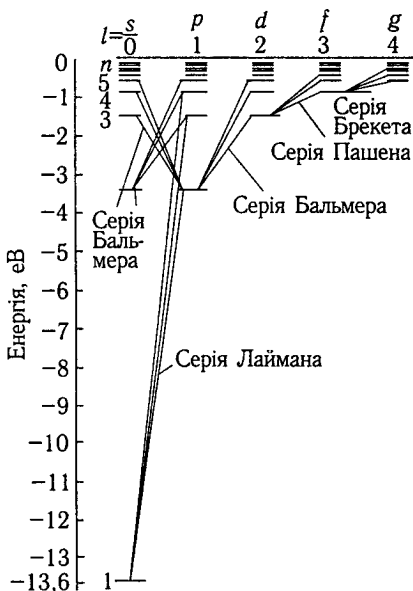


Рис. 145

у певному результуючому полі ядра та інших електронів. Це поле вже не буде кулонівським (з напруженістю, обернено пропорційною квадрату відстані від ядра), проте завдяки величезним швидкостям обертання електронів навколо ядра воно буде центрально-симетричним (залежатиме лише від  $r$ ).

Залежно від глибини проникнення електрона в товщу атома він по-різному екрануватиметься електронною оболонкою від ядра; завдяки цьому ефективний заряд ядра не залишатиметься сталим.

Застосування рівняння Шредінгера до електрона, що переміщується у центрально-симетричному некулонівському полі, приводить до результатів, аналогічних розв'язкам для атома гідрогену. Власні функції рівняння містять ті самі три цілочислових параметри  $n, l, m_j$  — квантові числа; але в цьому разі енергетичні рівні електрона залежать не лише від головного квантового числа  $n$ , а й (хоч і значно меншою мірою) від квантового числа  $l$ :

$$E = E_{nl}.$$

При тому самому значенні  $n$  енергія рівня із збільшенням  $l$  зростає.

Квантові числа  $l$  та  $m_j$  так само визначають орбітальний момент імпульсу електрона і його проекцію на напрям зовнішнього магнітного поля.

Відомо, що крім орбітального моменту імпульсу  $M_l$  кожний електрон в атомі має ще спіновий момент  $M_s$ . Механічні моменти електрона пов'язані з відповідними магнітними моментами. Останні зумовлюють взаємодію електронів.

Момент імпульсу  $M_J$  атома складається з моментів імпульсів усіх електронів, що входять до складу атома. При додаванні моментів імпульсів  $M_l$  і  $M_s$  можливі такі дві варіації.

1. Однотипні моменти  $M_l$  та  $M_s$  взаємодіють між собою сильніше, ніж одні з іншими. Завдяки цьому всі орбітальні моменти додаються у сумарний момент  $M_l$ , а всі спінові моменти — в сумарний момент  $M_s$ , а тоді вже  $M_l$  і  $M_s$  додаються у результуючий момент  $M_J$  атома. Цей переважний тип взаємодій називають зв'язком Рессель — Саундерса.

2. Різнотипні моменти  $M_l$  та  $M_s$  взаємодіють сильніше, ніж однотипні. Внаслідок цього утворюються сумарні моменти  $M_J$  для кожного електрона, а останні вже визначають результуючий момент  $M_J$  атома. Цей тип взаємодій називають  $j$ - $j$ -зв'язком; він спостерігається у важких атомах.

Моменти імпульсу додаються за квантовими законами ( $L$  може бути цілочисловим,  $S$  — цілим або напівцілим). Наприклад, при додаванні двох орбітальних моментів, що визначаються квантовими числами  $l_1 = 2$  і  $l_2 = 1$ , можна дістати результуючі моменти з квантовим числом  $L$ , що дорівнює 3, 2, 1 (рис. 146):

$$M_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar.$$

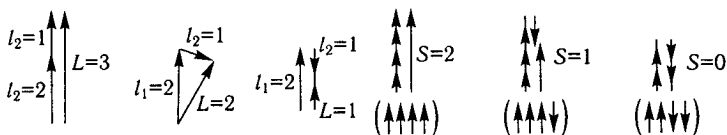


Рис. 146

Якщо додаються спінові моменти  $M_s$ , то квантове число результуючого моменту буде цілим при парному числі електронів та напівцілим при непарному числі електронів у атомі (рис. 147).

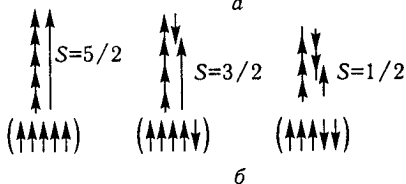


Рис. 147

Якщо додаються  $M_L$  і  $M_s$ , то квантове число  $J$  результуючого моменту  $M_J$  атома може набувати одного з таких значень:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|;$$

воно може бути цілим, якщо  $S$  — ціле, або напівцілим, якщо  $S$  — напівціле.

Енергія атома залежить від взаємної орієнтації моментів  $M_L$  і  $M_s$ , а також від результуючого моменту  $M_J$  атома (від квантового числа  $J$ ). На випромінювання атома, а отже, і на переходи електрона між енергетичними рівнями поширюється правило відбору: переходи можливі лише такі, за яких квантове число  $L$  змінюється на одиницю:

$$\Delta L = \pm 1.$$

Характерним є результуючий момент атомів лужних металів. Дослідження їхніх спектрів випромінювання показали, що момент імпульсу атома лужного металу дорівнює моменту імпульсу його оптичного електрона, тобто  $L$  збігається з  $l$ , а  $S = \frac{1}{2}$ . Із цього випливає, що результуючий момент імпульсу іона лужного металу (атома без оптичного електрона) дорівнює нулю. Оскільки при збудженні атома та випромінюванні світла енергія електронів на нижчих рівнях не змінюється, схему енергетичних рівнів атома можна вважати тотожною схемі рівнів оптичного електрона. Саме тому спектри лужних металів, як довів шведський фізик Ю. Р. Рідберг (1854—1919), вдалося задати подібно до спектра водню попарною різницею чотирьох систем термів:

$$\frac{R}{(n-s)^2}, n=1, 2, 3, \dots; \frac{R}{(n+p)^2}, n=2, 3, 4, \dots;$$

$$\frac{R}{(n+d)^2}, n=3, 4, 5, \dots, \frac{R}{(n+f)^2}, n=4, 5, 6, \dots,$$

де  $s, p, d, f$  — дробові поправки, зумовлені складними впливами на оптичний електрон оболонки нижчих електронів. Справа в тому, що оптичний електрон, як було вже зазначено, може перебувати як поза електронною оболонкою, так і проникати в неї. Завдяки їх взаємодіям центри мас зарядів електронної оболонки та ядра не збігаються.

## § 54. Принцип Паулі. Збудова електронних шарів атомів

У результаті вивчення хімічних і фізичних властивостей елементів російський вчений Д. І. Менделєєв (1834—1907) дійшов висновку, що із зростанням атомної маси елементів їхні властивості періодично повторюються. У 1869 р. він побудував періодичну систему елементів. Це було одним із найвизначніших відкриттів ХІХ ст. На основі періодичного закону Менделєєва були передбачені нові, ще невідомі елементи, відкриті тільки через деякий час (галій, скандій, германій, гелій та ін.). Проте в чотирьох місцях таблиці вищий порядковий номер треба було надати елементам із меншою атомною масою: 18 —  $^{39,944}\text{Ag}$ ; 27 —  $^{58,94}\text{Co}$ ; 52 —  $^{127,61}\text{Te}$ ; 90 —  $^{232,05}\text{Th}$ ; 19 —  $^{39,1}\text{K}$ ; 28 —  $^{58,69}\text{Ni}$ ; 53 —  $^{126,91}\text{J}$ ; 91 —  $^{231}\text{Pa}$ . Ці місця потребували додаткових пояснень.

Важливе значення для пояснення системи Менделєєва з погляду внутрішньої будови атомів мали праці Г. Г. Д. Мозлі, Н. Бора, А. Зоммерфельда і В. Паулі.

У процесі вивчення будови атома було виявлено, що в основу класифікації елементів треба покласти не атомну масу, а зарядове число  $Z$  ядра атома, яке відповідає порядковому номеру елемента в таблиці Менделєєва. Дослідження показали, що подібність фізико-хімічних властивостей елементів, які належать до одного періоду, поширюється також на їхні атомні спектри. Так, подібні між собою спектри всіх лужних металів, спектри всіх лужноземельних елементів.

Відповідно до квантової механіки, що описує внутрішній механізм будови атома, періодичність у властивостях елементів є наслідком періодичності у заповненні електронних шарів у атомах. Під *електронним шаром* розуміють сукупність електронів, стан руху яких характеризується однаковим значенням головного квантового числа  $n$ . Новий період таблиці Менделєєва відкривається елементом, в якого починає формуватися новий шар; отже, номер періоду збігається із значенням головного

квантового числа електронного шару, найбільш віддаленого від атомного ядра. Саме кількістю та розміщенням зовнішніх, *валентних електронів* у атомі визначаються фізико-хімічні властивості елементів.

Порядок заповнення шарів електронами і можлива кількість електронів у кожному шарі визначаються *принципом мінімуму енергії* та *принципом Паулі*. Відповідно до першого принципу електрони заповнюють шари в незбуджених атомах у порядку заміщення місць, які відповідають мінімуму енергії атома. При цьому зазначимо, що енергія стану електрона в атомі залежить в основному від квантових чисел  $n$  і  $l$ . Тому в кожному електронному шарі, який характеризується головним квантовим числом  $n$ , розрізняють ще електронні підгрупи, які характеризуються однаковим квантовим числом  $l$ . Суть принципу Паулі така. В результаті аналізу схеми спектральних термів різних атомів швейцарський фізик-теоретик В. Паулі (1900—1958) у 1925 р. дійшов висновку, що *в атомі не може бути двох або більше електронів, які б перебували в однакових станах*. Оскільки стан кожного електрона в атомі характеризується чотирма квантовими числами  $n, l, j, m_j$ , за принципом Паулі в тому самому атомі (або в будь-якій квантовій системі) не може бути хоча б двох електронів з однаковою сукупністю чотирьох квантових чисел.

Підрахуємо, яку максимальну кількість електронів може включати один шар, якому відповідає задане головне квантове число  $n$ . Згідно з принципом Паулі всі ці електрони мають різнитися хоча б одним квантовим числом із чотирьох. Тому електрони в шарі  $n$  визначатимемо в такій послідовності.

1. Знайдемо кількість електронів, що мають однакові квантові числа  $n, l, j$ . Іншими словами, відшукаємо ті електрони, які різняться лише магнітним квантовим числом  $m_j$ . Оскільки  $m_j$  може набувати різних  $(2j + 1)$  значень, кількість шуканих електронів дорівнюватиме  $(2j + 1)$ .

2. Знайдемо кількість електронів, що мають однакові квантові числа  $n, l$ . Оскільки квантове число  $j$  при заданому  $l$  має два значення  $j = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|$ , максимальна кількість електронів з однаковими

квантовими числами  $n, l$  дорівнюватиме  $2(2l + 1)$ . За останнім числом визначають максимальну кількість еквівалентних або іменованих електронів у  $n$ -му шарі багатоелектронного атома, в якому може бути: ( $l = 0$ )  $s$ -електронів — 2; ( $l = 1$ )  $p$ -електронів — 6; ( $l = 2$ )  $d$ -електронів — 10; ( $l = 3$ )  $f$ -електронів — 14 і т. д.

3. Нарешті, знайдемо кількість електронів, що мають однакове головне квантове число  $n$ . Для цього треба взяти відповідну суму електронів з різними значеннями  $l$ . Оскільки  $l$  може на-



бувати значень  $0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$ , кількість електронів з однаковим числом  $n$  знайдемо як суму:

$$2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2 \frac{1+(2n-1)}{2} n = 2n^2. \quad (1)$$

Отже, відповідно до принципу Паулі максимальна кількість електронів в одному електронному шарі атома дорівнює  $2n^2$ , де  $n$  — головне квантове число, або номер електронного шару атома.

Електронні шари атомів позначають символами

$$n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \\ \text{K L M N O P Q}$$

а електронні підгрупи — символами

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, (n-1). \\ s \ p \ d \ f \ g$$

Наприклад, кажуть, що в шарі  $M$  ( $n = 3$ ) за принципом Паулі максимально можливе число електронів  $2n^2 = 18$ . Вони розподіляються за підгрупами згідно з формулою  $2(2l+1)$  так:  $3s$  ( $l = 0$ ) електронів — 2;  $3p$  ( $l = 1$ ) електронів — 6;  $3d$  ( $l = 2$ ) електронів — 10. Число при символі підгрупи означає номер відповідного електронного шару.

Не слід думати, що електронні підгрупи і навіть шари атома у просторі строго розмежовані один від одного. Завдяки існуванню витягнутих еліптичних орбіт деякі електрони з вищого шару можуть у точці периядра на своїй еліптичній орбіті розміщуватися ближче до ядра, ніж електрон нижчого шару на коловій орбіті; навпаки, в точці апоядра еліптичної орбіти електрон з нижчого шару розміщений від ядра далі, ніж електрон вищого шару на коловій орбіті.

Місця, які відповідають мінімуму енергії, в легких атомах заповнюються електронами так, що спочатку повністю заповнюються нижчі електронні шари та їхні підгрупи, а тільки потім вищі. Такі сусідні атоми в таблиці Менделєєва різняться лише кількістю електронів, які перебувають на зовнішньому ще не заповненому шарі. Це спостерігається у групі атомів від гідрогену до аргону. Далі є чимало таких атомів, у яких деякі нижчі шари залишилися ще до кінця не заповненими, а вже почалося заповнення вищих шарів. У цьому неважко переконатися, порівнявши шари атомів калію і кальцію та інших хімічних елементів. Є чимало й таких атомів, які показують, що часткове заповнення електронами вищого шару припиняється і далі заповнюються деякі підгрупи нижчого шару. Це спостерігається при заповненні шарів атомів від скандію до нікелю та ін.

Кількість електронів, які перебувають на різних шарах незбуджених атомів, у таблиці Менделєєва подано у вигляді стовпчика чисел. Заповнення електронних шарів зі зростанням порядкового номера елемента у періодичній системі Менделєєва відображено в табл. 2, де показано стани електронів, які в сукупності відповідають мінімуму енергії атомів.

Таблиця 2

Період	Z	Елемент	Шари							
			K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s	
I	1	H	1							
	2	He	2							
II	3	Li	2	1						
	4...9	Be – F	Заповнення підгруп 2s і 2p							
	10	Ne	2	2 6						
III	11	Na	2	2 6	1					
	12...17	Mg – Cl	Заповнення підгруп 3s і 3p							
	18	Ar	2	2 6	2 6					
IV	19	K	2	2 6	2 6	— 1				
	20	Ca	2	2 6	2 6	— 2				
	21	Sc	2	2 6	2 6	1 2				
	22...28	Ti – Ni	Заповнення підгруп 3d							
	29	Cu	2	2 6	2 6	10 1				
	30...35	Zn – Br	Заповнення підгруп 4s і 4p							
	36	Kr	2	2 6	2 6	10 2 6				
V	37	Rb	2	2 6	2 6	10 2 6	— — 1			
	38	Sr	2	2 6	2 6	10 2 6	— — 2			
	39	Y	2	2 6	2 6	10 2 6	1 — 2			
	40...46	Zr – Pd	Заповнення підгруп 4d							
	47	Ag	2	2 6	2 6	10 2 6	10 — 1			
	48...53	Cd – J	Заповнення підгруп 5s і 5d							
	54	Xe	2	2 6	2 6	10 2 6	10 — 2 6			

Пе-ріод	Z	Еле-мент	Шари							
			K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s	
VI	55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 — —	1		
	56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 — —	2		
	57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 1 —	2		
	58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 1	2 6 1 —	2		
	59...71	Pr — Lu	Заповнення підгруп 4f							
	72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2 —	2		
	73...78	Ta — Pt	Заповнення підгруп 5d							
	79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	1		
	80...85	Hg — At	Заповнення підгруп 6s і 6p							
	86	Rn	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6		
VII	87	Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6 —	1	
	88	Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6 —	2	
	89	Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6 1	2	
	90	Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 1	2 6 1	2	
	91...	Pa —	Заповнення підгруп 5f							

У хімічних сполуках атоми різних елементів або віддають валентні електрони, або приєднують їх. *Валентними* називають електрони  $s$  і  $p$  підгруп зовнішнього шару, тобто шару з найбільшим числом  $n$  у заданому атомі. З'ясовано, що сукупність електронів з обох заповнених  $s$  та  $p$  підгруп (восьми електронів) характеризується підвищеною стійкістю. Пояснюється це тим, що в такій сукупності повністю компенсуються орбітальні й спінові моменти електронів і тому заповнена  $(s + p)$ -підгрупа менш реагує на зовнішні впливи.

З енергетичного погляду в хімічних сполуках вигідною є віддача електронів тими атомами, в яких менш ніж наполовину заповненою є  $(s + p)$ -підгрупа, та приєднання електронів до тих атомів, в яких більш ніж наполовину заповненою є  $(s + p)$ -підгрупа. Атоми, в яких  $(s + p)$ -підгрупу заповнено наполовину, можуть залежно від

умов або віддавати, або приєднувати електрони, що й визначає їхні подвійні хімічні властивості. Електрони нижчих шарів атомів у хімічних реакціях участі не беруть, однак вони можуть збуджуватись і давати *характеристичне рентгенівське проміння*.

## § 55. Квантова механіка систем. Статистики Бозе – Ейнштейна і Фермі – Дірака

Як відомо, статистична фізика вивчає системи, що складаються з безлічі мікрочастинок — молекул, іонів, електронів, фотонів та ін. Основним завданням її є вивчення зв'язків між властивостями системи загалом і властивостями її мікрочастинок. Виявлення таких зв'язків дає змогу за макроскопічними характеристиками системи знаходити характеристики її мікрочастинок та, навпаки, за поведінкою мікрочастинок передбачати і пояснювати властивості системи загалом.

Не маючи змоги описати рухи всіх частинок системи окремо, вчені шукають статистичні закономірності їхньої поведінки, а за ними визначають середні або інші ймовірні значення характеристик частинок. У цьому суть статистичного методу, що ґрунтується на теорії ймовірностей.

Класична статистична фізика ґрунтується на припущенні, що частинки системи поводять себе відповідно до законів класичної механіки. До важливих статистичних закономірностей у класичній фізиці можна віднести розподіл Максвелла швидкостей молекул та розподіл Больцмана молекул за енергіями.

Проте докладніше вивчення мікрооб'єктів показало, що їхні властивості не вкладаються в межі класичної механіки. Такі характеристики, як енергія, імпульс, магнітний момент і проекції імпульсу та магнітного моменту на напрям зовнішнього поля, можуть змінюватися тільки певними порціями, квантами. Для опису поведінки мікрооб'єктів треба було ввести спін частинки — власний момент імпульсу, принцип Паулі тощо. Було з'ясовано, що завдяки хвильовим властивостям мікрочастинка не може мати точно визначених координат і тому її треба уявити «розмазаною» у просторі. Якщо ж у деякому об'ємі багато таких частинок, то природно, що їх не можна відрізнити одну від одної. Останній факт привів до утвердження *принципу нерозрізнюваності мікрочастинок*.

Поведінку мікрочастинок з їхніми специфічними властивостями описує квантова механіка. Властивості ансамблів таких мікрочастинок вивчає *квантова статистика*.

Як відомо, поведінка мікрочастинок описується хвильовою функцією  $\Psi$ , яка визначається із рівняння Шредінгера. Різні величини і зв'язки між ними, що характеризують квантовий об'єкт,

знаходять за допомогою різних лінійних операторів, які діють на функцію  $\Psi$ . Наприклад, оператор проекції імпульсу

$$L_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (1)$$

показує, що хвильову функцію  $\Psi$  треба продиференціювати по  $x$ .  
Оператор кінетичної енергії

$$T = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

показує, що від хвильової функції  $\Psi$  треба взяти суму других похідних за координатами.

Найбільшу роль у квантовій механіці відіграє *оператор Гамільтона*  $H$ , який визначає повну енергію частинки:

$$H = T + U = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(x, y, z), \quad (3)$$

де  $U(x, y, z)$  — потенціальна енергія частинки.

Якщо ввести оператор Гамільтона, то рівняння Шредінгера для стаціонарних процесів набере такого вигляду:

$$H\Psi_n = E_n\Psi_n, \quad (4)$$

де  $\Psi_n$  — власні функції;  $E_n$  — власні значення енергії частинки.

Як відомо, останні можуть мати як дискретний, так і неперервний ряд значень. Тому й відповідні стани їхніх систем даватимуть дискретний або неперервний спектр енергії. Може бути також, що заданому рівню енергії  $E_i$  відповідатимуть не один, а кілька певних станів системи, які описуються кількома власними хвильовими функціями. Такі стани називаються *виродженими*.

Хвильова функція, яка описує стан мікросистеми, є функцією координат, тобто  $\Psi(q_1, q_2, \dots, q_N)$ . З тотожності частинок у квантовій механіці випливає, що коли рівняння (4) задовольняє хвильова функція  $\Psi(q_1, q_2, \dots, q_N)$ , його також задовольнятиме функція  $\Psi(q_2, q_1, \dots, q_N)$ , в якій замінено порядок частинок, бо при взаємній заміні координат окремих частинок новий квантовий стан не повинен виникнути. Проте при перестановці частинок хвильова функція може змінювати знак. Функції, які при перестановці двох частинок змінюють свій знак, називаються *антисиметричними*, а ті функції, які його не змінюють, — *симетричними*.

З'ясовано, що у природі існують частинки, які описуються як симетричними, так і антисиметричними хвильовими функціями, причому симетрія функції залежить тільки від спіну частинок.

Частинки зі спіном, що дорівнює цілому числу сталих Планка ( $p_s = s\hbar$ ;  $s = 0, 1, 2, \dots$ ), описуються симетричними функціями  $\Psi_s$ . З елементарних частинок спіні 0 мають  $\pi$ - та  $K$ -мезони, спіні 1 має фотон. Результуючий цілий спіні мають дейтон,  $\alpha$ -частинка, атом гідрогену в нормальному стані та ін.

Частинки, спіні яких дорівнює напівцілому числу сталих Планка ( $p_s = s\hbar$ ;  $s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ ), описуються антисиметричними функціями  $\Psi_a$ . Спіні  $\frac{1}{2}$  мають електрони, протони, нейтрони, гіперони,  $\mu$ -мезон, нейтрино та їхні античастинки. Зазначимо, що на системі з таких частинок поширюється принцип Паулі — в системі не може бути двох частинок в однаковому стані.

Від типу симетрії хвильової функції залежить число різних можливих станів системи частинок (табл. 3), які, у свою чергу, описуються різними квантовими статистиками. Системи частинок, що описуються симетричними хвильовими функціями, підлягають *статистиці Бозе — Ейнштейна*; системи частинок, які описуються антисиметричними хвильовими функціями, — *статистиці Фермі — Дірака*.

До основних характеристик системи частинок належить функція розподілу їх за енергією в умовах термодинамічної рівноваги. Для її визначення користуються *методом комірок Больцмана*. За цим методом систему  $N$  частинок в об'ємі  $V$  з повною енергією  $E$  поділяють на скінченне число  $m$  комірок ( $m \ll N$ ), із різними енергією  $E_1, E_2, \dots, E_m$  і числами заселення частинок  $n_1, n_2, \dots, n_m$ , де  $n_i$  — число частинок в  $i$ -й комірці з енергією  $E_i$ . Так, у молекулярній фізиці було відкрито закон розподілу молекул за енергією (розподіл Больцмана)

$$\bar{n}_i = C e^{-\frac{E_i}{kT}}, \tag{5}$$

де  $\bar{n}_i$  — середнє число частинок у стані з енергією  $E_i$ .

Таблиця 3

Статистика																		
Максвелла — Больцмана (чотири стани)	Бозе — Ейнштейна (три стани)	Фермі — Дірака (один стан)																
<table border="1"> <tr><td><math>ab</math></td><td><math>-</math></td></tr> <tr><td><math>-</math></td><td><math>ab</math></td></tr> <tr><td><math>a</math></td><td><math>b</math></td></tr> <tr><td><math>b</math></td><td><math>a</math></td></tr> </table>	$ab$	$-$	$-$	$ab$	$a$	$b$	$b$	$a$	<table border="1"> <tr><td><math>aa</math></td><td><math>-</math></td></tr> <tr><td><math>-</math></td><td><math>aa</math></td></tr> <tr><td><math>a</math></td><td><math>a</math></td></tr> </table>	$aa$	$-$	$-$	$aa$	$a$	$a$	<table border="1"> <tr><td><math>a</math></td><td><math>a</math></td></tr> </table>	$a$	$a$
$ab$	$-$																	
$-$	$ab$																	
$a$	$b$																	
$b$	$a$																	
$aa$	$-$																	
$-$	$aa$																	
$a$	$a$																	
$a$	$a$																	

Закон розподілу Больцмана за певних умов може бути поширений також на квантову систему. Проте на відміну від класичної статистики, де значення енергії в комірках мали довільний характер, у квантовій статистиці значення енергії в комірках відображують певні енергетичні рівні системи. Стани з енергією  $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots$  є можливими станами квантової системи.

Визначаючи функцію розподілу системи частинок за енергією, яка, по суті, задає імовірність знайти задану систему в стані з енергією  $E_i$ , слід ураховувати конкретні умови, за яких перебуває ця система. Особливості квантових систем проявляються не завжди: за одних умов на перший план виступає тільки дискретність різних параметрів, за інших — нерозрізнюваність частинок та принцип Паулі. Саме ці відміни відображуються у трьох квантових статистиках: Максвелла — Больцмана, Бозе — Ейнштейна і Фермі — Дірака.

У статистиці Максвелла — Больцмана частинки вважаються розрізнюваними й можуть мати як дискретні, так і неперервні значення енергії; у статистиці Бозе — Ейнштейна частинки нерозрізнювані й мають дискретні значення енергії; у статистиці Фермі — Дірака частинки нерозрізнювані, мають дискретні значення енергії та підлягають принципу Паулі (див. табл. 3). Функції розподілу системи частинок за енергією мають різний вигляд:

у статистиці Максвелла — Больцмана

$$\bar{n}_i = e^{-\alpha - \frac{E_i}{kT}}; \quad (6)$$

у статистиці Бозе — Ейнштейна

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{-\alpha + \frac{E_i}{kT}} - 1}; \quad (7)$$

у статистиці Фермі — Дірака

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{-\alpha + \frac{E_i}{kT}} + 1}. \quad (8)$$

Тут стала  $\alpha$  визначається з умови, що кількість частинок у всіх станах дорівнює кількості частинок у досліджуваній системі:

$$\sum_{i=1}^m \bar{n}_i = N, \text{ звідки}$$

$$\alpha = \ln \frac{Z}{N}; \quad Z = \sum_{i=1}^m e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

де  $N$  — кількість усіх частинок у системі.

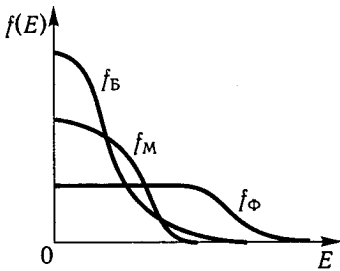


Рис. 148

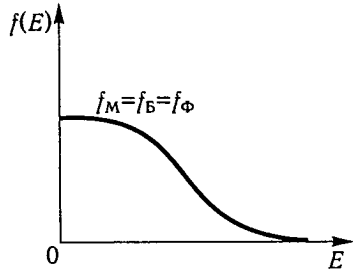


Рис. 149

На рис. 148 зображено графіки функцій розподілу (6)—(8), які позначено відповідно  $f_M$ ,  $f_B$ ,  $f_F$ .

З виразів функцій розподілу випливає, що за умови

$$e^{-\alpha + \frac{E_i}{kT}} \gg 1, \quad (9)$$

коли енергія частинок  $E \rightarrow \infty$ , закони розподілу Бозе — Ейнштейна і Фермі — Дірака збігатимуться із законом розподілу Максвелла — Больцмана (рис. 149). Отже, статистику Максвелла — Больцмана, побудовану на основі класичних та квантових уявлень, можна розглядати як граничний випадок двох інших квантових статистик.

Умову (9) можна виразити через параметри системи:

$$\frac{V}{N} \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \gg 1. \quad (10)$$

Цю умову називають *критерієм виродження*, оскільки з її порушенням квантова система перестає підлягати закону розподілу Максвелла — Больцмана. Критерій виродження залежить від густини  $\frac{N}{V}$ , маси  $m$  частинок і температури  $T$ . З виразу (10) випливає, що законом розподілу Максвелла — Больцмана можна користуватися при високих температурах; із зниженням температури в системі почнуть проявлятися квантові ефекти, а виродження настане тим швидше, чим меншою буде маса частинок і більшою густина. Наприклад, для електронного газу в металах температура виродження досягає  $10^4$  К; проте для звичайних газів за нормальних умов можна користуватися статистикою Максвелла — Больцмана.

## § 56. Квантові генератори світла

Випромінювання та поглинання світла, що відбуваються внаслідок енергетичних переходів атомів (електронів у атомах), може бути самодовільним (спонтанним) і вимушеним.



Спонтанні переходи можуть відбуватися лише з вищих енергетичних рівнів на нижчі. Акти спонтанного випромінювання різних атомів суто випадкові й не узгоджені між собою ні за напрямом випромінювання, ні за площиною поляризації, ні за фазою коливання. Таким є випромінювання ламп розжарювання, люмінесцентних та інших джерел світла.

Вимушені переходи, що спричинюються світлом, можуть відбуватися з однаковою ймовірністю як в одному, так і в іншому напрямках. У вимушених переходах на вищі рівні атоми речовини поглинають енергію, а при переходах збуджених атомів на нижчі рівні відбувається випромінювання фотонів світла. Щоб з'ясувати, який з цих двох вимушених процесів переважає, розглянемо закон розподілу атомів за енергією в умовах термодинамічної рівноваги

$$N_i = C e^{-\frac{E_i}{kT}}. \quad (1)$$

Із формули (1) випливає, що для станів з вищою енергією кількість атомів зменшується, а кількість переходів з цих рівнів пропорційна числу заселення їх атомами. Таким чином, в умовах термодинамічної рівноваги в атомній системі акти поглинання переважатимуть над актами вимушених випромінювань; тому світло, що падає, проходячи крізь речовину, послаблюється.

Щоб підсилити падаюче світло, треба створити *інверсне заселення* енергетичних рівнів, тобто таке, щоб у стані з більшою енергією  $E_n$  кількість атомів була більшою, ніж у стані з меншою енергією  $E_m$ . Відповідно до формули (1)

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}; \quad (2)$$

для *інверсного заселення* при  $E_n - E_m > 0$  маємо  $\frac{N_n}{N_m} > 1$ .

Якщо з розподілу Больцмана (2) знайти абсолютну температуру

$$T = -\frac{E_n - E_m}{k \ln \frac{N_n}{N_m}},$$

то неважко помітити, що інверсне заселення енергетичних рівнів можливе лише при *від'ємній абсолютній температурі*  $T$ . Тому іноді стан з інверсним заселенням називають *станом із від'ємною температурою*  $T$ . Цей термін суто умовний, бо інверсне заселення стосується нерівноважного процесу, а поняття температури — тільки рівноважних станів.

У речовині з інверсним заселенням енергетичних рівнів вимушене випромінювання переважатиме поглинання світла. Дуже ва-

жливо, що *вимушене випромінювання відбувається точно в напрямі падаючого світла, має ті самі поляризацію і фазу коливання*. Останній факт відіграє вирішальну роль у використанні вимушеного випромінювання. Він також свідчить про те, що вимушене випромінювання атома починається з надходженням стимулювального світла без будь-якого запізнення; при цьому збуджувальне світло продовжує поширюватися без змін. Вимушене випромінювання додається до падаючого й зумовлює підсилення когерентного випромінювання.

Нагадаємо, що поляризація з погляду хвильової оптики означає певну спрямованість коливань вектора напруженості електричного поля електромагнітної хвилі, а з погляду квантової механіки — певну спрямованість спіну фотонів.

Вимушене випромінювання дістало практичну реалізацію в *лазерах*. Слово «лазер» — аббревіатура від англійської назви Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation — підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання. Лазери були розроблені російськими фізиками М. Г. Басовим та О. М. Прохоровим і незалежно від них американським фізиком Ч. Х. Таунсом у 1954 р. Аналогічні прилади, що працюють у діапазоні сантиметрових радіохвиль, називаються *мазерами*.

У перших лазерах інверсне заселення двох енергетичних рівнів дістали в рожевому рубіні ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), в якому частину атомів алюмінію (близько 0,05 %) заміщено атомами хрому. Чим більша концентрація хрому в рубіні, тим сильніше його забарвлення. Іони хрому є тими активними системами, в яких здійснюється вимушене випромінювання.

Схему енергетичних рівнів іона хрому  $\text{Cr}^{3+}$  зображено на рис. 150, *а*. У ньому над нормальним рівнем  $E_1$  розміщено дві енергетичні смуги  $E_2$ , а між рівнем  $E_1$  і смугами  $E_2$  — *метастабільний рівень*  $E_3$ .

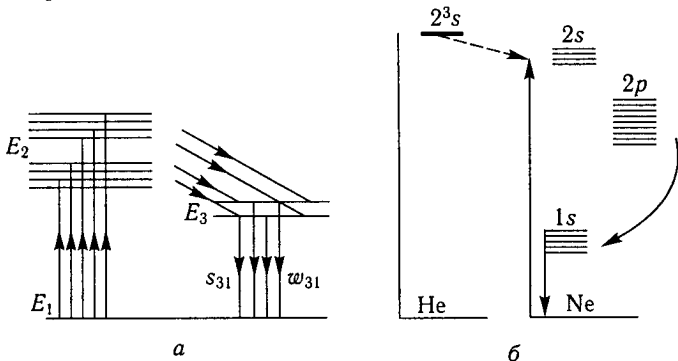


Рис. 150

Процес передавання енергії речовині лазера для переведення її атомів у збуджений стан називається *підкачуванням*. Воно здійснюється потужним спалахом ксенонової лампи. Іони хрому, поглинаючи фотони зеленого світла, переходять на рівні смуг  $E_2$ . Велика ширина їх полегшує справу, оскільки підкачування не потребує тільки монохроматичного світла. Це підвищує ККД лазера, тобто відношення потужності лазерного випромінювання до потужності світлового підкачування.

Зворотний перехід іонів хрому в основний стан відбувається у два етапи. Сутність цього явища в тому, що ймовірнішим переходом з рівня  $E_2$  є перехід на метастабільний стан  $E_3$ , а не на початковий  $E_1$ . Отже, на першому етапі збуджені іони хрому переходять у метастабільний стан, передаючи частину своєї енергії  $E_2 - E_3$  (без випромінювання) кристалічній ґратці. Процес супроводжується нагріванням рубінового лазера.

Оскільки метастабільний стан виходить за межі головних енергетичних рівнів атома, час перебування іона в метастабільному стані може бути досить значним —  $10^{-3}$  с, тобто в  $10^5$  разів більшим від часу перебування іона у звичайному збудженому стані  $E_2$ , що дорівнює  $10^{-8}$  с. Завдяки значному часу життя іони хрому в метастабільному стані нагромаджуються у великій кількості, внаслідок чого відбувається інверсне заселення рівнів  $E_3$ .

Іони з метастабільного рівня  $E_3$  на рівень  $E_1$  можуть переходити як спонтанно, так і вимушено. Останніх переходів може бути скільки завгодно, але для цього потрібен зовнішній вплив — «запалювання». Ним можуть бути зовнішнє збуджувальне світло або фотони, що виникають при спонтанних переходах  $E_3 \rightarrow E_1$ . На наступному етапі іони хрому переходять із метастабільного стану в основний. Оскільки метастабільний рівень хрому подвійний, при цьому рубіновий лазер випромінює світло двох близьких хвиль  $\lambda_1 = 693$  нм та  $\lambda_2 = 694$  нм, які лежать у червоній частині спектра.

Потужне випромінювання іонів хрому виникає завдяки конструктивним особливостям лазера.

Торці рубінового стрижня шліфують і полірують так, щоб вони були плоскими та паралельними один одному. Обидва торці сріблять: один із них стає непрозорим, а інший — частково прозорим (пропускає до 10 % падаючого світла). Якщо світло випромінюється уздовж стрижня рубіна, то воно відбивається від посріблених торців, як від дзеркал, і так багаторазово проходить по рубіновому стрижню у прямому та зворотному напрямках.

На рис. 151 зображено складові лазера: 1 — рубіновий стрижень; 2 — рефлектор; 3 — частково прозорий шар срібла; 5 — лампа спалаху; 6 — зарядний агрегат; 7 — батарея конденсаторів; 8 — пусковий пристрій; 9 — непрозорий шар срібла. Поз. 4 позначено напрям випромінювання лазера.

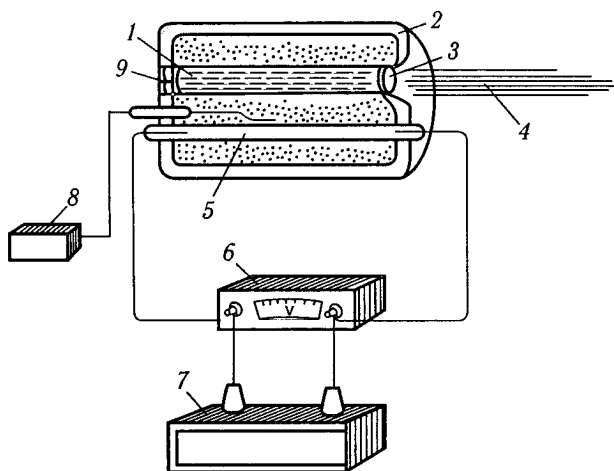


Рис. 151

Підкачується рубін спалахом лампи, яка засвічується внаслідок розрядження конденсаторів. Яскравий спалах лампи триває близько 0,001 с. Світло крізь рефлектор фокусується на рубіновий стрижень, тому більшість іонів хрому збуджуються і переходять у метастабільний стан, унаслідок чого відбувається інверсне заповнення енергетичних рівнів.

Випромінювання рубіна відбувається так. Спочатку виникають фотони спонтанного випромінювання  $s_{31}$  (див. рис. 150, *a*). Вони зумовлюють вимушені випромінювання  $w_{31}$  фотонів, які, у свою чергу, спричиняють нові вимушені випромінювання, і т. д. Як було вже зазначено, фотони вимушеного випромінювання вилітають у напрямі падаючих. Тому ті фотони, які вилітають у напрямках, близьких до осі стрижня, зазнаючи багаторазових відбиттів від його торців, спричиняють каскадний розвиток вимушеного випромінювання в осьовому напрямі стрижня. Сумарний потужний пучок випромінювання виходить крізь напівпрозорий торець рубіна; фотони спонтанного випромінювання, що вилітають в інших напрямках, виходять із кристала крізь його бічну поверхню.

Послідовність процесів, які відбуваються в рубіні лазера, схематично зображено на рис. 152: *a*) спочатку іони хрому перебувають в основних станах (чорні кружечки); *b*) світло підкачування (суцільні стрілки) переводить більшість іонів хрому у збуджений стан (світлі кружечки); *в*) спонтанне випромінювання збуджених іонів (штрихові стрілки) дає початок каскадному розвитку вимушеного випромінювання уздовж стрижня; *г*) розмноження фотонів завдяки вимушеному випромінюванню; *д*) вихід сумарного випромінювання крізь напівпрозорий торець рубіна.

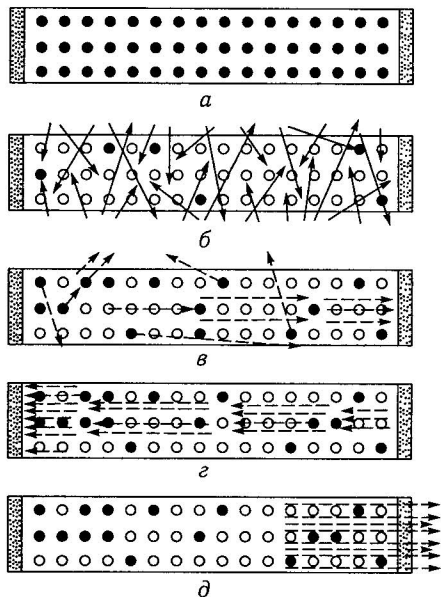


Рис. 152

збудження газового лазера малоефективний, бо залежить від спектра поглинання: якщо для твердих тіл — це суцільні широкі смуги, то для газів — це набори окремих ліній. Для оптичного збудження газу потрібно мати світло, яке точно відповідає лініям його поглинання.

Збудження газового лазера й інверсне заселення рівнів його атомів здійснюються через зіткнення з прискорюваними електронами. Такі умови створюються під час газового розряду. Поряд із цим у розряді суміші газів завдяки зіткненням різних атомів між ними відбуваються обміни енергією збудження. Якщо їхні енергетичні рівні мало різняться, то практично вся енергія збудження одного атома переходить в енергію збудження іншого атома і лише мала частка її передається на теплові рухи.

Особливу роль у газових лазерах відіграють обміни енергією між атомами в метастабільних та основних станах. Згадаємо, що метастабільним називають збуджений стан, в якому атом може перебувати тривалий час. У цьому разі виникає можливість передавання енергії збудження з численних метастабільних станів одного газу й утворення інверсного заселення рівнів іншого газу. Це особливо характерне для газового лазера, що працює на суміші гелію і неону.

На рис. 150, б зображено нижчі енергетичні рівні гелію й неону та переходи електронів, що приводять ці гази у збуджені стани.

Лазери, в яких випромінювачем є рубін, працюють в імпульсному режимі з частотою повторення кілька імпульсів за хвилину. У 1961 р. було побудовано газовий лазер на суміші гелію й неону, що працює в неперервному режимі. Ідея побудови його належить російському вченому В. О. Фабриканту, а перше практичне здійснення — А. Джавану, В. Ф. Беннету та Д. Р. Харіотту. У газових лазерах, як і в рубінових, вимушене випромінювання виникає за умови інверсного заселення рівнів атомів. Головна відмінність їх — в інших способах збудження та передавання енергії. Спосіб оптичного

Рівень гелію  $2^3s$  метастабільний; переходи в цей стан забезпечуються електронними ударами. Збуджені атоми гелію, стикаючись з незбудженими атомами неону, передають їм свою енергію. Внаслідок цих зіткнень останні переходять на рівень  $2s$ , а атоми гелію — в основний стан. При відповідних пропорції гелію й неону в суміші та енергії ударів електронів заселеність рівнів  $2s$  може перевищувати заселеність рівнів  $2p$ , тобто виникатиме інверсне заселення неону. На переходах  $2s \rightarrow 2p$  ґрунтується індуктивне випромінювання неону. Найяскравішими лініями його спектра є  $0,6328$ ;  $1,15$ ;  $3,39$  мкм та ін.

Газовий лазер складається з розрядної трубки, наповненої сумішшю гелію й неону при тисках, що відповідно дорівнюють  $133$  і  $13,3$  Па. Це активна частина лазера. На електроди трубки подається напруга  $8,5 \dots 4,9$  кВ від високовольтного випрямляча (після початкового розряду в трубці напруга знижується). Відбір ліній випромінювання лазера здійснюється резонатором. Останній складається із двох плоских дзеркал (одне з них може бути сферичним); зміною відстані між дзеркалами лазер настроюється на випромінювання світла певної довжини хвилі.

У 1963 р. були побудовані дуже ефективні лазери на напівпровідниках. Лазери весь час удосконалюються і мають найрізноманітніше застосування у практиці.

Випромінювання лазера відзначається великою спрямованістю, його можна сфокусувати майже в точку. Оскільки й потужність пучка лазерного випромінювання дуже велика, він за тисячні частки секунди «пропалює» найтонші отвори в матеріалі будь-якої твердості — сталі, корунді, алмазі. Тонкий пучок лазерного випромінювання застосовується у медицині.

Висока когерентність лазерного випромінювання, велика частота, що в багато разів перевищує різні модульовані частоти, дає змогу істотно поліпшити роботу ліній зв'язку, телебачення, набагато збільшити обсяг інформації, яка передається.

Маючи величезну інтенсивність, лазерне випромінювання у різних середовищах зумовлює *нелінійні оптичні ефекти*.

Як відомо, у звичайній (лінійній) оптиці доводять, що показник заломлення середовища і пов'язана з ним фазова швидкість світла залежать лише від частоти й не залежать від амплітуди хвилі. За цих умов поширення світлових хвиль описується лінійними диференціальними рівняннями.

Лазерне випромінювання порушує співвідношення лінійної оптики. Напруженість електричного поля лазерного випромінювання може досягати  $10^9$  В/м, тобто значення електричного поля ядра в атомі. Такі поля помітно впливають на діелектричну проникність, а тому і на показник заломлення середовища; тут проявляються ефект Керра (виникнення анізотропії під дією електричного поля), електрострикція та інші ефекти.

Середовище, в якому поширюється лазерне випромінювання, не залишається однорідним. Це призводить до порушення основного принципу лінійної оптики — *принципу суперпозиції*.

Одним з ефектів нелінійної оптики є *багатофотонне поглинання*. Виявляється, що при великій густині потоку фотонів можливими є одночасне поглинання атомом двох і більше однакових фотонів та перехід електрона на енергетичний рівень, який виходить за межі правила частот Бора:

$$2h\nu = E_2 - E_1.$$

Цей ефект призводить до порушення закону Стокса для люмінесцентного випромінювання. Під час розсіювання потужного лазерного випромінювання в рідинах і твердих тілах, крім падаючого світла з частотою  $\nu$ , виникають оптичні гармоніки, тобто світло з кратними частотами  $2\nu$ ,  $3\nu$  і т. д. Це саме буває при відбитті пучка лазерного випромінювання, причому напрям оптичних гармонік не збігається з напрямом відбитого пучка.

Багатофотонне поглинання може зумовлювати нелінійний фотоефект, тобто виривання електронів з металу світлом, частота якого нижча за «червону межу». Інакше кажучи, під дією лазерного випромінювання великої інтенсивності «червона межа» фотоефекту зміщується в область менших частот.

Ефекти нелінійної оптики мають важливе не тільки пізнавальне, а й практичне значення.

### § 57. Здобуття рентгенівського проміння і його основні властивості

У 1895 р. німецький фізик В. К. Рентген (1845–1923), досліджуючи катодне проміння за світінням скла у високорозрядній круковій трубці, щоб захистити її від стороннього світла, помістив трубку в ящик з чорного картону. Під час роботи цієї трубки він помітив на відстані 3 м від неї світіння люмінесцентного екрана. Переміщуючи люмінесцентний екран, В. К. Рентген з'ясував, що світіння екрана спричинюється невидимим промінням, яке було названо *X-промінням*, і що воно виходить із тих місць, куди падає катодне проміння.

За почином англійського вченого У. Крукса (1832–1919) у трубку було введено катод  $K$  у вигляді сферичного алюмінієвого дзеркала, завдяки чому катодне проміння фокусувалося на антикатоді  $A_k$  (рис. 153). Для антикатада кращими виявилися важкі метали — мідь, платина, вольфрам та ін.; торцеву поверхню антикатада розмістили під кутом  $45^\circ$  до осі конуса катодного проміння. Щоб останнє не розсіювалося на залишках газу, антикатод  $A_k$  наблизили до катода  $K$  в область крукового темного проміжку. При такому розміщенні антикатада розряд припиняється. Щоб цього не сталося, у трубку ввели додатковий анод  $A$ , розміщений на певній відстані від катода. Для стікання електронів з антикатада він з'єднується накоротко з анодом.

Завдяки таким конструктивним змінам з антикатада трубки виходив добре спрямований розбіжний пучок рентгенівського проміння.

Ставлячи на шляху проміння різні предмети, В. К. Рентген виявив його надзвичайну проникну здатність. Такі речовини, як дерево, тканина і шкіра, були прозорими для *X-проміння*; тільки залізні, золоті та свинцеві предмети виявлялися майже непрозорими і давали чіткі тіні. Було з'ясовано, що проникна

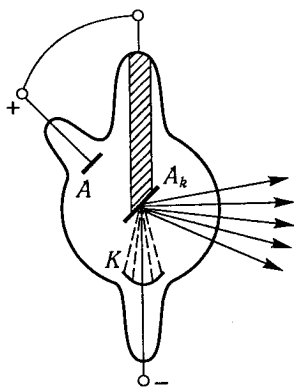


Рис. 153



здатність променів збільшується із підвищенням напруги між катодом й анодом і що рентгенівське проміння дуже іонізує повітря, діє на фотопластинку, збуджує люмінесцентне світіння багатьох речовин.

За проникною здатністю рентгенівське проміння, що виникає при напругах між катодом та анодом порядку 20...40 кВ, назвали *м'яким*, а проміння, що виникає при напругах до 400 кВ, — *жорстким*.

Поглинання рентгенівського проміння у речовині характеризується товщиною шару половинного поглинання, тобто товщиною шару однорідної речовини, який вдвічі зменшує інтенсивність падаючого проміння. Наприклад, для жорсткого проміння товщина шару половинного поглинання свинцем становить 0,016 см, алюмінієм — 1,6 см, водою — 4,3 см і т. д. В цілому ж рентгенівське проміння поглинається за законом

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (1)$$

де  $I_0$  та  $I$  — інтенсивності рентгенівського проміння до і після проходження ним шару речовини завтовшки  $d$ ;  $\mu$  — лінійний коефіцієнт поглинання, який залежить від роду речовини. Виявлено, що чим менша довжина хвилі, тим менше поглинається проміння у речовині.

Одночасно з вивченням властивостей рентгенівського проміння удосконалювалася рентгенівська трубка. Було з'ясовано, що чим більша атомна маса матеріалу антикатада, тим більша інтенсивність вихідного рентгенівського проміння (суцільного спектра). При тривалій роботі трубки сфокусоване катодне проміння, яке падає на антикатод, значною мірою нагріває його. Тому для антикатада потрібний тугоплавкий матеріал з доброю теплопровідністю, бо антикатод доводиться охолоджувати проточною водою або маслом.

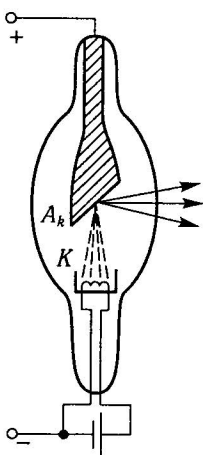


Рис. 154

У 1913 р. газорозрядні іонні рентгенівські трубки почали замінювати досконалішими електронними трубками Куліджа. У цих трубках високого вакууму (1...0,01 Па) джерелом електронів є розжарювана струмом вольфрамова спіраль (рис. 154). Катод  $K$  міститься у молібденовому циліндрі, який фокусує прискорювані електрони на антикатоді  $A_k$  й одночасно відіграє роль анода.

Електронні рентгенівські трубки значно потужніші, в них струм досягає  $\sim 0,2$  А; тому при напрузі 100 кВ вони споживають потужність близько 20 кВт, а при вищих напругах — ще більшу. Для здобуття сталої високої напруги використовують високовольтні технічні трансформатори із замкненим магнітопроводом і випрямлячі.

Майже вся енергія прискорених у трубці електронів переходить на антикатоді у внутрішню, лише 1...3 % її виходить у вигляді рентгенівського

проміння. У потужних трубках антикатод треба інтенсивно охолоджувати.

**Приклад 1.** Визначити швидкість електронів, що падають на антикатод рентгенівської трубки, якщо мінімальна довжина хвилі у суцільному спектрі рентгенівського випромінювання дорівнює  $l$  нм.

*Розв'язання.* Для пояснення суцільного спектра рентгенівського випромінювання з погляду фотонної теорії треба враховувати, що частина кінетичної енергії  $\Delta E$  електрона під час зіткнення з аномом перетворюється на теплоту, тому енергія фотона випромінювання дорівнюватиме

$$h\nu = \frac{mv_0^2}{2} - \Delta E.$$

Завдяки випадковому характеру зіткнень електронів з атомами анода втрати енергії на теплоту і випромінювання розподіляються довільно. Граничним є випадок, коли електрони всю свою енергію витрачають на випромінювання ( $\Delta E = 0$ ):

$$\frac{mv_0^2}{2} = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}.$$

З останньої рівності знаходимо

$$v_0 = \sqrt{\frac{2hc}{m\lambda_{\min}}} = 21 \cdot 10^6 \text{ м/с.}$$

**Приклад 2.** Визначити короткохвильову межу  $\lambda_{\min}$  суцільного спектра рентгенівського випромінювання, якщо рентгенівська трубка працює при напрузі  $U = 30$  кВ.

*Розв'язання.* Експериментально було знайдено, що межа спектра  $\lambda_{\min}$  пов'язана із прискорювальною напругою таким співвідношенням:

$$\lambda_{\min} = 1239/U, \quad (2)$$

де  $\lambda_{\min}$  виражається у мікрометрах, а  $U$  — у вольтах.

Скориставшись формулою (2), після підстановки в неї числових значень величин та обчислення дістанемо

$$\lambda_{\min} = 1239/(30 \cdot 10^3) = 41 \text{ нм.}$$

## § 58. Суцільний і характеристичний спектри рентгенівського проміння

Рентгенівське проміння виникає у процесі бомбардування поверхні важких металів анода потоком електронів з великою кінетичною енергією. Дослідження показали, що рентгенівський спектр містить два різних типи променів, які накладаються. Це — суцільне та лінійчасте випромінювання (рис. 155). Спектр першого залежить головним чином від режиму роботи рентгенівської трубки, а спектр другого (характеристичного випромінювання) — від матеріалу анода. При низькій напрузі на рентгенівській трубці утворюється суцільне неперервне випромінювання. Коли напруга стає вищою за деяке критичне значення, що залежить від матеріалу анода, поряд із

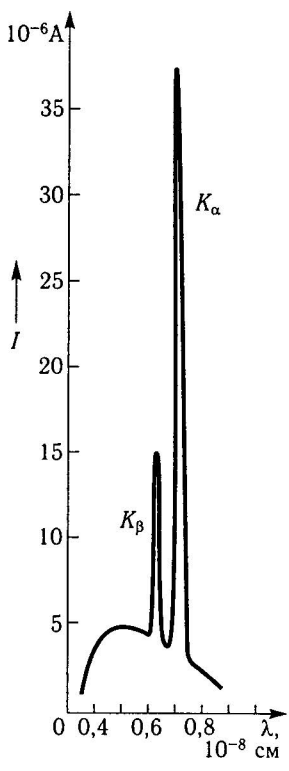


Рис. 155

неперервним випромінюванням виникає лінійчастий характеристичний спектр, який накладається на суцільний.

Виникнення суцільного рентгенівського випромінювання пояснюється гальмуванням електронів у момент потрапляння їх на антикатод. Оскільки навколо рухомих електронів є магнітне поле, завдяки різкій зміні швидкості електронів різко змінюється їхнє магнітне поле, а внаслідок цього виникають електромагнітні хвилі. Швидкість електронів на антикатоді змінюється випадково; залежно від відстані їх від атомів одні гальмуються швидше, інші — повільніше. В результаті випромінюються електромагнітні хвилі різної довжини.

При поясненні суцільного спектра з погляду фотонної теорії треба враховувати, що частина кінетичної енергії електрона (позначимо її  $A$ ) під час зіткнення з анодом перетворюється на внутрішню; тому енергія фотона випромінювання

$$h\nu = \frac{mv_0^2}{2} - A, \quad (1)$$

де  $\frac{mv_0^2}{2}$  — енергія, яку дістає електрон у прискорювальному полі між катодом та анодом.

Через випадковий характер зіткнень електронів з атомами анода розподіл енергії електронів на внутрішню і випромінювання також випадковий. Тому енергія фотонів гальмівного випромінювання може бути різною, а його спектр — суцільним.

З підвищенням напруги на рентгенівській трубці інтенсивність випромінювання зростає. Характерним є також те, що спектр рентгенівського випромінювання при будь-якій напрузі в короткохвильовій частині різко обривається. Так, при  $U_1 = 30$  кВ межею спектра є  $\lambda_1 = 0,04$  мкм, а при  $U_2 = 60$  кВ матимемо  $\lambda_2 = 0,02$  мкм. Експериментально було знайдено, що межа спектра  $\lambda_{\min}$  пов'язана з прискорювальною напругою таким співвідношенням:

$$\lambda_{\min} = \frac{1239}{U}, \quad (2)$$

де  $\lambda_{\min}$  виражається у мікрометрах, а  $U$  — у вольтах.

Існування короткохвильової межі впливає з фотонної природи випромінювання, що описується рівнянням (1). Граничними є випадки, коли електрони всю свою енергію віддають на випромінювання:

$$\frac{mv_0^2}{2} = hv_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}, \quad (3)$$

звідки й визначається короткохвильова межа спектра.

Якщо кінетичну енергію електрона виразити через прискорювальну напругу  $U$ , то рівність (3) набере такого вигляду:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}}, \quad (4)$$

звідки за значеннями  $U$  і  $\lambda_{\min}$  можна визначити сталу Планка  $h$ . Знайдене значення  $h$  за рівностями (4) та (2) збігається зі значеннями, визначеними іншими способами. Вважають, що цей метод визначення сталої Планка найточніший.

Характеристичне рентгенівське випромінювання виникає внаслідок того, що потужне катодне проміння, проникаючи у глибину електронних оболонок атомів, вириває електрони з нижніх шарів і спричиняє вихід їх за межі атома. Якщо, наприклад, електрон буде вирваний з шару  $K$ , то на його місце переміститься електрон з якого-небудь дальшого шару  $L$ ,  $M$  і т. д. На вивільнене місце у цьому шарі перейде електрон із ще дальшого шару. При таких переходах електронів у важких атомах випромінюються фотони рентгенівського проміння. Оскільки енергія фотонів визначається різницею енергетичних рівнів атомів заданої речовини, випромінювання такого типу дає лінійчастий спектр, характерний для речовини анода.

Відповідно до позначень електронних шарів у атомах у характеристичному рентгенівському спектрі розрізняють серії  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ ,... (рис. 156). Кожна серія складається з кількох ліній, які позначають у порядку зменшення довжини хвилі індексами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  і т. д.

Лінійчасті рентгенівські спектри різних речовин дуже подібні між собою, оскільки електронні оболонки різних атомів забудовуються у тому самому порядку. Проте із зростанням атомного номера  $Z$

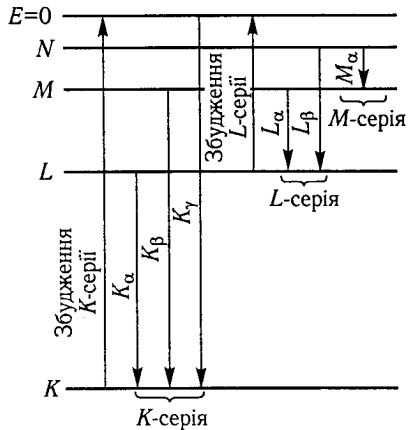


Рис. 156

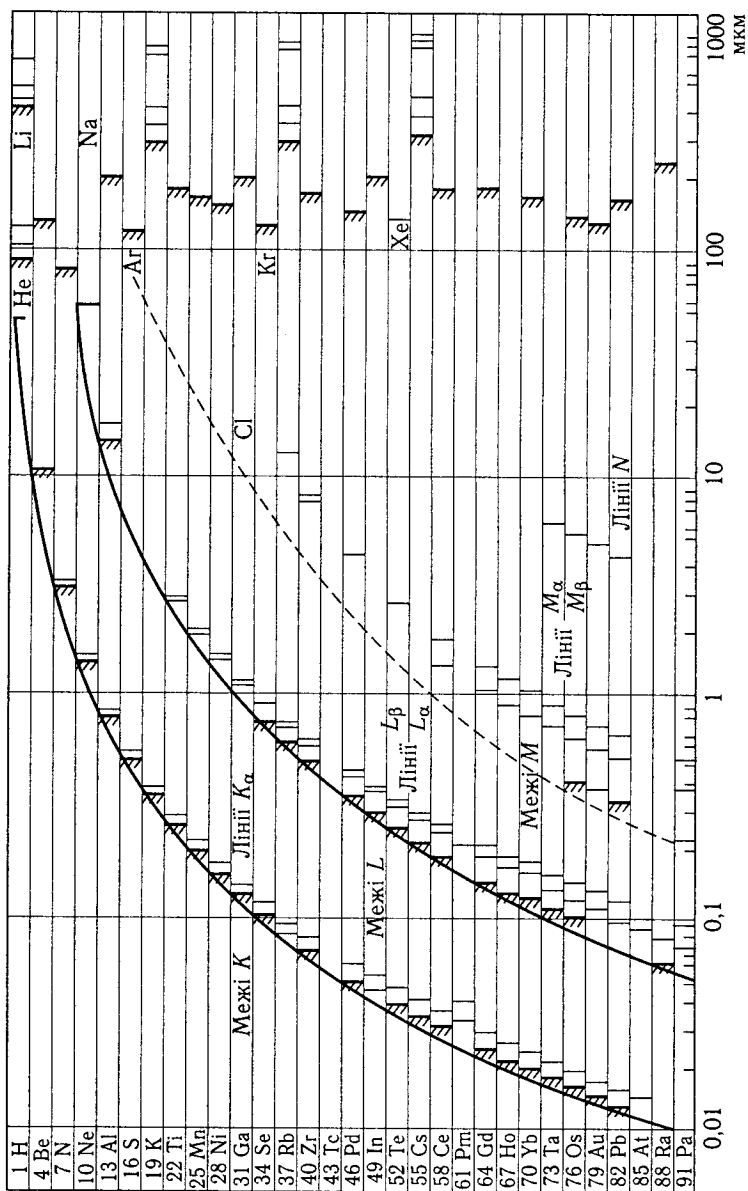


Рис. 157

весь характеристичний рентгенівський спектр зміщується у короткохвильову частину (рис. 157).

У 1913 р. англійський фізик Г. Г. Д. Мозлі (1887—1915) сформулював закон, який визначає частоти в характеристичних спектрах речовини залежно від її атомного номера, а саме:

$$\nu = R(Z - \alpha)^2 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5)$$

де  $R = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  — стала Бальмера—Рідберга;  $m$  та  $n$  — номерні числа рівнів, між якими здійснюється перехід електрона;  $\alpha$  — стала екранування, яка зберігає своє значення в межах заданої серії для всіх елементів (для  $K$ -серії  $\alpha = 1$ , для  $L$ -серії  $\alpha = 7,5$  і т. д.). Власне, стала екранування є поправкою до сили, з якою електрон притягується до ядра; цю дію ядра послаблюють електрони, розміщені від нього ближче, ніж перехідний електрон.

У минулому закон Мозлі відіграв важливу роль у заповненні таблиці Менделєєва новими елементами. За цим законом були знайдені елементи з номерами 43, 61, 72, 75. В узгодженні з теорією Бора із закону Мозлі впливало, що кількість електронів у атомі збігається з атомним номером елемента.

## § 59. Дифракція рентгенівського проміння

Майже через 20 років після відкриття рентгенівського випромінювання було доведено його хвильові властивості. Спочатку рентгенівське проміння випробувалося на звичайних дифракційних ґратках, однак дифракції його не виявили. З цього факту одні вчені робили висновок, що рентгенівське проміння має корпускулярну природу; на думку інших, довжина хвиль його така мала, що навіть найвужчі щілини ґратки для нього занадто широкі.

У 1912 р. німецький фізик М. Лауе (1879—1960), виходячи з уявлень про хвильову природу рентгенівського проміння, запропонував використати як дифракційну ґратку природний кристал. Оскільки складові кристала розміщені у строгому порядку, вони утворюють об'ємні кристалічні ґратки і до того ж з дуже малою сталою. Наприклад, для кристала кам'яної солі ( $\text{NaCl}$ ) ця стала дорівнює  $0,28 \text{ мкм}$ ; через таку відстань у кристалі чергуються іони натрію і хлору. Здійснюючи ідею М. Лауе (рис. 158), його співробітники В. Фрідріх та П. Кніппінг спрямували пучок рентгенівського проміння на кристаліч-

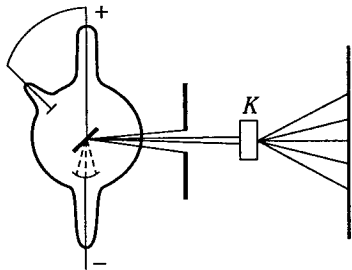


Рис. 158

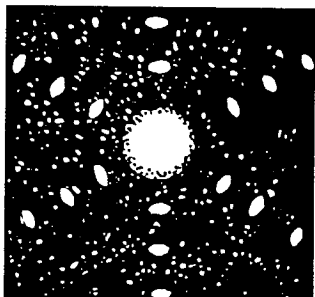


Рис. 159

мала вигляд низки правильно розміщених плям. Подібну дифракційну картину дає світло від двох ґраток, складених так, що їхні щілини взаємно перпендикулярні.

Відкриття М. Лауе не тільки підтвердило хвильові властивості рентгенівського проміння, а й виявилось дуже плідним у дослідженнях структури кристала.

Просту й наочну теорію дії просторової кристалічної ґратки розробили російський вчений Ю. В. Вульф (1863—1925) і незалежно від нього англійські вчені У. Г. Брегг (1862—1942) та У. Л. Брегг (1890—1971). Для побудови теорії вони дослідили дифракцію відбитого рентгенівського проміння від кристалічної пластинки. Кожна частинка у вузлі кристалічної ґратки розглядалася як центр відбиття і розсіяння рентгенівських хвиль, когерентних між собою, оскільки вони збуджуються тією самою падаючою хвилею.

Для роз'яснення цього методу візьмемо кристал кубічної системи й подумки проведемо в ньому через вузли ґратки кілька площин, паралельних його природним граням (рис. 160); іншими словами, виділимо у кристалі атомні шари.

Припустимо, що на кристал падає пучок паралельного рентгенівського проміння. Воно буде дифрагувати від кожного атомного шару. Його максимуми відповідають напрямам, які визначаються законами відбиття. Умову взаємного підсилення такого проміння шукатимемо за різницею їхніх ходів. Оскільки показник заломлення кристала для рентгенівського проміння дорівнює 1, різниця ходу хвиль, відбитих від першого і другого атомних шарів, дорівнюватиме різниці відрізків  $(BO' + O'O) - AO = 2d \sin \theta$ , де  $d$  — відстань між шарами,  $\theta$  — кут між хвилею та поверхнею кристала (кут ковзання хвилі). Тому умова підсилення в дифракції рентгенівського проміння матиме такий вигляд:

$$2d \sin \theta = m\lambda; \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Це співвідношення називають *формулою Вульфа — Брегга*. За формулою (1), якщо відомо  $d$  і  $\theta$ , можна визначити довжину хвилі

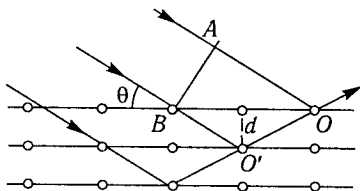


Рис. 160

ну пластинку  $K$  з цинкової обманки (ZnS). Вони дістали на фотографії першу дифракційну картину рентгенівського проміння — лауеграму (рис. 159), яка

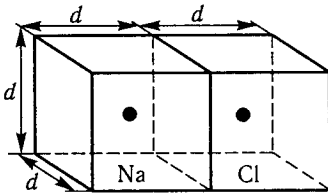


Рис. 161

рентгенівського проміння. Для прикладу розглянемо дифракцію рентгенівського проміння при відбитті від кристала кам'яної солі. Кристал має кубічну структуру, для нього сталу  $d$  можна обчислити за масою  $m$  молекули та густиною  $\rho$  солі.

Справді, уявімо, що навколо кожного іона натрію і кожного іона хлору у кристалі побудовано куб із ребром  $d$  (рис. 161). Тоді маса молекули  $\text{NaCl}$ , виражена через густину солі й об'єм, зайнятий молекулою,

$$m = \rho \cdot 2d^3,$$

звідки

$$d = \sqrt[3]{\frac{m}{2\rho}} = \sqrt[3]{\frac{\mu}{2\rho N_A}}, \quad (2)$$

де  $\mu$  — маса моля;  $N_A$  — стала Авогадро.

Обчислена за формулою (2) стала для кам'яної солі  $d = 0,2814$  мкм.

Спостереження показують, що коли на кристал кам'яної солі спрямувати вузький пучок рентгенівського проміння від платинового антикатада, максимуми відбитого проміння будуть при  $\theta_1 = 11,55^\circ$ ;  $\theta_2 = 23,65^\circ$ ;  $\theta_3 = 36,65^\circ$ . За формулою (1) знаходимо, що таким кутам відповідають довжини хвиль  $\lambda_1 = 0,112$  мкм;  $\lambda_2 = 0,226$  мкм;  $\lambda_3 = 0,336$  мкм. Це і є довжини хвиль характеристичного випромінювання платини. Хвилі інших довжин при цих кутах ковзання розсіюються майже рівномірно в усіх напрямках, створюючи деякий фон на фотоплівці.

Для здобуття спектра рентгенівського випромінювання Г. Г. Д. Мозлі в 1913 р. запропонував також метод широкого розбіжного пучка (рис. 162). Розбіжний пучок проміння від антикатада  $A_k$ , потрапляючи на кристалічну пластинку  $K$ , утворює з нею різні кути ковзання. Згідно з умовою Вульфа — Брега на фотопластинці  $P$  фіксуватиметься спектр рентгенівського проміння.

Дослідження показали, що довжини хвиль рентгенівського проміння лежать у межах від 49,3 до 0,01 нм. Завдяки дуже коротким довжинам хвиль (дуже високим частотам) у рентгенівському промінні істотно проявляються його корпускулярні квантові властивості.

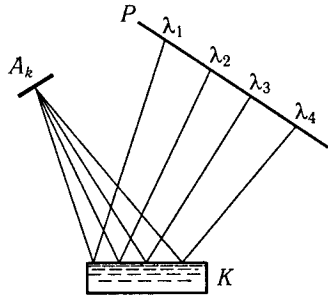


Рис. 162



## § 60. Використання рентгенівського проміння у фізиці, техніці та медицині

Рентгенівське проміння широко використовують у фізиці як один із найточніших засобів вивчення структури кристалів. У § 59 розглянуто метод здобуття лауєграми кристала і показано, що, застосовуючи до лауєграми умову Вульфа — Брегга, можна визначити довжину хвилі рентгенівського проміння. Однак цим використанням лауєграми не обмежується. Якщо дістати лауєграму кристала за допомогою рентгенівського проміння відомої довжини хвилі  $\lambda$ , то, застосовуючи до неї формулу Вульфа — Брегга  $2d \sin \theta = m\lambda$ , можна визначити сталу  $d$  кристалічної ґратки. Відповідні кути  $\theta$  та порядкові числа  $m$  підсилення проміння також визначають за лауєграмою. Розшифрування лауєграми дає змогу визначити структуру кристала.

У рентгеноструктурному аналізі широко використовується також метод кристалічних порошоків Дебая і Шерера. За цим методом досліджувана речовина роздрібнюється в порошок, з якого спресовується зразок у вигляді палички. Цей полікристалічний зразок  $K$  розміщують по осі циліндричної камери; на бічній поверхні її вкладають фотоплівку  $P$  (рис. 163). Через бічний отвір камери на зразок спрямовують пучок монохроматичного рентгенівського проміння. Унаслідок хаотичного розміщення мікрокристалів у зразку обов'язково знайдуться кристали, які своїми атомними шарами повернуті відносно рентгенівського пучка під кутами, що задовольняють умову Вульфа — Брегга. Знайдуться такі кристали, які дадуть підсилення першого порядку ( $m = 1$ ), другого порядку ( $m = 2$ ) і т. д. Після відбиття від зразка проміння буде розходитися в різні боки, але під тим самим кутом  $2\theta$  до продовження проміння, що падає. Тому для різних порядків відбиття утворюються конусоподібні пучки проміння з різними кутами розвороту. Потрапляючи на фотоплівку, ці пучки дають дебаєграму (рис. 164). Її розшифрування дає змогу визначити структуру кристала.

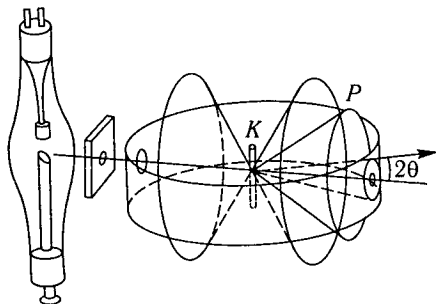


Рис. 163

Знаючи сталу  $d$ , наприклад для кристала кам'яної солі кубічної структури, за виразом (2) з § 59 можна точніше визначити сталу Авогадро  $N_A = (6,0228 \pm 0,0011) \times 10^{23}$  моль $^{-1}$ ; раніше вважали, що  $N_A = 6,06 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  (це значення було визначено французьким фізиком Ж. Б. Перреном (1870—1942)

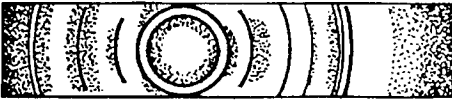


Рис. 164

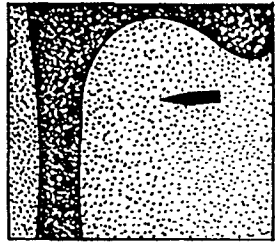


Рис. 165

під час класичних досліджень ним у 1908–1913 рр. броунівського руху).

Завдяки точному значенню сталої Авогадро за виразом  $e = \frac{F}{N}$ , де  $F$  — число

Фарадея, було визначено заряд електрона  $e = (1,6008 \pm 0,0003) \times 10^{-19}$  Кл.

У техніці висока проникна здатність рентгенівського проміння використовується для просвічування металевих деталей з метою виявлення дефектів. Відомо, що всередині деталей з металу можуть залишатися шлакові вкраплення, пухирці газів тощо. Ці дефекти виявляються на рентгенознімку деталі. При виготовленні парових котлів застосовується електрозварювання. Якість шва контролюють, просвічуючи його рентгенівським промінням. У техніці важливі деталі проходять спеціальний рентгенівський контроль, щоб виявити і вилучити дефектні деталі.

Нагадаємо, що глибина проникнення рентгенівського проміння у речовину залежить від її складу та значення прискорювальної напруги на рентгенівській трубці. При напрузі 200 кВ на трубці її проміння просвічує алюмінієві деталі до 100 см завтовшки.

У медицині рентгенівське проміння почали використовувати раніше, ніж в інших галузях. У Росії вперше рентгенівське проміння для медичних цілей застосував видатний винахідник радіо О. С. Попов (1859–1906). У 1896 р. він побудував рентгенівський апарат і разом з лікарем В. С. Кравченком використав його для медичних досліджень поранених у бою військових моряків. В умовах війни рентгеноскопія набуває особливого значення для виявлення куль та осколків у організмі пораненого (рис. 165).

У медичній практиці рентгенологічний аналіз є найточнішим методом дослідження легенів, які досить легко уражаються туберкульозом. Рентгенівське проміння просвічує скелет людини і допомагає виявити в кістках тріщини та переломи. Рентгеноскопія дає змогу розпізнати хвороби серця й інших органів.

Рентгенотерапія — застосування біологічної дії рентгенівського проміння для лікувального впливу на хвору людину — відіграє важливу роль у боротьбі з раком і саркомою. Принаймні дві третини хворих на рак після лікування рентгенівським промінням одужують або здоров'я їх поліпшується.

### § 61. Відкриття А. А. Беккереля і подружжя Кюрі. Закон радіоактивного розпаду

У 1896 р. французький фізик А. А. Беккерель, досліджуючи солі урану, помітив, що вони є джерелом якогось невидимого проміння, яке залишає сліди на фотопластинці, проникаючи до неї крізь захисний папір та інші непрозорі тіла. Згодом Марія і П'єр Кюрі виявили, що такі самі властивості випромінювання має торій та відкриті ними радій і полоній, найактивнішим з яких є радій. Явище беккерелевого випромінювання вони назвали *радіоактивністю*. За це відкриття всі ці вчені були нагороджені Нобелівською премією в 1903 р. На сьогодні відомо близько 40 природних елементів, які мають радіоактивні властивості. Майже всі вони належать до важких хімічних елементів, розміщених у кінці періодичної таблиці Менделєєва.

Дослідження випромінювання радіоактивних речовин у сильному магнітному полі показали, що під дією поля воно розпадається на три складові:  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  (рис. 166). Природа цих складових така:

$\beta$ -проміння відхиляється електричним та магнітним полями; воно є потоком швидких електронів (середня швидкість  $160 \cdot 10^6$  м/с). Особливістю  $\beta$ -випромінювання є те, що воно для будь-якого радіоактивного елемента утворює неперервний спектр енергії. Цю особливість нелегко було з'ясувати. Оскільки ядро є квантовою енергетичною системою, переходи його з одних станів в інші у  $\beta$ -розпадах мають супроводжуватися лінійчастим енергетичним спектром  $\beta$ -частинок. Можна було гадати, що вслід за розпадом енергія  $\beta$ -частинок довільно розсіюється на атомах радіоактивної речовини; тоді остання сама себе розігрівала б. Найточніші досліди не підтверджують цього.

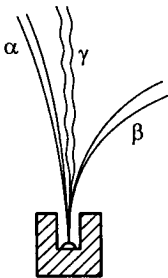


Рис. 166

Була ще одна незгодженість. Як було вже зазначено, спіні електрона дорівнює  $(1/2)\hbar$ . Тому при  $\beta$ -розпаді спіні нового ядра має відірватися від спіну початкового ядра на  $(1/2)\hbar$ . Досліди ж показували, що при  $\beta$ -розпадах спіні ядра не змінюється.

Труднощі в поясненні  $\beta$ -розпаду було усунуто гіпотезою швейцарського фізика В. Паулі в 1931 р. За цією гіпотезою при  $\beta$ -розпаді одночасно з  $\beta$ -частинкою випромінюється ще одна дуже легка незаряджена частинка; її за почином італійського фізика Е. Фермі (1901—1954) назвали *нейтрино*. Маса цієї частинки дорівнює близько 0,0005 маси електрона, її спин —  $(1/2)\hbar$ .

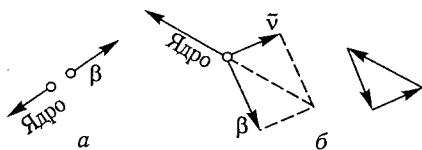
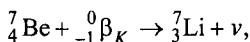


Рис. 167

Виявити в дослідах нейтрино і підтвердити гіпотезу Паулі теж було нелегко. Відсутність заряду та мала маса частинки зумовлюють слабку взаємодію її з речовиною. Наприклад, її іонізаційна здатність у повітрі характеризується одним актом на 500 км шляху.

У 1934—1936 рр. російський фізик О. І. Лейпунський (1903—1972) уперше провів оригінальні досліди, які виявили існування нейтрино. Він досліджував  $\beta$ -розпад з погляду закону збереження імпульсу. Коли б  $\beta$ -розпад супроводився випромінюванням з ядра тільки однієї частинки — електрона або позитрона, імпульс ядра віддачі дорівнював би за значенням і був протилежним за напрямом імпульсу  $\beta$ -частинки (рис. 167, а); якщо при  $\beta$ -розпаді випромінюється ще інша частинка, то імпульс ядра віддачі взагалі за значенням та напрямом не повинен дорівнювати імпульсу  $\beta$ -частинки (векторна сума імпульсів трьох частинок має дорівнювати нулю; рис. 167, б). Вимірювання імпульсів віддачі ядер легкого радіоактивного вуглецю  $^{11}\text{C}$  у дослідах О. І. Лейпунського посередньо підтверджували гіпотезу Паулі.

Дуже вдалими для виявлення нейтрино було використання ядерної реакції  $K$ -захоплення, тобто захоплення ядром електрона з  $K$ -рівня власного атома. Таку властивість із легких ядер має нуклід берилію. Схема реакції має такий вигляд:



де берилій перетворюється на літій.

Відомо, що маса  ${}^7_4\text{Be}$  (7,01916 а.о.м.) більша за масу  ${}^7_3\text{Li}$  (7,01822 а.о.м.). Взавши до уваги, що ядро берилію в цьому випадку поглинає електрон власного атома, енергію, яка вивільняється під час реакції і виноситься нейтрино, знайдемо за різницею мас атомів

$$E_\nu = (7,01916 - 7,01822)931,481 \approx 0,87 \text{ MeV}.$$

Імпульс нейтрино у припущенні, що його маса спокою дуже мала,

$$p_\nu = \frac{E_\nu}{c}.$$

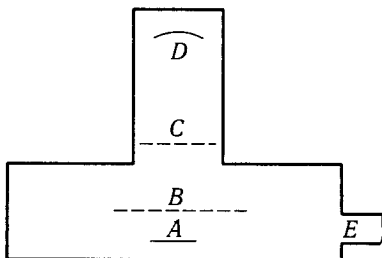


Рис. 168

У дослідях американського фізика Дж. Аллена радіоактивний препарат  ${}^7_4\text{Be}$  наносили на платинову смужку *A* (рис. 168). Через те що робота виходу електронів з платини значно вища від енергії іонізації атомів літію, останній відривався унаслідок віддачі від платинової смужки у вигляді іонів, які, прискорюючись між смужкою *A* та сіткою *B* при електричній напрузі 100...200 В, потрапляли у простір *BC* між сітками. На сітку *C* подавали різний гальмівний потенціал, за допомогою якого можна було визначити енергію віддачі іонів. Ті іони, що пролітали крізь сітку *C*, потрапляли на катод *D* і реєструвалися електронним помножувачем.

Так було з'ясовано, що максимальна енергія іонів віддачі дорівнювала розрахунковому значенню 45 еВ. Ті іони, які мали меншу енергію, втрачали частину енергії на роботу відриву іонів літію від платинової смужки.

У дослідях Шервіна радіоактивні речовини фосфор  ${}^{32}_{15}\text{P}$  та ітрій  ${}^{90}_{39}\text{Y}$  наносили на підкладку у вигляді дуже тоненького (близького до одноатомного) шару.  $\beta$ -частинки, що вилітали з джерела 2 (рис. 169), реєстрував лічильник Гейгера — Мюллера 1; при цьому імпульси розрядного струму на лічильнику приводили в дію генератор пилкоподібної напруги 5 і на екрані осцилографа 4 утворювалася горизонтальна прямолінійна світна розгортка.

Іони віддачі, що виривалися з джерела, реєстрував електронний помножувач 3; імпульси напруги від нього подавалися на другу пару відхильних пластин катодного осцилографа. Оскільки швидкість іонів віддачі мала порівняно зі швидкістю  $\beta$ -частинок, сигнал від електронного помножувача запізнювався і з'являвся на певному віддаленні від початку горизонтальної розгортки на екрані осцилографа (за цим зміщенням можна було безпосередньо визначити швидкість іонів віддачі).

Лічильник Гейгера — Мюллера можна розміщувати в чотирьох положеннях ( $180^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$ ), що відповідають чотирьом кутам між напрямками вилітання  $\beta$ -частинок та іонів віддачі.

Такий імпульс матиме також ядро віддачі, а його енергія

$$E_{\text{Li}} = \frac{p_{\text{Li}}^2}{2m_{\text{Li}}} = \frac{p_v^2}{2m_{\text{Li}}} = \frac{E_v^2}{2m_{\text{Li}}c^2};$$

$$E_{\text{Li}} = 45 \text{ еВ},$$

де  $m_{\text{Li}}$  — маса ядра літію (зазначимо, що таку енергію мали б атоми пари літію при температурі 450 000 К).

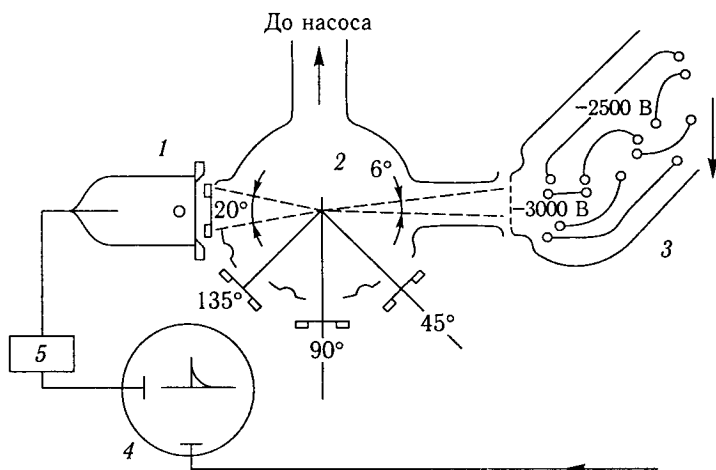


Рис. 169

Коли б при  $\beta$ -розпаді вилітала тільки одна частинка — електрон, за законом збереження імпульсу напрями польоту  $\beta$ -частинки й іона віддачі були б протилежними; помножувач на сприйманні іонів давав би сигнали тільки у положенні лічильника під кутом  $180^\circ$ . Досліди ж показали, що сигнали про надходження іонів до помножувача подавались на осцилограф при будь-яких положеннях лічильника  $\beta$ -частинок. Це свідчило про те, що поряд з  $\beta$ -частинкою вилітає ще одна частинка — нейтрино (згідно з законом  $\vec{p}_\beta + \vec{p}_\nu = \vec{p}_\tau$ , рис. 170).

Нейтрино було виявлено також у 1956 р. в дослідах американських фізиків Ф. Райнеса і К. Коуена.

У кожному акті  $\beta$ -розпаду  $\beta$ -частинка та нейтрино разом переносять ту саму кількість енергії, але розподіляється вона між ними довільно. Це і є причиною неперервності енергетичного спектра  $\beta$ -частинок.

Потрапляючи в речовину,  $\beta$ -проміння спричиняє значну іонізацію; кожна  $\beta$ -частинка на своєму шляху може утворювати до 10 000 пар іонів. Завдяки цьому  $\beta$ -проміння має порівняно незначну проникну здатність. При середніх швидкостях воно повністю поглинається в алю-

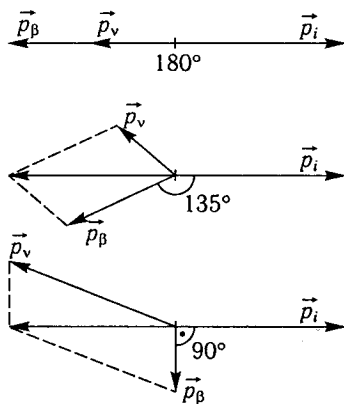
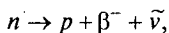


Рис. 170

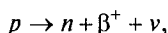
мінієвій пластинці 2 см завтовшки, а в біологічні тканини проникає на глибину до 6 см.

За сучасною протонно-нейтронною теорією ядра  $\beta$ -випромінювання виникає внаслідок внутріядерних перетворень нейтронів  $n$  на протони  $p$ , коли співвідношення кількості нейтронів і протонів  $N_n/N_p$  в ядрі елемента перевищує деяке граничне значення. Нейтрон на протон перетворюється за такою схемою:



де  $\bar{\nu}$  — антинейтрино. У цій реакції задовольняються закони збереження електричного заряду, імпульсу та спіну.

Інший тип  $\beta$ -розпаду, пов'язаний з перетвореннями протона на нейтрон, відбувається за такою схемою:



де  $\beta^+$  — позитрон, античастинка відносно електрона;  $\nu$  — нейтрино.

$\alpha$ -випромінювання — це потік ядер гелію зі швидкостями руху  $(15\dots 20)10^6$  м/с; чим менший період піврозпаду речовини, тим більша швидкість  $\alpha$ -частинок. Маючи позитивний заряд, удвічі більший від заряду  $\beta$ -частинки,  $\alpha$ -частинка на своєму шляху іонізує речовини і сильно поглинається: кожна  $\alpha$ -частинка може утворювати до 20 000 пар іонів, а пластинка алюмінію 0,06 мм завтовшки повністю поглинає навіть найшвидші з них.

Важливу роль для розуміння механізму  $\alpha$ -випромінювання відіграли дослідження англійським фізиком Е. Резерфордом взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядрами урану. Він виявив оригінальні факти:  $\alpha$ -частинки, які випромінює ThC з енергією 8,8 МеВ, відштовхувались від ядра урану згідно із законом Кулона. Це свідчить про те, що ядро урану обмежене потенціальним бар'єром понад 8,8 МеВ, а точніше

$$\Pi_{\text{я}} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_{\text{я}}},$$

де  $Ze$  — заряд ядра;  $r_{\text{я}} = 7,7 \cdot 10^{-15}$  м — ефективний радіус ядра.

Поряд із цим дослідження показали, що  $\alpha$ -частинки, які випромінюються самими ядрами урану, мають енергію лише 4,1 МеВ, тобто значно меншу від енергії потенціального бар'єра ядра. Як було вже зазначено, вихід  $\alpha$ -частинки з ядра є прикладом *квантового тунельного ефекту*.

$\gamma$ -кванти зовсім не зазнають відхилення в магнітному полі; вони є електромагнітними хвилями дуже короткої довжини — від 0,04 до 0,0001 мкм. Їх дифракція виявляється тільки при проходженні

крізь кристали.  $\gamma$ -кванти мають велику проникну здатність: можуть проходити крізь шар свинцю до 5 см завтовшки, наскрізь пронизувати тіло людини. Поглинання  $\gamma$ -квантів речовиною зумовлено в основному трьома процесами: фотоэффектом, комптонівським розсіюванням та явищем утворення електронно-позитронних пар (рис. 171).

При енергії фотонів близько 0,1 МеВ поглинання  $\gamma$ -квантів відбувається в основному внаслідок фотоэффекту (рис. 171, а), причому електрони вириваються із внутрішніх електронних шарів *K*, *L*, *M* атома. Тому наступне заповнення цих вакантних місць супроводиться випромінюванням характеристичного рентгенівського проміння. При поглинанні  $\gamma$ -квантів з енергією фотонів 0,5...2 МеВ істотну роль відіграє вже комптонівське розсіян-

ня (рис. 171, б). Поглинання  $\gamma$ -квантів з енергією, більшою від 1,1 МеВ під впливом сильного поля ядер атомів з великим зарядовим числом *Z*, супроводиться утворенням пар електрон-позитрон (рис. 171, в).

Дослідним шляхом доведено, що  $\gamma$ -випромінювання самостійно не існує, воно супроводжує процеси  $\alpha$ - і  $\beta$ -розпадів. Після виділення названих частинок ядро перебуває у збудженому стані; перехід його в нормальний стан зумовлює випромінювання  $\gamma$ -кванта.

У 1908 р. Е. Резерфорд та його співробітники спектроскопічним способом виявили, що в ампулі, в якій була деяка кількість солі радію  $\text{RaCl}_2$ , з'явилися два нових газу; один із них — гелій, а інший — тоді ще невідомий радіоактивний елемент, який назвали *еманацією радію* (тепер — радон).

Було з'ясовано, що в закритій ампулі кількість радону спочатку швидко зростає, потім настає рівновага, тобто кількість радону залишається незмінною. Це означало, що кількість радону, який утворюється з радію, дорівнює кількості радону, що розпадається. Помістивши деяку кількість радону в окрему ампулу, виявили, що кількість його неперервно зменшується, а саме: через 3,8 доби

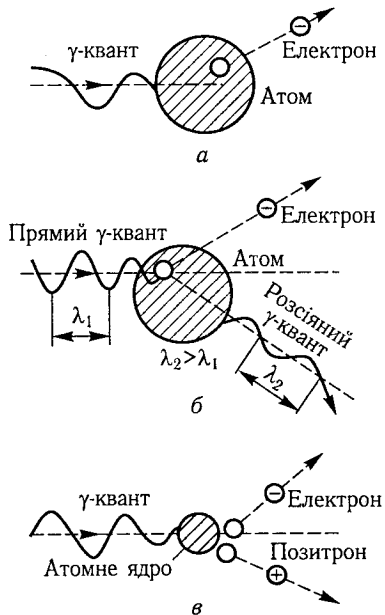


Рис. 171



радону залишається  $\frac{1}{2}$ , ще через 3,8 доби —  $\frac{1}{4}$  і т. д. Так було з'ясовано, що радіоактивна речовина розпадається за експоненціальним законом.

Вираз закону радіоактивного розпаду можна знайти з таких міркувань. Кількість атомів ( $-dN$ ), які розпадаються за час  $dt$ , пропорційна кількості наявних атомів  $N$ :

$$-dN = \lambda N dt,$$

звідки

$$\int \frac{dN}{N} = -\int \lambda dt; \ln N = -\lambda t + C, \quad (1)$$

де  $C$  — стала інтегрування.

При  $t = 0$  маємо  $C = \ln N_0$ , де  $N_0$  — початкова кількість атомів радіоактивної речовини. Підставивши у вираз (1) значення  $C$ , знайдемо кількість атомів, які ще не розпалися:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

де  $\lambda$  — стала розпаду, що залежить від роду речовини.

Перебіг радіоактивного розпаду характеризують періодом піврозпаду  $\tau$ , тобто проміжком часу, за який розпадається половина всіх атомів радіоактивної речовини.

Період піврозпаду  $\tau$  перебуває в певному співвідношенні зі сталою розпаду  $\lambda$ , а саме: покладаючи  $t = \tau$  та  $N = \frac{1}{2} N_0$ , згідно з формулою (2) знаходимо

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda \tau},$$

звідки

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (3)$$

Період піврозпаду може бути дуже великим і дуже малим залежно від речовини та її атомної маси. Так, для урану-238 — це  $4,5 \cdot 10^9$  років, радію-226 — це 1590 років, радону-222 — це 3,82 доби, радію-214 — це  $10^{-6}$  с.

Щоб визначити сталу розпаду  $\lambda$ , а за нею і період піврозпаду  $\tau$  для тих речовин, що розпадаються занадто повільно або занадто швидко, використовують стан рівноваги, який настає між радіоактивною речовиною  $B$  (що утворюється внаслідок розпаду речови-

ни  $A$ ) та речовиною  $A$ . При цьому кількість розпадів атомів за час  $dt$  для обох речовин однакова:

$$\begin{aligned} -dN &= \lambda N dt; \\ -dN' &= \lambda' N' dt, \end{aligned}$$

звідки

$$\lambda N = \lambda' N', \quad (4)$$

де  $N$  і  $N'$  — кількість атомів речовин, що перебувають у рівновазі. Співвідношення (4) дає змогу знаходити сталу розпаду одного елемента за сталою розпаду іншого.

Щоб визначити період піврозпаду, використовують також формулу для атомів, які ще не розпалися,

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

та формулу для атомів, які розпалися за час  $t$ ,

$$N_1 = N_0 (1 - e^{-\lambda t}); \quad (5)$$

в останньому випадку кількість розпадів визначають за спеціальними лічильниками.

Як правило, у формулу (5) замість  $\lambda$  вводять період піврозпаду  $\tau$ . Тоді

$$N_1 = N_0 \left( 1 - 2^{-\frac{t}{\tau}} \right).$$

## § 62. Активність препарату. Доза опромінювання

Важливою характеристикою радіоактивних препаратів є їхня активність. *Активністю препарату* називають величину, що дорівнює загальній кількості розпадів радіоактивних ядер препарату за одиницю часу:

$$A = \frac{dN}{dt}.$$

За одиницю радіоактивності беруть активність препарату, в якому відбувається один розпад за секунду. Цю одиницю називають *беккерелем* (Бк).

У практиці використовується позасистемна одиниця активності препарату — *кюри* (Ки):

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

Таку активність має Іг радію-226. Забрудненість радіоактивним пилом малих предметів виражають у беккерелях на квадратний дециметр ( $\text{Бк}/\text{дм}^2$ ), географічних поверхонь — у кюрі на квадратний кілометр ( $\text{Кі}/\text{км}^2$ ).

*Еман* — одиниця концентрації радіоактивних ізотопів у рідинах або газах. Наприклад, концентрація радону у воді

$$1 \text{ E} = 10^{-10} \text{ Кі}/\text{л} = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ Бк}/\text{м}^3.$$

Активність зазначають у паспорті препарату. З часом вона зменшується, і на це треба робити поправку. Активність вимірюють відповідними лічильниками.

*Дозою опромінювання* називають міру дії рентгенівського та радіоактивного випромінювань на речовину. Розрізняють дози поглинуту й експозиційну.

*Поглинута доза* — це енергія випромінювання, яку поглинає одиниця маси опромінюваного середовища:

$$D = \frac{\Delta W}{\Delta m}.$$

Одиницею поглинутої дози є *грей*:  $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж}/\text{кг}$ ; використовуються також позасистемна одиниця — *рад*:  $1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$ . Енергія поглинання спричиняє нагрівання речовини, а також її хімічні та фізичні перетворення. Поглинута доза залежить від інтенсивності потоку енергії падаючого проміння і тривалості опромінювання. Тому результат дії останнього оцінюють потужністю поглинутої дози — дозою, віднесеною до одиниці часу; її одиницею є *грей за секунду* ( $\text{Гр}/\text{с}$ ).

*Експозиційна доза* — це міра іонізаційної дії рентгенівського і  $\gamma$ -випромінювань на повітря за нормальних умов (різним тілам властива різна робота іонізації частинок, тому для визначення дії проміння за еталон взято повітря за нормальних умов); чисельно ця доза визначається відношенням сумарного заряду всіх іонів одного знака, які утворилися в певному об'ємі повітря, до його маси в цьому об'ємі:

$$X = \frac{\sum q}{\Delta m}.$$

Експозиційну дозу виражають у *кулонах на кілограм* ( $\text{Кл}/\text{кг}$ ). На практиці користуються також позасистемною одиницею експозиційної дози — *рентгеном* ( $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/\text{кг}$ ); відповідно до неї в  $1 \text{ м}^3$  повітря за нормальних умов утворюється  $2,08 \cdot 10^{15}$  пар іонів. На їх утворення витрачається енергія, що дорівнює  $88 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}$ . Енергетичний еквівалент рентгена —  $88 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}/\text{кг}$ .

Виявлено, що біологічна дія різних видів випромінювання при тій самій дозі поглинання різна. Біологічні небезпечні ефекти різ-

ного іонізуючого проміння характеризують *порівняльним коефіцієнтом якості*  $K$  за дією рентгенівського і  $\gamma$ -випромінювань (для них  $K = 1$ ). Наприклад, для теплових нейтронів  $K = 3$ , нейтронів з енергією 5 МеВ цей коефіцієнт  $K = 7$ . *Еквівалентна доза* визначається добутком поглинутої дози на коефіцієнт якості проміння:

$$H = DK.$$

Її виражають в одиницях поглинутої дози — *греями*; позасистемною одиницею еквівалентної дози є *бер*, що відповідає поглинутій дозі в 0,01 Гр при  $K = 1$ ; у СІ за одиницю еквівалентної дози прийнято *зіверт*:  $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^2 \text{ бер}$ .

Загальний ефект опромінювання істотно залежить від того, чим він спричинюється — разовою дозою чи серією менших доз, опромінюються весь організм чи тільки окремі його частини. Наприклад, опромінювання дозою в 1000 Р усього тіла спричинює тяжке захворювання із фатальним наслідком, але та сама доза, діючи на незначну частину тіла, може зумовити лише опіковий ефект, виразку; поряд із цим хронічне переопромінювання організму навіть на порівняно низькому рівні тривалий час може спричинити лейкемію, рак, катаракту очей, призвести до негативних генетичних наслідків.

Якщо йдеться про дію випромінювання на живий організм, то дозу опромінювання слід суворо контролювати. Особливо це стосується дії рентгенівського та  $\gamma$ -випромінювань, які через велику проникну здатність можуть пошкодити органи і тканини людини. Внаслідок опромінювання атоми та молекули, які входять до складу організму, іонізуються. Розриваються молекулярні зв'язки і змінюється хімічна структура складних органічних сполук. Крім того, іонізуюче опромінювання зумовлює розщеплення молекул води, середній вміст якої в організмі людини становить 75...80 %. Іонізація молекул води веде до утворення вільних радикалів та проміжних хімічних сполук, які, у свою чергу, сполучаються з молекулами органічних речовин, і насамперед з білками. Останні утворення є здебільшого новими хімічними сполуками, не властивими організму в нормальному стані. Це спричиняє порушення життєдіяльності клітин людського організму.

При великій дозі опромінювання в організмі виникають складні необоротні процеси — променева хвороба.

Згідно з санітарними нормами для населення регламентовано такі гранично допустимі дози:

разового аварійного опромінювання — 0,1 Зв (10 бер), що приблизно дорівнює дозі фонового опромінювання людини за все життя без виявлення негативних наслідків;

систематичного опромінювання — 5 мЗв (0,5 бер) на рік; для людей, професійно пов'язаних з використанням джерел іонізаційної радіації, — 50 мЗв (5 бер) на рік.

Виходячи з цих норм, розраховують допустимі рівні радіоактивного забруднення земної поверхні в місцях проживання людей. Зокрема, для радіоактивних ізотопів такими рівнями є 15; 3 та 0,1 Ки/км<sup>2</sup>.

Ступінь небезпеки потрапляння радіоактивних ізотопів в організм людини залежить від енергії частинок їх випромінювання, періоду піврозпаду, коефіцієнта засвоєння і виведення з організму, можливої локалізації їх у тканинах. За цими критеріями до найменш небезпечних можна віднести нуклід вуглець-14: енергія випромінюваних ним  $\beta$ -частинок приблизно дорівнює 0,16 МеВ, нуклід рівномірно розподіляється у тканинах організму; до найбільш небезпечних належать нукліди: йод-131, плутоній-239, стронцій-90.  $\beta$ -частинки йоду мають енергію  $\sim 0,6$  МеВ, нуклід концентрується в щитовидній залозі; плутоній зосереджується в кістках людини та, маючи великий період піврозпаду, практично за все життя людини не зменшується, до того ж випромінювані ним  $\alpha$ -частинки мають значно більшу іонізаційну здатність порівняно з  $\beta$ -частинками; стронцій-90 погано виводиться з організму людини, тому може повільно нагромаджуватися до небезпечного рівня.

**Приклад.** Маса радіоактивного нукліду натрію-25 дорівнює  $0,248 \cdot 10^{-6}$  кг. Період піврозпаду  $\tau = 62$  с. Якими будуть початкова активність препарату і його активність через 10 хв?

**Розв'язання.** Згідно з означенням активності препарату

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t}.$$

Поклавши  $t = 0$ , дістанемо початкову активність

$$A_0 = \lambda N_0.$$

Узявши до уваги, що  $\lambda = \frac{\ln 2}{\tau}$  та  $N = \frac{m_0 N_A}{\mu}$ , де  $N_A$  — стала Авогадро, дістанемо

$$A_0 = \frac{\ln 2}{\tau} \frac{m_0}{\mu} N_A.$$

Підставивши сюди числові значення величин, знайдемо

$$A_0 = 66,5 \cdot 10^{17} = 16,3 \text{ Ки}.$$

З часом активність препарату зменшується за законом

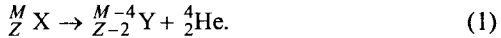
$$A = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{\tau}}.$$

За останнім виразом можна визначити активність препарату через 10 хв.

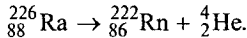
### § 63. Правила зміщення. Радіоактивні ряди

Дослідження показали, що радіоактивне випромінювання є результатом самовільного перетворення ядер атомів одного елемента на ядра атомів іншого елемента. Цей процес відбувається за законами збереження електричного заряду та маси. Спираючись на ці закони, можна за видом випромінювання заданого радіоактивного елемента визначити основні характеристики новоутвореного ядра — його заряд і масу.

Нехай радіоактивний елемент  $X$  із порядковим номером  $Z$  та масовим числом  $M$  зазнає  $\alpha$ -розпаду. Оскільки заряд  $\alpha$ -частинки дорівнює  $+2e$ , а маса — 4 атомні одиниці, в результаті розпаду новоутворене ядро  $Y$ , очевидно, матиме заряд  $+(Z - 2)e$  і масу  $(M - 4)$  атомні одиниці. З таким ядром новий атом розміщуватиметься в таблиці Менделєєва на дві клітинки ліворуч від заданого елемента. Символічно процес перетворення ядер при  $\alpha$ -розпаді записують так:



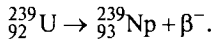
Наприклад,



Якщо радіоактивний елемент із порядковим номером  $Z$  та масовим числом  $M$  зазнає  $\beta$ -розпаду, то заряд новоутвореного ядра дорівнюватиме  $+Ze - (-1e) = +(Z + 1)e$ , тобто заряд ядра збільшиться на  $+e$ ; його масове число буде таким самим, як і масове число початкового ядра, бо маса  $\beta$ -частинки порівняно з одиницею атомної маси дуже мала. Новий атом розміщуватиметься в таблиці Менделєєва на одну клітинку праворуч від заданого елемента. Символічно процес перетворення ядер при  $\beta$ -розпаді записують так:



Наприклад,



Вирази (1) та (2) можна назвати *правилами зміщення* радіоактивного елемента у періодичній системі. Їх експериментально виявили в 1913 р. американський вчений К. Фаянс (1887–1975) й англійський вчений Ф. Содді (1877–1956); при  $\alpha$ -розпаді хімічний елемент зміщується в таблиці Менделєєва на два місця ліворуч, а при  $\beta$ -розпаді — на одне місце праворуч.

Переважаюча більшість новоутворених елементів в радіоактивних розпадах — радіоактивна. Застосовуючи правила зміщення, вдалося

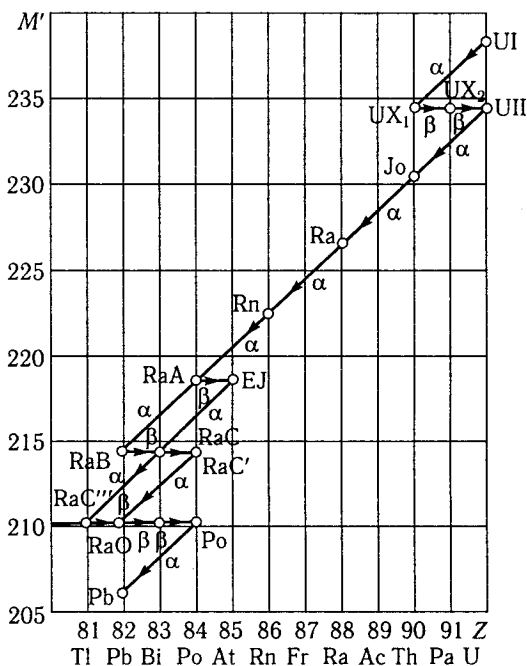


Рис. 172

знайти початковий радіоактивний елемент і кінцевий продукт його розпаду. Така послідовність елементів називається *радіоактивним рядом*. Відомо чотири радіоактивних ряди.

1. *Ряд урану*, що починається з урану-238 ( $\tau = 4,5 \cdot 10^9$  років) і закінчується стабільним нуклідом свинцю-208 (рис. 172). Цей ряд містить 14 радіоактивних перетворень, вісім з яких є  $\alpha$ -розпадами, а шість —  $\beta$ -розпадами.

2. *Ряд торію*, що починається з торію-232 ( $\tau = 1,4 \cdot 10^{10}$  років) та закінчується нуклідом свинцю-208.

3. *Ряд актинію*, що починається з актинію-237 ( $\tau = 7,3 \cdot 10^8$  років) і закінчується нуклідом свинцю-207.

4. *Ряд нептунію*, що починається з трансуранового елемента нептунію-237 ( $\tau = 2,2 \cdot 10^6$  років) та закінчується стійким нуклідом бісмуту-209. Зазначимо, що хоча період піврозпаду нептунію досить великий, його у природному стані на Землі вже немає, він повністю розпався. Тепер нептуній добувають за допомогою штучних ядерних реакцій.

**Приклад.** Оскільки свинець, що міститься в урановій руді, є кінцевим продуктом розпаду ядер похідних урану, за відношенням кількості урану і свинцю в руді можна визначити вік руди. Знайти вік уранової руди, якщо на кожний кілограм урану-238 у руді припадає 320 г свинцю-206.

**Розв'язання.** Скористаємось виразом кількості ядер атомів урану, які ще не розпались:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3)$$

де  $\tau = 4,5 \cdot 10^9$  років — період піврозпаду урану-238.

Визначимо початкову кількість ядер урану

$$N = \frac{1000}{238} N_A; \quad N_0 = \left( \frac{1000}{238} + \frac{320}{260} \right) N_A,$$

де  $N_A$  — стала Авогадро.

Підставивши числові значення величин у рівність (3), виконавши скорочення та логарифмування, дістанемо

$$0,1367 = 0,3010 \frac{t}{\tau},$$

звідки вік уранової руди

$$t = 2,04 \cdot 10^9 \text{ років.}$$



## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА Й ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

### § 64. Методи спостереження і реєстрації мікрочастинок

Для дослідження випромінювання радіоактивних речовин та космічного проміння (потоків швидких частинок, що потрапляють в атмосферу з космосу), а також для вивчення штучно прискорених частинок використовуються різні методи їх спостереження і реєстрації.

**Метод сцинтиляцій.** При потраплянні швидких  $\alpha$ - та  $\beta$ -частинок радіоактивного випромінювання на деякі люмінофори (наприклад, на екран, покритий сірчаним цинком) частинки під час ударів спричинюють такі інтенсивні збудження та випромінювання люмінофора, що в темряві їх можна бачити неозброєним оком у вигляді окремих спалахів — *сцинтиляцій*. Кожний спалах відповідає удару однієї частинки по екрану.

Практично спалахи на екрані  $P$ , зумовлені випромінюванням досліджуваної речовини  $R$ , спостерігають у закритій трубці  $M$  мікроскопа незначного збільшення (рис. 173); для зручності лічби в окуляр мікроскопа вводять окулярну сітку. Такий прилад називають *спінтарископом Крукса*.

Підраховавши кількість спалахів в одній клітинці окуляра за певний проміжок часу, можна визначити повне число частинок, які випромінюються радіоактивним препаратом у всіх напрямках. Для цього число спостережуваних сцинтиляцій треба помножити на  $4 \frac{\pi}{\omega}$ , де  $\omega$  — тілесний кут, під яким видно клітинку екрана. Так було

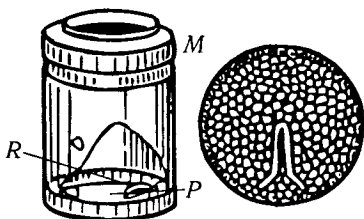


Рис. 173

знайдено, що 1 г радію випромінює за секунду  $3,7 \cdot 10^{10}$  частинок. Від  $\beta$ -частинок можна звільнитися, розміщуючи прилад у сильному магнітному полі. Як відомо, метод сцинтиляцій Е. Резерфорд використав для дослідження розсіяння  $\alpha$ -частинок при їх проходженні крізь металеву фольгу (див. § 46).

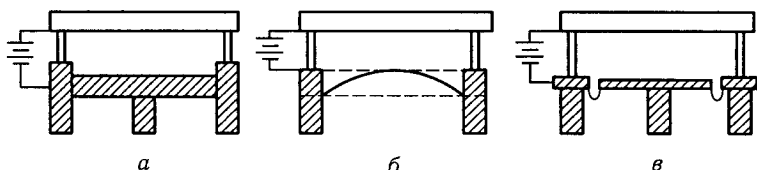


Рис. 174

**Камера Вільсона.** Це прилад, за допомогою якого можна спостерігати і фотографувати сліди (треки) елементарних частинок. Його в 1912 р. винайшов англійський фізик Ч. Т. Р. Вільсон (1869—1959). На своєму шляху заряджена частинка іонізує середовище й залишає після себе трек у вигляді пар позитивних та негативних іонів. У середовищі перенасиченої пари іони стають центрами конденсації пари і на них утворюються краплини рідини, які залишають видимий трек частинки. При підсвічуванні його можна спостерігати візуально та фотографувати.

Найпростіші камери Вільсона працюють за принципом адіабатичного розширення й охолодження суміші повітря з насиченою паровою води, спирту або ефіру. Газ у камері розширюється завдяки руху поршня, гумової діафрагми або рухомого дна (рис. 174, а–в). При цьому насичена пара перетворюється на перенасичену і конденсується на іонах. Спостерігають треки частинок крізь скляну кришку камери.

Щоб видалити іони з робочого об'єму, між корпусом камери та її кришкою, покритою знизу желатиною, прикладають електричну напругу 150...200 В.

Можливості камери Вільсона були розширені російським фізиком Д. В. Скобельциним, який випробував її в сильному магнітному полі, паралельному осі камери, й американським фізиком К. Д. Андерсоном, який розробив автоматичний пристрій до камери для її пуску і фотографування у той момент, коли частинка потрапляє в камеру.

Чіткість треків у камері Вільсона залежить від іонізуючої здатності частинок, зокрема треки  $\beta$ -частинок порівняно тонкі, треки протонів  $p$  — товстіші, а треки  $\alpha$ -частинок — товсті (рис. 175). У магнітному полі завдяки малій масі треки  $\beta$ -частинок більш викривлені, ніж треки  $\alpha$ -частинок; вони відхиляються у протилежні боки, бо заряди їх різного знака. Довжина треку частинок того самого типу може бути мірою їхньої енергії.

У магнітному полі на рухому заряджену частинку діє сила Лоренца; якщо частинка рухається в напрямі, перпендикулярному до магнітного поля, то сила Лоренца відіграє роль доцентрової сили:

$$qvB = \frac{mv^2}{R}.$$

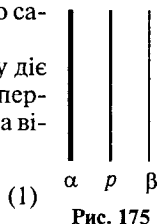


Рис. 175

За фотознімками для заданих частинок при різних значеннях індукції поля  $B$  та відомим радіусом кривини траєкторії можна скласти три рівняння (1) і визначити характеристики частинок.

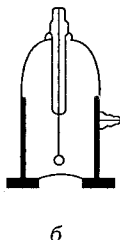
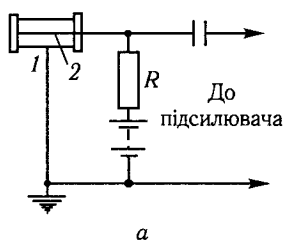
За допомогою камери Вільсона було відкрито елементарні частинки позитрон і мезон, зафіксовано ядерні реакції, явище перетворення фотона на пару електрон—позитрон тощо.

**Бульбашкова камера.** Недоліком камери Вільсона є малі густина та гальмівна здатність її середовища, через що швидка частинка пролітає камеру, не спричинюючи в ній помітних змін. Цей недолік усувається в *бульбашковій камері*, сконструйованій у 1952 р. американським ученим Д. Глейзером. Вона є прозорою циліндричною посудиною, наповненою ефіром, фреоном або пропаном при температурі кипіння. Підвищений тиск у камері до  $(3...22)10^5$  Па (залежно від рідини) затримує кипіння. Заряджена частинка, пролітаючи крізь камеру, залишає іонний трек. Після раптового зниження тиску до нормального рідина в камері починає кипіти і на іонах як центрах кипіння утворюються бульбашки пари. Саме вони дають трек частинки, який при підсвічуванні можна спостерігати візуально та фотографувати.

Оскільки густина рідини значна, в ній довжина пробігу досліджуваної частинки значно менша, ніж у газах. Саме тому за допомогою бульбашкової камери можна досліджувати частинки дуже високої енергії.

**Іонізаційний лічильник.** Це прилад, в якому заряджена частинка реєструється за імпульсом газорозрядного струму, що зумовлюється іонізаційною дією частинки в газах.

Найпоширенішим є *газорозрядний лічильник Гейгера — Мюллера* (рис. 176, а). У ньому вмонтовано два електроди: один — це провідний шар на внутрішній поверхні скляного циліндра або просто металевий циліндр 1, інший — металева нитка 2, натягнута вздовж осі циліндра. На електроди лічильника подається електрична напруга, близька до розрядної. Завдяки цьому розряд починається лише тоді, коли в лічильник потрапить елементарна частинка або  $\gamma$ -квант, які спричинять початкову іонізацію газу.



Ядерні частинки або  $\gamma$ -кванти можна реєструвати лише за початком газового розряду, бо коли розряд уже почався, потрапляння нових частинок у лічильник істотно не впливатиме на розрядний струм і їх не можна виявити. Тому після кожної частинки, що потрапила в лічильник та зумовила роз-

Рис. 176

ряд, треба автоматично припинити його; це зробить лічильник придатним до реєстрації наступної частинки.

За способом припинення розряду лічильники поділяються на *несамогасні* та *самогасні*.

У несамогасних лічильниках в коло послідовно з анодом вмикається резистор із дуже великим опором ( $\sim 10^9$  Ом). При виникненні розрядного струму на ньому падає переважна частина напруги джерела струму, тоді як між електродами вона різко зменшується і розряд припиняється. Цей процес триває близько  $10^{-2}$  с (мертвий час). Отже, максимальна швидкість лічби таких лічильників не перевищує 100 імпульсів/с.

Конструктивно пристішими є самогасні лічильники, що мають більшу швидкість лічби. Припинення розряду в них досягається спеціальним добором газів; наприклад, беруть 90 % аргону і 10 % пари етилового спирту чи інший багатоатомний газ, іонізаційний потенціал якого менший, ніж аргону. Загальний тиск їх становить близько 1 кПа.

Сутність гасіння розряду така. В лічильнику електричне поле стає сильнішим з наближенням до осі, де електрони здійснюють ударну іонізацію газу. Проте початковий імпульс іонізації, зумовлений ядерною частинкою, швидко закінчується; електрони вмиють досягають анода, а малорухливі позитивні іони ще деякий час оточують нитку анода й настільки послаблюють біля неї поле, що ударна іонізація стає неможливою, лічильник не реагує на нові досліджувані частинки. З наближенням позитивних іонів до катода іони одноатомного газу нейтралізуються внаслідок виривання електронів з багатоатомних молекул. Останні перетворюються на важкі іони, які при наближенні до катода виривають електрони з металу і перетворюються на нейтральні молекули. Мертвий час самогасних лічильників  $\sim 10^{-4}$  с.

Для реєстрації  $\beta$ -частинок малої енергії (порядку 0,2...0,1 МеВ) та  $\alpha$ -частинок, проникна здатність яких дуже мала, використовують торцеві лічильники (рис. 176, б). У них нитку анода замінено голкою, а у передній кінець трубки вмонтовано слюдяне віконце такої товщини, щоб частинки могли проникати в лічильник. Слюдяне віконце в лічильниках для  $\beta$ -частинок має товщину близько 0,01 мм, для  $\alpha$ -частинок — близько 0,005 мм.

**Метод товстошарових фотопластинок.** Цей метод запропонували російські фізики Л. П. Мисовський і А. П. Жданов у 1927 р., але особливого поширення він набув з 1945 р., коли було розроблено технологію виготовлення пластинок зі спеціальними емульсіями. Ці пластинки відрізняються від звичайних значно більшою товщиною емульсії (від 0,6 до 1,2 мм проти 0,1 мм у звичайних), більшим вмістом броміду срібла (до 85...87 % за масою). Вони більш дрібно-

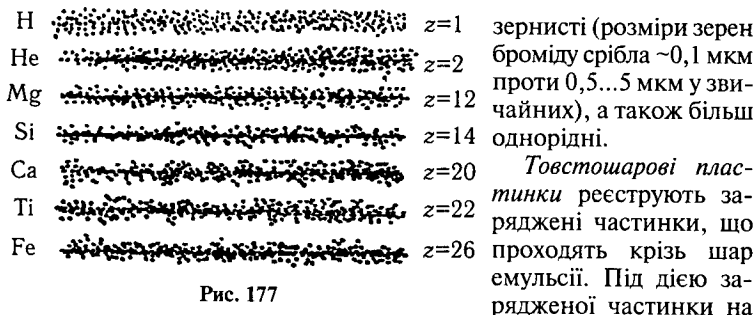


Рис. 177

Треки вивчають у мікроскопі великого збільшення. Аналіз треків дає змогу з високим ступенем точності визначити заряд і масу частинки, напрям її руху, енергію та час життя. Зокрема, чим більша енергія частинки, тим більша довжина її пробігу в емульсії; чим більший заряд, тим ширший трек (рис. 177). Отже, за треком частинки можна провести повну ідентифікацію її.

За допомогою пластинок відкрили  $\pi$ - і  $\mu$ -мезони, зафіксували «вибухові» розщеплення ядра атома срібла, спричинене космічною частинкою великої енергії (рис. 178) та ін.

**Лічильник Черенкова.** Дія приладу ґрунтується на фіксуванні світіння, яке випромінює заряджена частинка (електрон, позитрон, протон тощо) в будь-якому прозорому середовищі тоді, коли швидкість частинки більша від фазової швидкості світла в цьому середовищі, тобто при  $v > \frac{c}{n}$ .

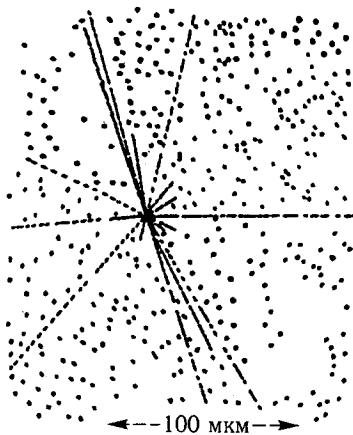


Рис. 178

Схему лічильника Черенкова зображено на рис. 179. Він складається з плексигласового або люцитового блока 1 (у ньому виникає світіння швидкої зарядженої частинки), оптичної збиральної системи 2 і фотопомножувача 3. Лічильник реагує лише на частинку, що переміщується уздовж його осі зліва направо.

Від неї світло випромінюється під кутом  $\theta$  до вектора швидкості, зазнає на стінках блока повного внутрішнього відбиття та лінзою спрямовується на катод фотопомножувача.

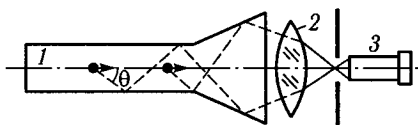


Рис. 179

За імпульсом струму від фотопомножувача реєструються заряджені частинки, але такі, що мають велику швидкість (енергію) і спричиняють світіння Черенкова (електрони з енергією понад 0,18 МеВ, протони — понад 320 МеВ).

Лічильник Черенкова є єдиним лічильником, який завдяки реєстрації спрямованого випромінювання світла дає змогу визначити точний напрям руху частинки, що реєструється.

## § 65. Прискорювачі заряджених частинок

Для вивчення структури атомного ядра та природи ядерних сил, здійснення штучних ядерних перетворень потрібно мати частинки (електрони, протони, дейтрони, іони) досить великої енергії, які могли б бути «снарядями» для бомбардування ядер. Тому з розвитком атомної фізики виникла необхідність у створенні спеціальних установок — *прискорювачів* заряджених частинок.

В усіх прискорювачах енергія заряджених частинок зростає внаслідок дії на них електричного поля. За формою траєкторії руху прискорюваних частинок прискорювачі поділяють на дві основні групи: *лінійні* й *циклічні*. За способом розгону частинок прискорювачі можуть бути *нерезонансними* або *резонансними*. Розглянемо фізичні принципи, на яких ґрунтується дія прискорювачів.

**Лінійний прискорювач.** У цій установці заряджені частинки приводяться у прискорений прямолінійний рух під дією високої електричної напруги, прикладеної на кінцях або окремих ділянках вакуумної трубки (рис. 180, *а*). На одному її кінці є джерело 1 заряджених частинок, а на іншому — мішень 3.

Проміжні електроди 2 у вигляді порожнистих циліндрів відіграють подвійну роль: забезпечують більш рівномірний спад потенціалу вздовж трубки і запобігають виникненню розрядів на її кінцях; щілини між електродами фокусують іони ближче до осі трубки (ліву фокусувальну половину щілини іони проходять довший час, ніж праву — дефокусувальну, рис. 180, *б*).

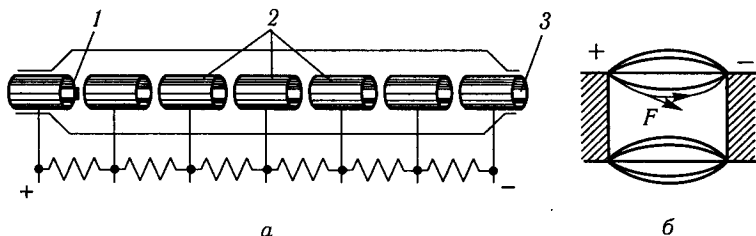


Рис. 180

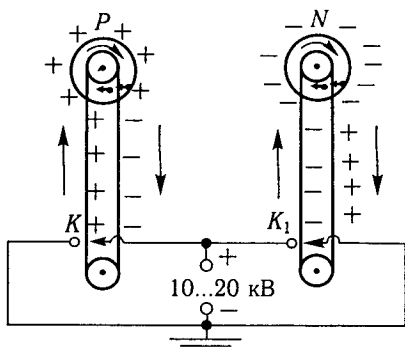


Рис. 181

родів переносяться двома нескінченними шовковими або гумовими стрічками і передаються їм через колектори  $K$ . Стрічки заряджаються через випрямляч від генератора (до 10...20 кВ). Завдяки введенню додаткового колектора  $K_1$  стрічка не тільки приносить певний позитивний заряд, а й забирає з електрода такий самий негативний заряд; тому заряд електрода зростає швидше.

За допомогою електростатичних генераторів дістають напругу до 20 МВ; її обмеження зумовлюється пробивним потенціалом навколишнього газу. Для поліпшення ізоляції електродів та зменшення їхніх розмірів іноді ці електроди розміщують у камері, наповненій азотом, фреоном або гексафторидом (елагазом)  $SF_6$  під тиском до 1,6 МПа.

У *резонансному лінійному* прискорювачі використовується високочастотна змінна напруга, а рух частинки синхронізується зі змінами напруги. Схему прискорювача показано на рис. 182.

У циліндричній вакуумній трубці розміщено трубчасті електроди 1, 2, 3, ... різної довжини. На них за допомогою шин  $B_1$  і  $B_2$  подається змінна напруга  $U$ . Довжини та розміщення електродів підбирають так, щоб напрям електричного поля у щілинах збігався із напрямом руху частинки. Протилежний напрям поля у щілинах має припадати на той час, коли частинка рухається усередині трубчастих електродів. Там поля немає і частинка рухається за інерцією.

Якщо заряд частинки  $q$ , то в щілині між електродами вона здобуде енергію  $E_1 = qU$ , а на всіх  $n$  щілинах — енергію  $E = qUn$ . Отже, при порівняно невеликій напрузі частинка може здобути значну енергію.

Довжину трубчастих електродів визначають із таких міркувань. Довжина трубки має дорівнювати шляху, який частинка проходить за час, що дорівнює півперіоду змінної напруги:

$$l = \frac{1}{2} vT.$$

Користуючись формулою для визначення кінетичної енергії частинки, знаходимо

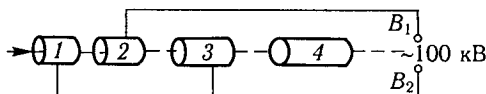


Рис. 182

$$\frac{mv^2}{2} = qUn; \quad v = \sqrt{\frac{2qUn}{m}}; \quad l = \sqrt{\frac{qUn}{2m}}T;$$

довжини електродів мають бути у відношенні

$$l_2 : l_3 : l_4 : \dots = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3} : \dots$$

З 1965 р. у Харкові діє один з найпотужніших у світі лінійний прискорювач електронів на 2 ГеВ (2 млрд еВ).

Хоча лінійні прискорювачі не можуть надавати частинкам такої великої енергії, яка тепер використовується в атомній фізиці, все ж вони лишаються цінними допоміжними установками в ядерних дослідженнях. У лінійних прискорювачах здобувають прискорені частинки строго контрольованої енергії.

**Циклічні прискорювачі.** У цих прискорювачах на заряджену частинку діють електричне і магнітне поля. Перше прискорює частинки, а друге утримує їх на певній траєкторії та багато разів повертає у прискорювальне поле. Траєкторією частинки є спіраль або майже замкнена крива. Циклічні прискорювачі дають змогу дістати частинки дуже великої енергії без застосування надвисоких напруг. Розглянемо принцип дії нерезонансних і резонансних циклічних прискорювачів.

**Бетатрон** — нерезонансний циклічний прискорювач. Використовується для прискорення  $\beta$ -частинок (електронів). Теорію бетатрона розробив російський фізик Я. П. Терлецький.

Дія бетатрона ґрунтується на явищі електромагнітної індукції. Як відомо, змінне магнітне поле в будь-якій області простору створює вихрове електричне поле

$$-\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot } E,$$

лінії напруженості якого є замкненими кривими, що охоплюють лінії магнітної індукції  $B$  (рис. 183, а). Таке вихрове електричне поле використовується для прискорення електронів у вакуумній тороїдній трубці бетатрона. Як правило, ця трубка розміщується між полюсами електромагніту спеціальної форми (рис. 183, б), чим забезпечується стійка колова траєкторія електронів.

Електромагніт живиться змінним струмом. Коли магнітне поле починає посилюватись, у трубку вводять електрони; їх підхоплює вихрове електричне поле і розганяє до високої енергії. За один оберт електрон здобуває енергію в кілька десятків електрон-вольтів. Через чверть періоду магнітне поле досягає максимуму, а прискорення електронів припиняється. За цей час електрони встигають зробити мільйон обертів, проходять шлях у 300...400 км і здобувають енергію до 300 МеВ. Прискорені електрони спрямовуються на мішень, яка розміщується у трубці.

Максимальна енергія електронів, прискорюваних у бетатроні, може досягти 500 МеВ. Обмеження енергії електронів зумовлюється швидкими втратами енергії на електромагнітне випромінювання. Теорію цього явища розробили російські фізики Л. А. Арцимович (1909—1973) та І. Я. Померанчук (1913—1966).

Бетатрон використовується в основному для здобуття жорсткого

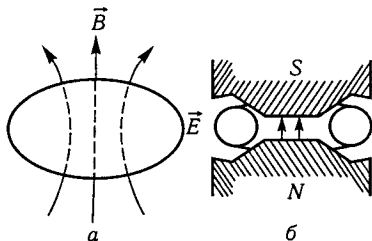


Рис. 183



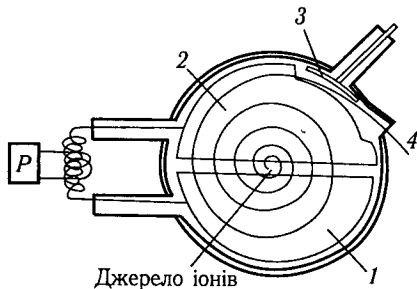


Рис. 184

ний характер. До таких резонансних прискорювачів належать циклотрон, синхротрон, фазотрон і синхрофазотрон.

Циклотрон складається із потужного електромагніту, діаметр полюсів якого досягає кількох метрів. Між полюсами розміщено вакуумну камеру, в якій скомпоновано електроди-дуанти 1, 2 у вигляді половин порожньої металевої коробки (рис. 184). Дуанти підключено до генератора  $P$  змінної електричної напруги, між ними в центрі вмонтовано вертикальну трубку, через яку вводяться позитивно заряджені іони.

Розглянемо процес прискорення в циклотроні позитивного іона. Нехай магнітне поле, перпендикулярне до площини рис. 184, спрямовано до нас, а електричне поле у щілині в момент введення іона — до дуанта 1. Під дією електричного поля іон набуде прискореного руху і через певний проміжок часу ввійде в дуант 1. На цьому дія електричного поля припиняється. У середині дуанта під дією магнітного поля іон перейде на колову орбіту в напрямі за рухом стрілки годинника. Радіус орбіти знайдемо за умови, що тут сила Лоренца відіграє роль доцентрової сили:

$$qvB = \frac{mv^2}{r}. \quad (1)$$

Якщо за час, протягом якого іон у дуанті 1 опише півколо та підійде до щілини, напрям електричного поля зміниться на протилежний, то поле знову буде прискорювати іон. У цьому разі він пройде щілину і ввійде в дуант 2; там опише півколо вже більшого радіуса, бо в щілині його швидкість зросла. Якщо при виході іона з дуанта 2 електричне поле у щілині знову змінить напрям та збігатиметься зі швидкістю іона, то останній ще раз прискорюватиметься, і т. д.

Для забезпечення такої синхронізації необхідно, щоб період  $T_0$  змінного електричного поля збігався з періодом  $T$  колового руху іона в дуантах. Визначивши останній з рівняння (1), дістанемо умову синхронізації:

$$T_0 = T = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (2)$$

Така суть резонансного циклічного прискорення заряджених частинок. Прискорені частинки за допомогою електрода 3 виводяться з дуантів на мішень 4.

При розмірах полюсів електромагніту та дуантів понад 1,5 м циклотрон дає змогу прискорювати протони, дейтрони, іони гелію до енергії 10...20 МеВ.

Можливості циклотрона все ж обмежені, бо при значному збільшенні швидкості частинки її маса за теорією відносності помітно збільшується і рівняння синхронізації (2) порушується.

У 1944 р. російський фізик В. Й. Векслер (1907—1966) та незалежно від нього американський фізик Е. М. Макміллан запропонували принцип автофазування. Його суть така. З рівняння (2) випливає, що зростання маси можна скомпенсувати відповідним збільшенням індукції  $B$  магнітного поля. Прискорювач, в якому режим прискорення частинок підтримується зміною магнітного поля, називається *синхротроном*. У ньому період прискорювального поля залишається незмінним.

Синхротрон використовується для прискорення електронів при сталому радіусі траєкторії. У ньому електромагніт утворює кільцеву доріжку з проміжками-резонаторами, в яких у потрібний момент спрацьовує сильне прискорювальне електричне поле. Електрони переміщуються у вакуумній тороїдній камері, розміщеній між полюсами електромагніту.

Спочатку електрони розганяються вихровим електричним полем так само, як у бетатроні. Коли їхня енергія досягає 2...3 МеВ, умикається височастотне електричне поле — електрони прискорюються у режимі синхротрона. Електрони можуть подаватися на синхротрон від лінійного прискорювача.

З 1967 р. в Єреванському фізичному інституті працює один із найпотужніших електронних синхротронів на енергію 6 ГеВ. Діаметр його кільцевого електромагніту близько 70 м.

Максимальна енергія електронів у синхротроні обмежується розміром кільцевої доріжки і граничною індукцією  $B$  магнітного поля.

Інший метод автофазування полягає в тому, що для збереження синхронізації повільно змінюють частоту  $\nu_0$  (період  $T_0$ ) прискорювального електричного поля відповідно до зміни маси частинки, а магнітне поле залишається незмінним. Зміна частоти приводить до зміни фази наростання напруженості прискорювального електричного поля. Прискорювачі, в яких використовується цей метод, називають *фазотронами*. Вони працюють в імпульсному режимі.

З 1967 р. у Гатчині поблизу Санкт-Петербурга працює один із найпотужніших фазотронів у світі, що прискорює протони до енергії 750 МеВ. Бомбардування протонами великої енергії будь-якого хімічного елемента дає змогу здобувати нові радіоактивні ізотопи та формувати пучки  $\pi$ - або  $\mu$ -мезонів.

У прискорювачі вперше застосовано варіатори частоти нової конструкції. Протони, досягаючи дедалі більшої енергії завдяки багаторазовому проходженню через прискорювальний пристрій, стають важчими і час обертання їх по розгорнутій спіралі зростає. Варіатори неперервно змінюють частоту прискорювального електричного поля, синхронізуючи її зі швидкістю та масою протонів.

Досконалим прискорювачем є також *синхрофазотрон*, в якому поєднуються принципи дії синхротрона і фазотрона. Фазотрони, синхротрони та синхрофазотрони — це технічно складні та дорогі установки, потужності їх весь час зростають. У сучасних прискорювачах з окремих магнітних блоків монтується магнітна доріжка значних розмірів. Уздовж її є щілини, в яких синхронно діє прискорювальне електричне поле.

З 1957 р. в Дубні працює синхрофазотрон, який прискорює протони і дейтрони до енергії 11 млрд еВ (11 ГеВ). Схему розміщення основних його вузлів зображено на рис. 185. На ній позначено: 1 —

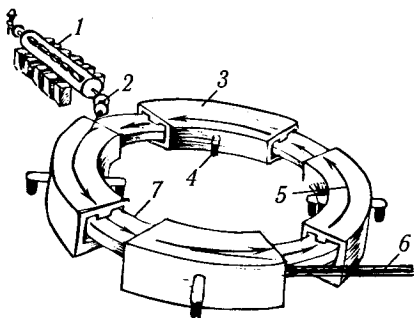


Рис. 185

попередній лінійний прискорювач протонів; 2 — система введення протонів у синхрофазотрон; 3 — магнітний блок; 4 — вакуумний насос; 5 — траєкторія прискорюваних частинок; 6 — пристрій для виведення протонів; 7 — вакуумна камера. У прискорювачі застосовано дві прискорювальні системи у двох протилежних прямолінійних проміжках між квадрантами електромагніту. Це дало змогу знизити частоту коливання потужності генератора вдвічі. У двох інших проміжках розміщено пристрої для введення та виведення протонів.

Тривалість циклу прискорення у синхрофазотроні — 3,3 с. За цей час протони здійснюють близько 4,5 млн обертів, проходячи шлях до 900 тис. км. Маса електромагніту — 36 000 т, максимальна сила струму в обмотках — 13 кА. Це перший у світі прискорювач, який розганяє атомні ядра до релятивістської енергії (швидкість сягає майже швидкості світла).

Зауважимо, що частинки з більшим зарядом прискорюються у синхрофазотроні до більшої енергії:  $\alpha$ -частинки — до 22 ГеВ, а ядра кальцію — до 200 ГеВ.

З 1967 р. поблизу Серпухова працює один із найпотужніших у світі кільцевий синхротрон на енергію протонів 70 ГеВ. У ньому встановлено 120 магнітних блоків, кожний масою близько 240 т; протони рухаються у кільцевій вакуумній камері 1500 м завдовжки. Розгін протонів здійснюють 54 прискорювальні станції, розміщені рівномірно на кільці між блоками електромагнітів.

Властивості матерії на сучасному етапі розвитку фізики вивчаються передусім у процесі зіткнення елементарних частинок. Тому досягнуті тут результати відзначаються успіхами у побудові прискорювачів високої енергії. Більшість досліджень проводять так: пучок частинок високої енергії, здобутий у прискорювачі, спрямовується на нерухому мішень; у речовині останньої відбуваються потрібні зіткнення. За новоутвореними частинками та характером розлітання їх роблять висновок про взаємодію і властивості частинок. З енергетичного погляду ефективність таких досліджень дуже мала: частинок високої енергії стикається дуже мало, решта їх розсіюється.

У пошуках підвищення ефективності досліджень виникла ідея реалізувати зіткнення елементарних частинок методом зустрічних пучків. У такий спосіб можна всі частинки високої енергії витратити на зіткнення. При цьому енергія зіткнення збільшується в чотири рази порівняно з актом нерухомої мішені. Підкреслимо: в чотири рази, а не у два; при швидкостях, близьких до світлових, ефект зустрічного руху в багато разів більший.

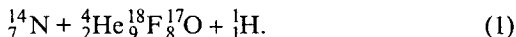
З 1965 р. у Новосибірську та Стенфорді (США) проводяться експерименти з розсіювання електронів на електронах в установках, що дають зустрічні пучки. Установка ніби komponує два циклічних прискорювачі з протилежними напрямками рухів частинок. Одночасно сибірські вчені ввели в дію першу у світі електрон-позитронну установку на зустрічних пучках. Її максимальна енергія — 700 МеВ; вона здатна утворювати пари навіть таких важких частинок, як К-мезони.

Принципово нову ідею прискорення позитивно заряджених іонів висунув В. Й. Векслер у 1956 р. Основним елементом процесу прискорення за його методом є згусток електронів, в який вводиться деяка кількість позитивних іонів. Під час прискорення такого комбінованого згустку іони як більш масивні частинки мали б відставати від електронного згустку. Проте згусток завдяки силам притягання втягуватиме за собою іони. При достатній кількості електронів у згустку сила притягання між електронами й іонами може стати достатньою для долання інертності та надання іонам прискорення і швидкості, однакової зі швидкістю електронів.

За таких умов при однакових швидкостях іонів та електронів енергія, здобута іонами, буде у стільки разів більша від енергії електронів, у скільки разів вони важчі за них. Це означає, що під час прискорення згустку частинок у зовнішньому електричному полі на іон, що перебуває всередині електронного згустку, діє поле у стільки ж разів сильніше від зовнішнього.

## § 66. Відкриття нейтрона і позитрона

Ще в 1919 р. англійські фізики Е. Резерфорд і Дж. Чедвік довели можливість перебудови ядер атомів. Бомбардуючи  $\alpha$ -частинками азот, яким було наповнено камеру, в дослідженнях розсіяння частинок вони виявили сцинтиляції, властиві протонам. На цій підставі вчені констатували, що  $\alpha$ -частинки здатні вибивати з ядер протони:



У 1930 р. німецькі фізики В. Боте та Г. Беккер, бомбардуючи  $\alpha$ -частинками берилій, виявили під час реакції дуже проникне випромінювання; передбачалася реакція з виділенням фотона:

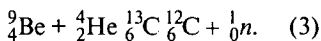


За товщиною поглинання у свинці  $\gamma$ -квант повинен був мати енергію близько 7 МеВ.

У 1932 р. Ірен і Фредерік Жоліо-Кюрі у подібних дослідах (рис. 186) довели, що іонізаційна дія берилійового випромінювання дуже посилюється, якщо на його шляху розмістити багату на водень парафінову пластинку  $\Pi$ . Цей факт свідчив про вибивання з парафіну протонів.

Дослідження протонів показало, що пробіг їх у повітрі дорівнює 40 см; отже, їхня енергія становить 5 МеВ. Із припущення, що протон таку енергію здобуває завдяки пружному удару  $\gamma$ -кванта (2), випливало, що останній сам повинен мати енергію близько 55 МеВ; проте це перевищує енергію поглинання  $\alpha$ -частинки в реакції (2). Її значення не узгоджувалося також із розрахунками енергії за дефектом маси, за якими енергія  $\gamma$ -кванта не повинна перевищувати 15,5 МеВ.

Аналізуючи ці факти, Дж. Чедвік довів, що всі суперечності усуваються, якщо припустити, що берилійове випромінювання — це потік нейтральних частинок, маса яких близька до маси протона, тобто що реакція з берилієм має такий вигляд:



Масу нейтрона визначили за дефектом маси. За сучасними даними маса нейтрона  $m_n = 1,00893$  а.о.м., а маса протона

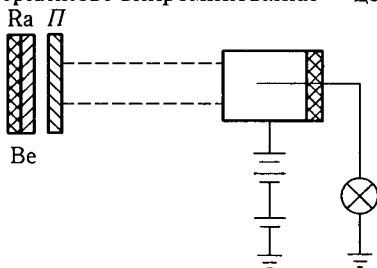
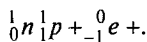


Рис. 186

$m_p = 1,00813$  а.о.м. Вільний нейтрон нестійкий (тривалість існування 30 хв); він розпадається на протон, електрон та антинейтрино:



У 1932 р. американський фізик К. Д. Андерсон, досліджуючи космічне проміння у камері Вільсона, розміщеній в магнітному полі, зафіксував на фотографії трек, зовні тотожний треку електрона, але викривлений у протилежний бік. Виникла підстава для припущення про існування позитивно зарядженої частинки — позитрона як античастинки до електрона.

Існування позитрона було незабаром підтверджено в інших дослідах. У 1933 р. Дж. Чедвік, П. М. С. Блеккетт і Д. Оккіаліні виявили вилітання позитронів із свинцевої пластинки, коли остання зазнавала дії  $\gamma$ -квантів. У 1934 р. Ірен та Фредерік Жоліо-Кюрі помітили, що деякі штучно утворені радіоактивні речовини замість електронів випромінюють позитрони.

Існування позитрона було теоретично передбачене англійським фізиком П. А. М. Діраком (1902—1984) у 1931 р. Той факт, що позитрон спостерігається рідко, пояснюється дуже малою тривалістю його існування —  $10^{-6}$  с. Протягом цього часу позитрон зустрічається з будь-яким електроном і перетворюється на два фотони. Енергія кожного з них

$$h\nu = mc^2 = 0,51 \text{ MeV}.$$

Цей факт був підтверджений у 1934 р. Ж. Тібо, який виявив, що при проходженні позитронів крізь будь-яку речовину виникає  $\gamma$ -випромінювання такої самої енергії.

# Розділ 14

---

## АТОМНЕ ЯДРО

### § 67. Склад атомного ядра. Властивості протонів і нейтронів

Ядра атомів складаються з протонів та нейтронів (*нуклонів*).

*Протон* ( ${}^1_1\text{H}$  або  $p$ ) — позитивно заряджена частинка: її заряд дорівнює заряду електрона  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, а маса спокою  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$  кг. Протон є ядром найлегшого нукліда атома гідрогену.

Для спрощення записів і розрахунків масу ядер здебільшого виражають в атомних одиницях маси (а.о.м.) або в одиницях енергії (записуючи замість маси відповідну енергію  $E = mc^2$  в електронвольтах). За атомну одиницю маси беруть  $1/12$  маси нукліда вуглецю  ${}^{12}\text{C}$ . В цих одиницях дістаємо такі значення:

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,48 \text{ МеВ};$$

$$m_p = 1,00728 \text{ а.о.м.} = 938,28 \text{ МеВ}.$$

Протон подібно до електрона має власний момент імпульсу — спіні, що дорівнює  $1/2$  (в одиницях  $\hbar$ ). Останній у зовнішньому магнітному полі може орієнтуватися лише так, що його проекції на напрям поля дорівнюють  $+1/2$  або  $-1/2$ . Протон, як і електрон, підлягає квантовій статистиці Фермі — Дірака, тобто належить до ферміонів.

Протон характеризується також власним магнітним моментом. Як зазначено у § 55, власний магнітний момент частинки зі спіном  $1/2$ , зарядом  $e$  та масою  $m$  визначається виразом

$$\mu_s = \frac{\hbar e}{2m}. \quad (1)$$

Для електрона власний магнітний момент

$$\mu_s = \mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} \text{ (магнетон Бора)}.$$

Для опису магнетизму нуклонів і ядер користуються ядерним магнетоном (у 1836 разів меншим від магнетона Бора):

$$\mu_{\text{я}} = \frac{\hbar e}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}, \quad (2)$$

де  $m_p$  — маса протона.

Спочатку вважали, що магнітний момент протона дорівнює ядерному магнетону, оскільки його маса в 1836 разів більша від маси електрона. Проте виміри засвідчили, що насправді власний магнітний момент протона в 2,79 раза більший від ядерного магнетона, має додатний знак, тобто за напрямом збігається зі спіном.

Сучасна фізика пояснює ці розбіжності тим, що протони та нейтрони взаємно перетворюються і певний час перебувають у стані дисоціації на  $\pi^\pm$ -мезон та відповідного знака другий нуклон:

$$p \text{ D } \pi^+ + n; n \text{ D } \pi^- + p. \quad (3)$$

Маса спокою  $\pi^\pm$ -мезона дорівнює 139,63 MeV, тому згідно з виразом (1) його власний магнітний момент у 6,6 раза більший від ядерного магнетона. Зрозуміло, що у вимірах проявляється певне ефективне значення магнітного моменту протона і  $\pi^+$ -мезонного оточення.

*Нейтрон (n)* — електрично нейтральна частинка; її маса спокою

$$m_n = 1,00866 \text{ а.о.м.} = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 939,57 \text{ MeV.}$$

Хоча нейтрон позбавлений заряду, все ж він має магнітний момент  $\mu_n = -1,91\mu_y$ . Знак «мінус» тут указує, що за напрямом магнітний момент протилежний спіну нейтрона. Магнетизм нейтрона визначається ефективним значенням магнітного моменту частинок, на які він здатний дисоціювати згідно з (3).

У вільному стані нейтрон нестійкий і самовільно розпадається (період піврозпаду  $\tau = 12$  хв): випромінюючи  $\beta$ -частинку та антинейтрино, він перетворюється на протон. Схему розпаду нейтрона записують у такому вигляді:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}. \quad (4)$$

На відміну від внутріядерного розпаду нейтрона (3)  $\beta$ -розпад належить і до внутріядерного процесу, і до фізики елементарних частинок.

Нейтрон у 1932 р. відкрив англійський фізик Дж. Чедвік.

Взаємна перетворюваність нейтрона та протона, рівність спінів їх, близькі значення мас і властивостей дають підставу гадати, що тут ідеться про два різновиди тієї самої ядерної частинки — нуклона. Протонно-нейтронна теорія добре узгоджується з дослідними даними.

Як зазначено вище, маси протона та нейтрона дуже мало відрізняються від атомної одиниці маси. Тому відповідно до періодичної системи елементів Д. І. Менделєєва за протонно-нейтронною теорією порядковий номер елемента  $Z$  визначає число протонів у ядрі атома, а масове число  $M$  — сумарну кількість протонів і нейтронів ядра;  $(M - Z)$  — число нейтронів у ядрі. Як складові ядра прото-

ни та нейтрони виявляють у численних ядерних реакціях поділу і синтезу.

У самовільних і штучних поділах ядер спостерігаються також потоки електронів, позитронів, мезонів, нейтрино та антинейтрино. Маса  $\beta$ -частинки (електрона або позитрона) в 1836 разів менша від маси нуклона. *Мезони* — позитивні, негативні й нульові частинки — за масою займають проміжне місце між  $\beta$ -частинками і нуклонами; час життя їх дуже малий (мільйонні та менші частки секунди). *Нейтрино й антинейтрино* — елементарні частинки, маса спокою яких дорівнює нулю. Проте електрони, позитрони і мезони не можуть бути складовими ядра. Ці легкі частинки не можуть бути локалізованими в такому малому об'ємі, яким є ядро радіусом  $\sim 10^{-15}$  м.

Для доведення цього обчислимо енергію електричної взаємодії (наприклад, електрона з позитроном чи протоном в ядрі)

$$P = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 10^{-15}} = 1,4 \text{ MeV}$$

та порівняємо її з власною енергією електрона

$$E = mc^2 = 9,1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2 = 0,51 \text{ MeV.}$$

Оскільки енергія зовнішньої взаємодії перевищує власну енергію електрона, він не може існувати і зберігати свою індивідуальність, в умовах ядра він буде зруйнований. Зовсім інше становище нуклонів, їхня власна енергія понад 900 MeV; тому в ядрі вони можуть існувати та зберігати свою індивідуальність.

Легкі частинки випромінюються з ядер у процесі переходів їх з одного стану в інший.

## § 68. Ізотопи. Мас-спектральний аналіз

Протонно-нейтронна будова ядра наочно виявляється при вивченні ізотопів. *Ізотопами* називають різновиди хімічних елементів, у яких атомні ядра мають однакове зарядове число  $Z$ , але різні масові числа.

Дослідження засвідчили, що в усіх випадках атомні маси ізотопів виражаються числами, дуже близькими до цілих; різниці від цілих становлять тисячні частки одиниці. Це вказує на те, що атомні ядра ізотопів усіх елементів побудовано з тих самих частинок, маса яких дуже близька до атомної одиниці. Саме такими частинками є ізотопи.

Точні дослідження ізотопів виконав англійський фізик Ф. У. Астон (1877—1945) у 1919 р. на мас-спектрометрі. *Мас-спектрометр* — прилад, який дає змогу завдяки дії електричних і магнітних полів



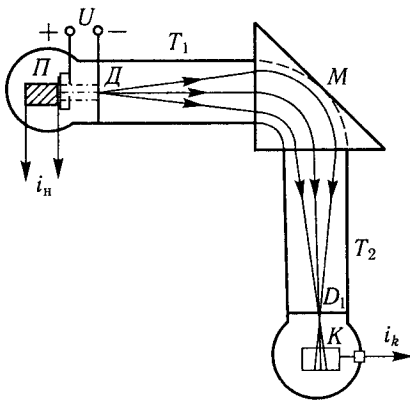


Рис. 187

розділяти пучки заряджених частинок (іонів) на складові з різним відношенням маси частинки до заряду. Схему одного з сучасних мас-спектрометрів показано на рис. 187.

У мас-спектрометрі досліджувана речовина в електричній печі  $P$  нагрівається та випаровується. Крізь отвір з печі виходить атомний пучок, який далі у спеціальному пристрої способом електронного бомбардування іонізується. Утворювані іони прискорюються у напрямі до діафрагми  $D$  електричним полем з напругою  $U$ . Трохи розбіжний пучок по трубі  $T_1$  потрапляє в магнітне поле між призмоподібними полюсами  $M$  електромагніту. Тут іони змінюють напрям руху, а отже, магнітним полем фокусуються на колектор  $K$ , що збирає іони. Іонний струм  $i_k$  з колектора подається на підсилювач та вимірюється з дуже великою точністю.

Простір з електричною піччю, об'єми труб  $T_1$  і  $T_2$  та колектора становлять єдиний об'єм, в якому підтримується високий вакуум (тиск порядку  $10^{-4}$  Па).

Іони, що потрапляють у магнітне поле, під дією сили Лоренца починають рухатися по колу. Тому можна записати таке рівняння:

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (1)$$

де  $m$ ,  $q$ ,  $v$  — відповідно маса, заряд та швидкість іона;  $r$  — радіус його колової траєкторії;  $B$  — індукція магнітного поля. Швидкість іона визначають через прискорювальну напругу з рівності

$$qU = \frac{mv^2}{2}. \quad (2)$$

Порівнявши рівності (1) і (2), знайдемо

$$r^2 = 2 \frac{m}{q} \frac{1}{B^2} U. \quad (3)$$

З виразу (3) випливає, що регулюванням прискорювальної напруги  $U$  можна спрямовувати іони по таких колових траєкторіях у магнітному полі, щоб вони потрапляли в колектор  $K$ . Зрозуміло, що іони різних мас потраплятимуть у колектор при різних значеннях  $U$ . Змінюючи напругу, спочатку фокусують на колекторі іони

однієї маси, потім іншої, ще іншої і т. д. Іонні струми, що утворюються, пропорційні відсотковому вмісту іонів відповідних мас.

Замість колектора  $K$  в місці сходження іонів нерідко розмішують фотопластинку; на ній одночасно в різних місцях фіксуються зображення шілини  $D$  іонами різних мас. Дістають *мас-спектрограму*. За допомогою мас-спектрограм Ф. У. Астон довів, що майже всі елементи складаються з ізотопів. Він зробив узагальнення, яке назвав правилом цілих чисел: *істинні атомні маси всіх елементів є цілими числами*. Всі відхилення атомних мас у таблиці елементів від цілих чисел пояснюються тим, що багато простих речовин є сумішами ізотопів. Наприклад, хлор, який за хімічними даними має атомну масу 35,46, є сумішшю двох нуклідів з атомними масами 35 та 37; магній має нукліди з атомними масами 24, 25 і 26, а тому суміш їх у природному магнію дає атомну масу 24,32 і т. д.

Різні ізотопи елементів різняться кількістю нейтронів у ядрі. Нині відомо, що деякі елементи (гідроген, бор, кадмій тощо) мають властивість захоплювати нейтрони й утворювати ізотопи. Наприклад, легкий гідроген ( ${}^1_1\text{H}$ ), захоплюючи один нейтрон, утворює важкий гідроген — дейтерій ( ${}^2_1\text{D}$ ), а коли захоплює ще один нейтрон — тритій ( ${}^3_1\text{T}$ ).

Ізотопи водню та гелію мають важливе значення у фізичних дослідженнях ядра. В оболонці атома гідрогену лише один електрон, атома гелію — два електрони. Тому їх можна порівняно легко «зірвати», здобувши ядра цих елементів. Важкі ізотопи водню відіграють істотну роль у здійсненні ядерних реакцій синтезу і поділу. Слід зазначити, що хоча молекулярні властивості речовини визначаються взагалі не ядром, а будовою електронної оболонки, все ж фізичні властивості важких ізотопів та звичайного водню помітно різняться. Наприклад, точка кипіння дейтерію — 23,5 К, а звичайного водню — 20,4 К; молярна теплота випаровування дейтерію — 1292 Дж/моль, а звичайного водню — 908 Дж/моль. Важливі властивості має важка вода, тобто вода, в молекулах якої замість атомів легкого гідрогену міститься дейтерій. Густина важкої води —  $1,1 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>; температура максимальної її густини — 284,7 К, а звичайної води — 278,1 К; точка кипіння важкої води — 374,5 К, а звичайної води — 373,1 К; при охолодженні важка вода замерзає при 276,9 К; важка вода негативно позначається на розвитку деяких мікроорганізмів. Однак помітні зміни властивостей ізотопів спостерігаються тільки у легких елементів; пояснюється це тим, що у важких елементів відношення маси ядра до маси нейтрона набагато більше.

За допомогою мас-спектрографа були виявлені також ядра з однаковими масовими числами  $A$ , але з різними зарядовими числами  $Z$ ; їх називають *ізобарами*. Наприклад, такою є пара нуклідів  ${}^3_1\text{T}$  і  ${}^3_2\text{He}$ ; триада  ${}^{124}_{50}\text{Sn}$ ,  ${}^{124}_{52}\text{Te}$ ,  ${}^{124}_{54}\text{Xe}$  та ін.

## § 69. Розміри ядра

Ядро — складна квантова система. Коли кажуть про розміри ядра і взаємне розміщення нуклонів у ньому, розуміють відповідні ймовірні характеристики, які дають змогу побудувати певну модель ядра.

Найефективнішими засобами виявлення розміщення нуклонів у ядрі й оцінювання його розмірів є дослідження процесів розсіяння пучків швидких нейтронів або швидких електронів. Розглянемо це докладніше.

1. Якщо пучок нейтронів інтенсивністю  $I$  спрямовується на речовину в напрямі осі  $Ox$ , то завдяки розсіянню інтенсивність пучка зменшуватиметься:

$$-dI = \sigma Indx, \quad (1)$$

де  $\sigma$  — ефективний переріз розсіяння,  $n$  — густина ядер мішені.

Інтегруючи вираз (1), знаходимо, що інтенсивність пучка згасає за експоненціальним законом:

$$I = I_0 e^{-\sigma nx}. \quad (2)$$

За виразом (2) маємо

$$\sigma = \frac{\ln(I_0/I)}{nx}.$$

Знаючи  $\sigma$ , можна знайти радіус ядра  $R$ . При цьому, уявляючи ядро у вигляді сфери, враховують не лише його геометричний переріз, а й хвильові властивості частинок пучка. Ефективний переріз розсіяння пучка швидких нейтронів

$$\sigma = 2\pi R^2. \quad (3)$$

2. Відповідно до даних досліджень розсіяння швидких електронів на ядрах радіус останніх можна визначити з таких міркувань. Ядра впливатимуть на розсіяння тільки тоді, коли довжина хвилі де Бройля електронів стане порівнянною з радіусом ядра. Досліди показують, що це спостерігається при дуже високій енергії електронів (близько 100 МеВ).

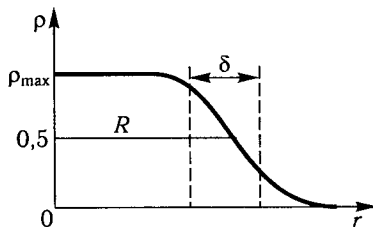


Рис. 188

За розсіянням електронів удалося визначити *форм-фактор*, тобто розподіл густини  $\rho$  електричного заряду в ядрі. В кожному ядрі виділяється осередок, що має сталу густину заряду, далі йде розмита оболонка з поступовим спадом густини заряду (рис. 188). Тому під радіусом ядра умовились розуміти відстань

від його центра до того місця, де густина заряду дорівнює половині її максимального значення. Крива за формою подібна до кривої розподілу Фермі:

$$\rho(r) = \frac{\rho_{\max}}{1 + e^{\frac{r-R}{\delta}}}, \quad (4)$$

де  $\delta$  — константа;  $R$  — радіус ядра.

З розсіяння електронів доведено, що не всі ядра сферичні. Сферичну форму мають тільки ядра з однаковою кількістю протонів і нейтронів. Інші ядра здебільшого мають форму витягнутих або сплюснутих уздовж спіну еліпсоїдів.

Відхилення ядра від сферичної симетрії призводить до появи *електричного квадрупольного моменту* ядра — позитивного або негативного. Спостереження показують, що більш помітні квадрупольні моменти мають ядра з непарним числом протонів. Їх існування виявляється у поведінці ядер у магнітному полі, у надтонкій структурі спектральних ліній атома. Позитивний квадрупольний момент виникає, коли ядро витягнуте вздовж спіну (рис. 189, а), а негативний, коли воно сплюснуте (рис. 189, б). Відхилення заряду ядра від сферичної симетрії не перевищують 10 % радіуса ядра.

Різними методами доведено, що радіус ядра з достатньою точністю можна визначити за формулою

$$R = 1,25 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м}, \quad (5)$$

де  $A$  — число нуклонів у ядрі.

Тоді об'єм ядра сферичної форми

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi (1,25 \cdot 10^{-15})^3 A.$$

Об'єм ядра прямо пропорційний числу нуклонів. Іншими словами, в усіх ядрах на один нуклон припадає однаковий об'єм; отже, ядра уподібнюються до нестисливої рідини. Густина ядерної речовини

$$\rho = \frac{mA}{V} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27}}{4/3 \pi (1,25 \cdot 10^{-15})^3} = 2 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3.$$

Значна густина ядерної речовини є також ознакою величезних сил взаємодій між нуклонами.

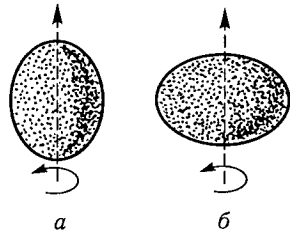


Рис. 189

## § 70. Дефект маси й енергія зв'язку атомних ядер

Вимірюючи на мас-спектрографі атомні маси хімічних елементів, англійський фізик Ф. У. Астон помітив, що складним атомам властивий систематичний дефект маси, тобто маса їхніх ядер трохи менша від суми мас складових. Саме цю різницю у масах називають *дефектом маси* ядра.

За законом взаємозв'язку маси й енергії дефект маси  $\Delta m$ , який виникає при утворенні ядра, є ознакою того, що при цьому вивільняється певна енергія системи. Ця енергія є мірою міцності ядра, її називають *енергією зв'язку* атомного ядра. Таку енергію необхідно було б надати, щоб ядро поділилося на окремі нуклони.

Енергія зв'язку дорівнює роботі, яку виконують ядерні сили взаємодії між нуклонами при утворенні ядра. Завдяки цій роботі відбуваються зближення нуклонів і часткове перетворення їхньої потенціальної енергії на кінетичну енергію частинок та енергію  $\gamma$ -випромінювання.

Енергію зв'язку знайдемо за рівністю

$$\Delta E = \Delta mc^2, \quad (1)$$

де  $c$  — швидкість світла у вакуумі.

Для прикладу обчислимо дефект маси й енергію зв'язку ядра атома гелію. Взявши до уваги, що маси ядра гелію, протона і нейтрона відповідно становлять:  $m_{\text{He}} = 6,644 \cdot 10^{-27}$  кг,  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$  кг,  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$  кг, знайдемо дефект маси ядра

$$\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{He}} = 0,05 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Тоді енергія зв'язку ядра гелію

$$0,05 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \left(3 \cdot 10^8\right)^2 \approx 28 \text{ MeV.}$$

У розрахунку на один нуклон ядра гелію припадає енергія зв'язку приблизно 7 MeV.

Зауважимо, що енергія зв'язку нуклонів у ядрі гелію в мільйони разів перевищує енергію зв'язку валентних електронів у атомах, де вона становить 1...10 eV. Надзвичайно великі значення енергії зв'язку атомних ядер свідчать про існування надзвичайно великих ядерних сил взаємодії між нуклонами в межах ядра.

Важливим є той факт, що енергія зв'язку, розрахована на один нуклон у будь-якому ядрі, приблизно однакова (близько 8 MeV).

Точніше залежність енергії зв'язку на нуклон від масового числа атома стабільних ізотопів відображено на графіку (рис. 190). Трохи осторонь від графіка розташовано лише нукліди  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  і  ${}^{16}\text{O}$ . Із графіка випливає, що найсильніше зв'язані нуклони в ядрах з масовими

числами від 40 до 100 (тобто від Ca до Mo). Для них енергія зв'язку близька до 8,5 МеВ на нуклон. При збільшенні масових чисел атомів енергія зв'язку на нуклон їхніх ядер зменшується, досягаючи для урану 7,6 МеВ на нуклон.

Зменшення енергії зв'язку на нуклон в ядрах атомів, розміщених у кінці періодичної системи елементів,

свідчить про те, що при поділі важкого ядра на два легших виділятиметься ядерна енергія і такий процес може бути спонтанним. Це характерне, наприклад, для розпадів урану та плутонію.

Якщо взяти до уваги легкі атоми, що містяться на початку періодичної системи елементів (наприклад, нукліди гідрогену — дейтерій  ${}^2\text{D}$ , тритій  ${}^3\text{T}$  та інші ядра, для яких енергія зв'язку на нуклон значно менша, ніж для середніх атомів), то дійдемо висновку, що синтез їх у складніші ядра супроводжуватиметься значним виділенням ядерної енергії. Щоправда, зближенню і синтезу таких ядер перешкоджають сили кулонівського відштовхування їхніх позитивних зарядів і тільки при температурах, які досягають кількох десятків мільйонів кельвінів, кінетична енергія ядер стає достатньою для подолання цих сил. Лише тоді відбуватимуться *термоядерні реакції синтезу* (наприклад, утворення з дейтерію та тритію ядер гелію).

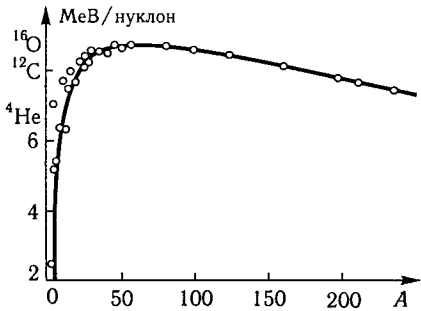


Рис. 190

## § 71. Ядерні сили та їхні основні властивості

Ядро атома є дуже ущільненою системою нуклонів, що вказує на існування значних сил притягання між ними. Про це саме свідчить виділення енергії при синтезі ядер. Водночас ядро має скінченний об'єм, а отже, нуклони у ньому перебувають на певних відстанях один від одного. З цього випливає, що з деякої відстані сили притягання між нуклонами поступаються силам відштовхування.

Відомо, що між частинками існують гравітаційні сили притягання. Крім того, нуклонам властиві електричні заряди і магнітні моменти; тому у сфері ядра між ними мають існувати відповідні взаємодії. Між позитивно зарядженими протонами в межах ядра (на відстанях порядку  $10^{-15}$  м) мають виникати значні кулонівські сили відштовхування; якщо магнітні моменти нуклонів паралельні, то вони притягуються, при антипаралельних магнітних моментах — відштовхуються.

Насправді ядерні сили притягання значно більші від сил електростатичного відштовхування протонів, а гравітаційні взаємодії, як показують підрахунки, в  $10^{36}$  разів менші від кулонівських і ними можна знехтувати. Результиуюча ж енергія магнітної взаємодії протона та нейтрона порядку  $10^5$  eВ, що значно менше за енергію зв'язку на один нуклон у ядрі. До того ж вивчення магнітних властивостей ядра показало, що магнітні моменти складових ядра можуть орієнтуватися по-різному. Все це свідчить про те, що розглянуті електричні й магнітні взаємодії між нуклонами не є тими силами, які забезпечують надзвичайну стійкість ядра.

Стійкість ядра забезпечується особливими взаємодіями нуклонів — *ядерними силами*, які приблизно в 137 разів сильніші від кулонівського відштовхування і взаємодії магнітних моментів між ними. Це новий тип взаємодій, істотно відмінний від раніше розглянутих гравітаційних та електромагнітних взаємодій.

Експериментально ядерні сили вивчаються у дослідах із розсіювання протонів на протонах, протонів на нейтронах та нейтронів на нейтронах.

Розглянемо основні характеристики ядерних сил.

1. Ядерні взаємодії між нуклонами дістали назву *сильних взаємодій*. Про надзвичайну силу цих взаємодій свідчить дуже значна енергія зв'язку, що припадає на один нуклон ядра: 7...8,5 MeВ. Для порівняння зауважимо, що сили електромагнітних взаємодій забезпечують енергію зв'язку атомів у молекулах лише в кілька електрон-вольтів, а енергію зв'язку зовнішніх і середніх електронів з атомним ядром — у десятки, сотні й тисячі електрон-вольтів.

2. Ядерні сили належать до *короткодійних*. Дослідження взаємодій  $\alpha$ -частинок з ядрами легких елементів показали, що відхилення від закону Кулона починають виявлятися, коли відстань між ядрами дорівнює приблизно  $2 \cdot 10^{-15}$  м. На менших відстанях — до  $0,7 \cdot 10^{-15}$  м включно — проявляються ядерні сили притягання, на ще меншій відстані — відштовхування.

3. Ядерні сили не залежать від заряду нуклонів. У цьому можна переконатися, розглядаючи будову легких ядер. Наприклад, ядро дейтерію, що складається з протона і нейтрона, характеризується енергією зв'язку, яка дорівнює 2,23 MeВ, або в розрахунку на нуклон — 1,12 MeВ. Ядро тритію, яке порівняно з дейтерієм містить ще один нейтрон, має енергію зв'язку 8,48 MeВ, а ядро нуклідів гелію  ${}^3\text{He}$ , яке порівняно з дейтерієм містить ще один протон, — 7,72 MeВ. В обох випадках енергія зв'язку значно більша від енергії зв'язку дейтерію. Враховуючи поправку на електростатичне відштовхування між протонами, доходимо висновку, що взаємодії між нуклонами ( $p - n$ ), ( $n - n$ ), ( $p - p$ ) практично однакові. Ця властивість називається *зарядовою незалежністю* ядерних сил. Той факт, що ядерна густина майже однакова для всіх ядер незалежно

від кількості в них протонів та нейтронів, теж указує на те, що сили притягання між окремими нуклонами приблизно однакові.

Оскільки протон і нейтрон з погляду взаємодії однакові, в атомній фізиці для характеристики їх уводять *баріонний заряд* (подібно до електричного заряду, через який визначається електрична взаємодія частинок). Баріонні заряди протона та нейтрона однакові й дорівнюють 1.

4. Ядерні сили не є центральними, оскільки залежать не тільки від відстані між нуклонами, а й від взаємної орієнтації їхніх спінів. Наприклад, виявлено, що протон і нейтрон сполучаються й утворюють дейтерій тоді, коли їхні спіни взаємно паралельні.

5. Ядерним взаємодіям властиве певне *насичення*. Це означає, що протон або нейтрон в ядрі зазнає сильних взаємодій не з усіма нуклонами, а лише з обмеженою кількістю сусідніх нуклонів. На це вказує той факт, що, починаючи з  ${}^4\text{He}$ , енергія зв'язку на один нуклон для всіх ядер приблизно однакова. Оскільки енергія зв'язку на нуклон в  ${}^4\text{He}$  більша, ніж в інших легких ядрах, але така сама, як у складних ядрах, є підстави вважати, що два протони та два нейтрони утворюють систему насичених взаємодій. Звідси можна дійти висновку, що найстійкішими мають бути ядра з однаковою кількістю протонів і нейтронів. Саме такими є стабільні ядра  ${}^10\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  і т. д.

Свідченням насичення ядерних сил є майже лінійна залежність енергії зв'язку ядер від масового числа  $A$ . Коли б насичення не існувало і кожний з  $A$  нуклонів взаємодіяв з усіма іншими  $(A - 1)$  нуклонами, енергія зв'язку ядра була б пропорційною числу всіх парних взаємодій між нуклонами, що дорівнює  $(1/2)(A - 1)$ , тобто виражалася б квадратичною функцією  $A$ .

За взаємодіями нуклонів ядро нагадує краплину рідини з гомеополярними зв'язками атомів.

Яка ж природа ядерних сил? З погляду сучасної фізики будь-яка взаємодія здійснюється через відповідне поле, що квантується, а процес взаємодії зводиться до обміну квантами відповідного поля: в електромагнітних взаємодіях — *фотонами*, у гравітаційних — *гравітонами*. Взаємодія нуклонів здійснюється через особливе ядерне поле. Проте не зразу було визначено, що ж таке кванти ядерного поля.

Теорія обмінних ядерних сил розвивалася в такій послідовності. У 1934 р. російські фізики І. Є. Тамм і Д. Д. Іваненко, взявши до уваги відомі на той час частинки — фотон, електрон, позитрон та нейтрино, висловили припущення, що протони і нейтрони в ядрі неперервно обмінюються електронами та нейтрино. При цьому нейтрон, викидаючи електрон і нейтрино, перетворюється на протон, а протон, поглинаючи електрон та нейтрино, — на нейтрон. Електрон і нейтрино, які переносяться у просторі від нейтрона до протона, передають іншій частинці свої імпульс та енергію, а отже,



забезпечують взаємодію між нуклонами. Оскільки обмін відбувається між двома нуклонами так, начебто вони весь час міняються своїми «місцями», з цього випливає властивість насичення ядерних взаємодій. Так можна було якісно пояснити їх. Однак, обчислюючи ядерні сили, що виникають таким чином, діставали значення принаймні в  $10^{10}$  разів менші від справжніх.

У 1935 р. японський фізик Х. Юкава (1907—1981), розвиваючи теорію обмінних ядерних сил, висунув сміливу гіпотезу про те, що у природі існують частинки масою в 200...300 разів більшою від маси електрона та що саме через них здійснюється взаємодія нуклонів. До таких значень мас Х. Юкава дійшов із припущення, що для частинок, які є обмінними в ядерних процесах і переміщуються зі швидкістю, близькою до швидкості світла  $c$ , комптонівська довжина хвилі

$$\Lambda = \frac{h}{m_0 c} \quad (1)$$

не повинна перевищувати розмірів ядра. Зауважимо, що комптонівська довжина хвилі електрона  $\Lambda = 2,4 \cdot 10^{-12}$  м. Вона приблизно у 200 разів більша від радіуса дії ядерних сил ( $r_0 \approx 2 \cdot 10^{-15}$  м). Іншими словами, радіус дії ядерних сил визначається комптонівською довжиною хвилі кванта ядерного поля — корпускули, тобто  $r_0 = \Lambda = \frac{h}{m_0 c}$ . Знаючи радіус дії ядерних сил, визначену за спостере-

женнями різних ядерних процесів, можна було за останньою рівністю оцінити масу корпускул ядерного поля.

У 1936 р. К. Д. Андерсон та С. Неддермейер виявили в космічному промінні частинку  $\mu$ -мезон масою  $207m_e$ . Згодом було з'ясовано, що  $\mu$ -мезони дуже слабо взаємодіють із нуклонами і тому не можуть бути носіями ядерних сил. Останніми є  $\pi$ -мезони, виявлені в космічному промінні в 1947 р. Д. Оккіаліні та С. Пауеллом. Було з'ясовано, що існують позитивні  $\pi^+$ - і негативні  $\pi^-$ -мезони, маса яких  $273 m_e$ , та нейтральні  $\pi^0$ -мезони масою  $264 m_e$ . Згідно з мезонною теорією сильні взаємодії між протонами та нейтронами виникають унаслідок їх неперервного випромінювання і поглинання позитивних  $\pi^+$ - та негативних  $\pi^-$ -мезонів. Нейтральні  $\pi^0$ -мезони здійснюють взаємодію однакових нуклонів.  $\pi$ -мезони виконують у полі ядерних сил такі самі функції, як фотони в електромагнітному полі.

Для теорії обмінних ядерних сил характерним є те, що безпосередніх змін у масі протона або нейтрона внаслідок випромінювання або поглинання мезона не виявлено. Тому було висловлено припущення, що мезони в ядрі перебувають у вільному стані такий корот-

кий час, за який виявити їх неможливо. Такі частинки у фізиці називаються *віртуальними*.

Для перевірки цього припущення застосуємо до нуклона співвідношення невизначеності

$$\Delta E \Delta t \geq h, \quad (2)$$

яке пов'язує точність вимірювання енергії стану  $\Delta E$  з проміжком часу його існування  $\Delta t$ .

Невизначеність енергії нуклона у процесі випромінювання і наступного поглинання  $\mu$ -мезона характеризується енергією мезона  $\Delta E = m_0 c^2$ . За співвідношенням (2) можна визначити тривалість процесу перетворення нуклона:

$$\Delta t = \frac{h}{\Delta E} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ с.} \quad (3)$$

Із формули (3) випливає таке: якщо не можна виявити зміни маси нуклона, то тільки тому, що цей процес триває менш як 1 с; такий самий час існування в ядрі віртуального мезона.

Для оцінювання вірогідності знайденого часу існування мезона в ядрі обчислимо відстань, на яку мезон переміститься за цей час. Поклавши, що швидкість мезона близька до швидкості світла, дістанемо

$$\Delta l = c \Delta t = 3 \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 10^{-24} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Знайдена відстань близька до радіуса дії ядерних сил, тобто узгоджується з уявленнями про віртуальне випромінювання мезонів у ядрі.

Зазначимо, що оскільки спінове квантове число і протона, і нейтрона дорівнює  $1/2$ , для збереження їхнього спінового моменту при випромінюванні або поглинанні мезона потрібно, щоб спін  $\mu$ -мезона дорівнював одиниці або нулю. Експериментальні дослідження показали, що спін мезона дорівнює нулю.

Мезонну теорію ядерних сил ще не завершено, особливо в кількісній частині. Проте основні ідеї цієї теорії дають ключ до розуміння багатьох ядерних процесів.

## § 72. Магнітні властивості атомного ядра. Ядерний магнітний резонанс

Магнітні властивості атомного ядра були виявлені за впливом ядра на лінійчастий спектр речовини. Нагадаємо, що ще в 1895 р. голландський фізик П. Зеєман помітив, що коли джерело світла помістити в дуже сильне магнітне поле, то спектральні лінії його

випромінювання розщеплюються. Пізніше було виявлено тонку структуру ліній спектра, тобто існування розщеплених ліній у спектрі без впливу зовнішнього поля. Наприклад, було з'ясовано, що  $D$ -лінія натрію складається із двох близьких ліній (дублета)  $\lambda_1 = 589,0$  нм і  $\lambda_2 = 589,6$  нм з відстанню  $\Delta\lambda = 0,6$  нм між ними. У спектрах інших речовин були знайдені лінії з трьох складових (триплеті), чотирьох (квартети) і т. д. Ці мультиплетні розщеплення спектральних ліній, а отже, й розщеплення енергетичних рівнів електронів у атомі на кілька підрівнів зумовлені взаємодією спінового та орбітального магнітних моментів електрона.

Різна кількість складових у спектральній лінії деяких речовин зумовлена різним значенням сумарного магнітного моменту  $\mu_s$ , усіх спінів. Точніше, оскільки остання величина квантується, число складових у лінії визначається спіновим квантовим числом  $s$  електронної оболонки. Якщо результуючий спін перевищує  $1/2$ , то це означає, що результуючий магнітний момент може орієнтуватися відносно напрямку зовнішнього поля більш як двома різними способами; відповідно більше з'явиться енергетичних підрівнів електрона.

Таким чином, максимальне число складових тонкого розщеплення рівня енергії електрона в атомі (див. § 50)

$$k = 2s + 1. \quad (1)$$

Тонку структуру спектральних ліній пояснено. Проте на спектроскопах високої роздільної здатності було помічено, що лінії тонкої структури, у свою чергу, складні; є ще й надтонка структура спектральних ліній. Наприклад, лінія  $\lambda_1 = 589$  нм тонкої структури натрію розщеплена на дві складові з відстанню між ними  $\Delta\lambda = 0,0021$  нм, а лінія  $\lambda_2 = 589,6$  нм — теж на дві складові з відстанню між ними  $\Delta\lambda = 0,0023$  нм. Характерно, що число складових у надтонкій структурі різних ізотопів тієї самої речовини різне.

Пояснення надтонкої структури спектральних ліній дав швейцарський фізик-теоретик В. Паулі в 1924 р. Він припустив, що ядра атомів мають власні спіновий механічний та магнітний моменти і що ядерний спін за значенням й орієнтацією у просторі квантується, тобто його проекції на деякий напрям у просторі можуть набувати тільки певних значень. Зокрема, проекція спінового механічного моменту може змінюватися стрибками, що дорівнюють сталій Планка  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с. Тому проекцію спіну виражають числом таких стрибків. Максимальне число, властиве моменту ядра, називають *спіновим числом ядра* і позначають  $j$ . Очевидно, число можливих положень осі ядерного спіну відносно деякого напрямку у просторі дорівнюватиме  $2j + 1$ .

Розщеплення енергетичних рівнів електрона в надтонкій структурі свідчить про те, що енергія атома залежить хоч і мало, проте поміт-

но від енергії взаємодії ядерного магнітного моменту з магнітними полями рухомих електронів. Наслідком цього і є виникнення додаткових ліній у надтонкій структурі; число їх дорівнює  $2j + 1$ . На основі досліджень надтонкої структури спектральних ліній було визначено механічний та магнітний моменти атомних ядер.

Крім спектроскопічних методів, у сучасній фізиці розроблено досконалі методи визначення магнітних моментів ядер, що ґрунтуються на вивченні поведінки ядер у магнітному полі. Це — методи *ядерного магнітного резонансу* (ЯМР).

Ядерний магнітний резонанс — фізичне явище, в якому виявляються магнітні, а також гіроскопічні властивості атомних ядер, розміщених у сильному постійному магнітному полі, за зміною їх прецесії внаслідок дії додаткового змінного магнітного поля резонансної частоти. Отже, доведено, що ядерний магнітний момент  $\mu$  у постійному магнітному полі  $H_0$  (рис. 191) прецесує з ларморовою частотою

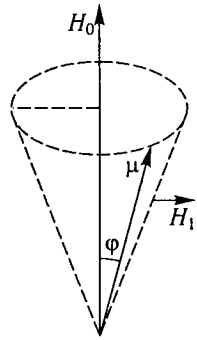


Рис. 191

$$\nu_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_0, \quad (2)$$

де  $\gamma = \frac{\mu}{j\hbar}$  — гіромагнітне відношення ядра, тобто відношення його магнітного моменту до механічного.

Прецесію ядерних спінів можна виявити за сумарним ефектом двояко. По-перше, за законом індукції Фарадея рухи їх у досліджуваному зразку зумовлюють в обмотці, що оточує зразок, ЕРС; по-друге, ці рухи супроводжуються поглинанням енергії електромагнітних хвиль. Це поглинання енергії різко зростає при резонансі, коли частота коливань близька до частоти прецесії  $\nu_0$ . Якщо знайти частоти прецесій ядер у полях з відомою напруженістю, то, користуючись виразом (2), можна визначити спінові моменти ядер.

У 1938 р. американський фізик І. А. Рабі розробив метод виявлення прецесії ядерного магнітного моменту за зміною кута прецесії під дією додаткового, перпендикулярного до  $H_0$ , змінного магнітного поля  $H_1$ .

Накладене порівняно слабе магнітне поле  $H_1$  зумовлюватиме крутий момент, який намагатиметься змінити кут  $\phi$  між  $\mu$  та  $H_0$  (див. рис. 191). Однак якщо частота поля  $H_1$  відмінна від частоти прецесії  $\nu_0$ , то крутий момент буде не у фазі з прецесією і не спричинить переорієнтації ядерного моменту. Очевидно, така переорієнтація ядра може виникнути в умовах резонансу.

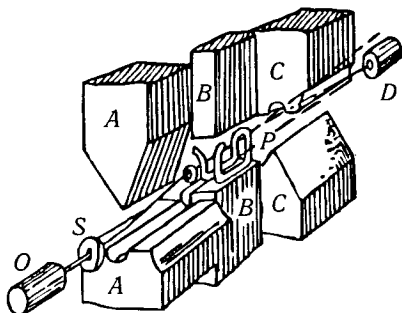


Рис. 192

В установці, розроблений І. А. Рабі (рис. 192), молекулярний пучок від джерела  $O$  крізь діафрагму  $S$  спрямовувався у неоднорідне поле магніту  $A$ , де зміщувався під дією сили

$$F = \mu_z \left( \frac{\partial H}{\partial z} \right).$$

Далі пучок проходив область однорідного поля  $H_0$  магніту  $B$  (тут ядра прецесують, але не зміщуються) і потрапляв знову в неоднорідне поле магніту  $C$  — такого самого, як магніт  $A$ .

Напрями поля в них однакові, а градієнти напруженості протилежні; тому в полі  $C$  пучок зазнавав протилежного зміщення та потрапляв у детектор  $D$ .

Для переорієнтації магнітних моментів ядра у полі  $H_0$  між полюсами магніту  $B$  розміщувалася високочастотна петля  $P$  і наводилося перпендикулярне поле  $H_1$ . Зміною частоти генератора струму або напруженості поля  $H_0$  можна досягти умов резонансу та зумовити стрибкоподібну переорієнтацію магнітних моментів ядер. Завдяки цим змінам такі ядра вже не фокусуються полем магніту  $C$  і не потрапляють у детектор  $D$ . За різким спадом інтенсивності пучка на детекторі виявляли ядерний резонанс.

У більш чистому вигляді ЯМР дослідили американські фізики Ф. Блох (1905–1983) та Е. М. Перселл у 1946 р. В установці Ф. Блоха, схему якої зображено на рис. 193, резонанс ядерних спінів у досліджуваному зразку досягався за допомогою сильного постійного магнітного поля  $H_0$  та значно слабкішого радіочастотного магнітного поля котушок, приєднаних до генератора.

Під дією магнітного поля  $H_0$  ядерні спіни приводяться у прецесійні рухи з частотою  $\nu = \frac{\gamma}{2\pi} H_0$ . Проте ці рухи спричиняють дуже слабе ядерне парамагнітне поле  $H'$ , паралельне  $H_0$ :

$$H' = \chi H_0, \quad (3)$$

де  $\chi$  — коефіцієнт магнітної сприйнятливості.

Це поле можна виявити лише при низьких температурах. Якщо ж на прецесійні ядерні рухи накладається радіочастотне магнітне поле, наведене за допомогою генератора змінної частоти в резонанс, то воно призведе до переорієнтації у прецесійних рухах і такої зміни намагніченості зразка, яку вже порівняно легко виявити за виникненням ЕРС індукції в котушці, що оточує досліджуваний

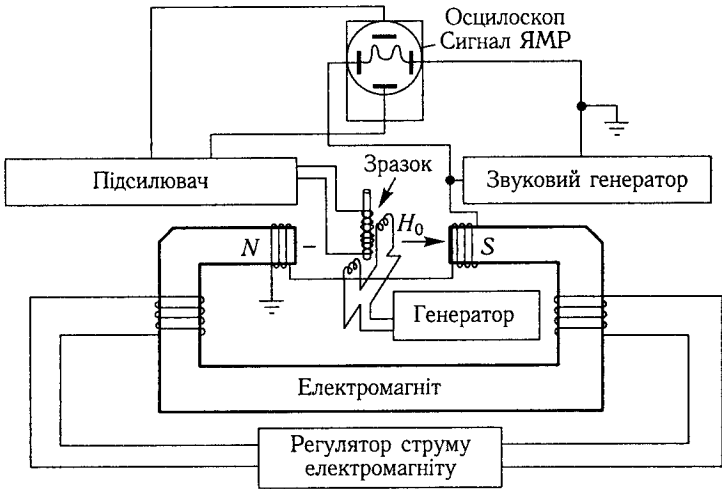


Рис. 193

зразок. Для того щоб усунути безпосередній вплив на цю котушку радіочастотного магнітного поля котушок, з'єднаних з генератором, та магнітного поля котушок на полюсах електромагніту, приймальна котушка на зразку орієнтується до цих полів перпендикулярно.

Додаткові котушки на полюсах електромагніту, приєднані до звукового генератора, створюють у зазорі між полюсами низькочастотне змінне магнітне поле з частотою 50...100 Гц. Це дає змогу спостерігати резонанс періодично. Низькочастотне поле створює модуляцію, тобто зміну поля поблизу резонансу. У свою чергу, це приводить до модуляції рухів ядерних спінів і модуляції амплітуди сигналу, що наводиться цими рухами у приймальній котушці зразка. Як відомо, модульований низькочастотними коливаннями сигнал легше підсилити та виявити, ніж високочастотний сигнал.

Щоб мати сигнал про настання ЯМР, в описаній установці спочатку настроюють генератор збудження резонансу і приймач сигналу на ту саму частоту  $\nu$ , а після цього зміною напруженості магнітного поля в зазорі електромагніту настроюють на цю частоту прецесію ядерних спінів (за умовою  $\nu = \frac{\gamma}{2\pi} H$ ).

Дослідження ядер за допомогою магнітного резонансу показали, що магнітні моменти ядер взагалі дуже малі. Наприклад, магнітний момент ядра гідрогену — протона в 659,5 раза менший, ніж власний магнітний момент електрона. Щоб дістати сумарний ефект від ядерних магнітних моментів, еквівалентний магнітному ефекту компасної стрілки, досліджуваний зразок повинен мати понад  $10^{21}$  ядер.

Виміри показали, що протону та нейтрону властиве спінове квантове число  $1/2$ , а магнітні моменти їх

$$\mu_p = 2,7927\mu_{\text{я}}; \mu_n = 1,9131\mu_{\text{я}},$$

де  $\mu_{\text{я}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}$  — ядерний магнетон (одиниця магнітних моментів ядер).

Спін ядра, оскільки воно складається з протонів і нейтронів, є результируючим квантових спінових чисел окремих нуклонів у ньому. Комбінація їх показує, що спінові квантові числа ядер можуть дорівнювати  $0; 1/2; 3/2; 2$  і т. д. Виміри показали, що ядра з непарними масовими числами в незбуджених станах мають спінові квантові числа  $1/2; 3/2; 5/2; 7/2$  та  $9/2$ , а ядра з парним масовим числом — спінові числа  $0$  або  $1$ .

Зауважимо, що такі значення спінових чисел ядер з непарним і парним масовими числами є одним з доказів відсутності в ядрі електронів. Інакше така проста кореляція між числом частинок у ядрі та спіном ядра була б неможлива.

### § 73. Резонансне поглинання $\gamma$ -квантів (ефект Мессбауера)

Важливим для дослідження структури ядра є вивчення взаємодій  $\gamma$ -квантів з ядрами. На підставі таких досліджень німецький фізик Р. Л. Мессбауер у 1958 р. виявив резонансне поглинання  $\gamma$ -квантів на ядрах речовини (ефект Мессбауера), яке виникає тоді, коли енергія  $\gamma$ -квантів збігається із рівнем збудження ядра.

Ідея здійснення резонансного поглинання  $\gamma$ -квантів на ядрах досить проста — треба  $\gamma$ -кванти, що випромінюються радіоактивною речовиною, спрямувати на мішень з такої самої речовини. Зокрема, як джерело  $\gamma$ -квантів використовували радіоактивний кобальт-57 (період піврозпаду 270 днів), який під час  $\beta$ -розпаду перетворюється на збуджений ізомер заліза-57, а останній випромінює  $\gamma$ -кванти з енергією 14,4 кеВ. Як мішень застосовували залізо-57, уміст якого у звичайному залізі становить 2,2 %.

Дослідні виміри проводили на двох лічильниках — прямому 3 і бічному 4 (рис. 194). Для випадку *a*, коли резонансу немає, бічний лічильник показів не давав, працював лише прямий лічильник. Для випадку *b*, коли настає резонанс, бічний лічильник виявляв  $\gamma$ -випромінювання збудженої від джерела 1 мішені 2; покази прямого лічильника зменшувались порівняно з тими, що були до резонансу.

Проте для здійснення резонансу треба ще враховувати деякі втрати енергії  $\gamma$ -кванта як у процесі його випромінювання, так і у процесі взаємодії з ядром мішені. Річ у тім, що при випромінюванні

$\gamma$ -кванта ядро зазнає віддачі й набуває кінетичної енергії. Тому енергія випромінювання розподіляється між  $\gamma$ -квантом та ядром. Енергія  $h\nu_1$   $\gamma$ -кванта випромінювання стає меншою від рівня енергії  $E^*$  збудження ядра:

$$h\nu_1 = E^* - \frac{Mv^2}{2}, \quad (1)$$

де  $\frac{Mv^2}{2}$  — кінетична енергія

ядра віддачі. Завдяки цьому енергії  $\gamma$ -кванта стає вже не досить для збудження ядра в мішені.

Крім того, потрапляючи на ядро мішені,  $\gamma$ -квант не передасть усієї своєї енергії на збудження ядра; згідно з законом збереження кількості руху частина енергії  $\gamma$ -кванта піде на надання ядру швидкості. Внаслідок цього енергія  $h\nu_2$   $\gamma$ -кванта поглинання стає ще меншою від рівня енергії  $E^*$  збудження ядра. Розрахунки дають таке співвідношення між ними:

$$h\nu_2 = E^* - \frac{E^{*2}}{Mc^2}, \quad (2)$$

де  $\Delta = E^{*2}/Mc^2$  — нестача енергії для збудження ядра. Її значення лежить у межах від 0,01 еВ для важких ядер до 10...100 еВ для легких ядер. Ці значення підтвердились дослідями, в яких джерело  $\gamma$ -квантів, розміщене на центрифугі, могло наблизитися до мішені зі швидкістю, необхідною для компенсації згаданих втрат. При розрахунковій швидкості руху джерела настає резонансне поглинання  $\gamma$ -квантів.

Виходячи з закону збереження імпульсу, неважко зрозуміти, що чим більша маса ядра, тим менша швидкість віддачі при випромінюванні ним  $\gamma$ -кванта і тим менша енергія ядра віддачі. Щоб усунути помітний вплив віддачі, Р. Л. Мессбауер використав ядра, зв'язані у кристалічній ґратці. У цьому разі імпульс віддачі передається не одному ядру, а всій системі кристала. Оскільки маса такої системи дуже велика порівняно з масою ядра, негативна роль віддачі ядра практично усувалася. Зв'язані ядра використовувались також у мішені.

Зауважимо, що енергія  $\gamma$ -квантів може бути дуже великою, а сила віддачі така, що ядра можуть вириватися із кристалічної ґратки.

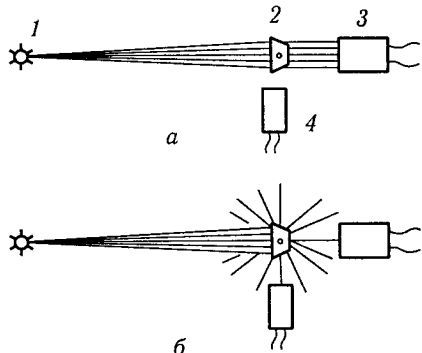


Рис. 194



Для здобуття ефекту Мессбауера енергія  $\gamma$ -квантів не повинна бути такою великою. До речі, випробуючи ядра в різних кристалічних ґратках за допомогою  $\gamma$ -квантів, можна визначити енергію, при якій ядра вириваються з них, тобто визначити енергію зв'язку ядра в ґратці.

Є ще одна перешкода для резонансу — теплові коливання ядер у кристалічній ґратці. Рухаючись назустріч мішені, ядро може збільшувати енергію фотона випромінювання, а рухаючись від мішені, — зменшувати цю енергію. Таким самим способом енергію  $\gamma$ -кванта змінюватиме ядро мішені. Теплові коливання ядер розстроюють резонанс; для усунення їх кристал охолоджують рідким азотом.

Резонанс розстроюють також взаємні переміщення джерела  $\gamma$ -квантів і мішені. Резонансне поглинання  $\gamma$ -квантів дуже чутливе до відносної швидкості джерела та мішені. В залізі-57 воно зникає вже при швидкості 1 мм/с. Однак резонанс знову може виникати при збільшенні швидкості приблизно до 2...3 мм/с, що пояснюється надтонким розщепленням енергетичних рівнів ядра, яке виникає внаслідок різної орієнтації ядерного магнітного моменту в магнітному полі кристалічної ґратки. На рис. 195 зображено для деякого зразка залежність показів прямого лічильника від відносної швидкості джерела і мішені, що відображує надтонке розщеплення енергетичних рівнів ядра. (Швидкість додатна, коли джерело наближається до мішені, та від'ємна, коли віддаляється. Мінімуми на графіку відповідають резонансному поглинанню і розсіянню  $\gamma$ -квантів.) Така залежність є методом визначення магнітних моментів ядер.

Завдяки високій чутливості ефекту Мессбауера було перевірено та підтверджено висновок спеціальної теорії відносності про сповільнення перебігу часу на рухомих об'єктах відносно нерухомого спостерігача. За допомогою цього ефекту Р. Паунд і Д. Ребка підтвердили висновок загальної теорії відносності про вплив

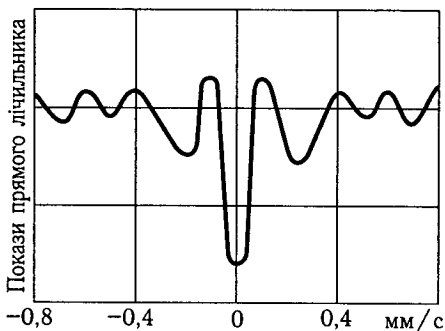


Рис. 195

на енергію  $\gamma$ -квантів поля тяжіння. Вони виявили, що лінії поглинання  $\gamma$ -квантів залізом-57 на рівні Землі та висоті 22 м над її поверхнею не однакові.

В ядерній фізиці ефект Мессбауера застосовується для вимірювання магнітних і квадрупольних моментів збуджених станів ядер.

## § 74. Моделі ядра

У результаті вивчення властивостей ядра й особливостей ядерних сил було побудовано різні моделі для відображення структури ядра. Розглянемо найдосконаліші з них — краплинну та оболонкову.

*Краплинна модель* ядра вперше запропонував російський фізик-теоретик Я. І. Френкель (1854—1952) у 1936 р., розвинули її датський фізик Н. Бор і німецький фізик К. Ф. Вейцеккер. За цією моделлю ядро уподібнюється краплині рідини. Насправді подібно до рідини енергія зв'язку та об'єм ядра пропорційні кількості його складових — нуклонів. Подібно до молекул рідини, що взаємодіють з обмеженою кількістю інших молекул, взаємодіям нуклонів властиве насичення. В ядрі, як і в рідині, є поверхневий натяг, зумовлений тим, що поверхневі нуклони взаємодіють з меншою кількістю сусідів, ніж внутрішні. Цей чинник є причиною зменшення енергії зв'язку, яка пропорційна площі поверхні ядра та спостерігається у важких ядрах.

Кількісну основу краплинної моделі ядра становить напівемпірична формула Вейцеккера для визначення повної енергії атомного ядра:

$$E = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \alpha_5 \delta A^{-3/4}, \quad (1)$$

де  $A$  — кількість нуклонів;  $Z$  — заряд ядра (кількість протонів);  $\alpha_i$ ,  $\delta$  — константи.

Формулу називають *напівемпіричною* тому, що в ній тільки перші три члени випливають із краплинної моделі, два останні, а також значення констант знаходять експериментально. Перший член формули показує, що енергія зв'язку ядра пропорційна числу нуклонів; другий — що зменшення енергії зв'язку зумовлюється поверхневим натягом. Ця енергія пропорційна площі поверхні; оскільки радіус ядра  $R \sim A^{1/3}$ , площа поверхні  $4\pi R^2 \sim A^{2/3}$ . Третій член визначає зменшення енергії зв'язку, зумовлене силами кулонівського відштовхування. Четвертий член відображує залежність стійкості ядра від співвідношення протонів і нейтронів. Стійкість ядра як системи за загальною тенденцією тим більша, чим менша її енергія. Найбільшу стійкість проявляють ядра, в яких кількість протонів та нейтронів однакова ( $N_p = N_n$ ), тобто  $A = 2Z$ . Тому відносна кількість протонів і нейтронів виражають як  $\frac{A - 2Z}{A}$ . Точ-

ний вигляд функції цього аргументу невідомий. Її вважають незалежною від знака аргументу, тобто від того, що переважає в ядрі — кількість протонів чи нейтронів; тому надають їй квадратичного вигляду. Нарешті, останній член формули (1) відображує залеж-

ність енергії зв'язку від орієнтації спінів нуклонів. Завдяки цьому енергія зв'язку у парно-парних ядрах максимальна, а в непарно-непарних — мінімальна. Цей член може набувати додатних та від'ємних значень, що корелюються множителем  $\delta$ , а саме:

$$\delta = -1, \text{ якщо } A \text{ — парне, } Z \text{ — парне;}$$

$$\delta = 0, \text{ якщо } A \text{ — непарне;}$$

$$\delta = +1, \text{ якщо } A \text{ — парне, } Z \text{ — непарне.}$$

Константи  $\alpha_i$  мають такі значення (у МеВ):  $\alpha_1 = 15,75$ ;  $\alpha_2 = 17,8$ ;  $\alpha_3 = 0,71$ ;  $\alpha_4 = 23,7$ ;  $\alpha_5 = 34$ .

Краплинна модель ядра успішно пояснює його основний і збуджений стани. Основний стан ядра, якому відповідає найменша енергія, уявляється сфероподібним; збуджений стан — здеформованим (за формою, а не за об'ємом, оскільки йдеться про модель нестисливої краплини). Такі деформації звичайно супроводжуються коливаннями поверхні ядра; отже, відповідні збуджені стани ядра можна характеризувати енергією цих коливань.

Краплинна модель ядра все ж має обмежений зміст. Вона не дає змоги визначити такі важливі характеристики ядра, як спін та магнітний момент.

*Оболонкову модель* ядра запропонували в 1948—1949 рр. М. Гепперт-Майер та О. Гаксел, І. Іенсен і Г. Зюсс. Модель передбачає існування в ядрі системи нуклонних оболонок, подібних до електронних в атомах.

Насправді спостерігається аналогія у періодичності властивостей ядер та атомів. Подібно до того, як при відповідних заповненнях електронних оболонок з'являються хімічно стійкі атоми — інертні гази, так при певних числах нуклонів спостерігаються особливо стійкі ядра. Експериментально це виявляють у дослідах з бомбардування ядер нейтронами: одні ядра мають більшу ймовірність захоплення нейтрона, інші — меншу (ймовірність захоплення інакше називають *нейтронним перерізом* ядра).

Виявлено, що дуже малі нейтронні перерізи і найбільшу стійкість мають ті ядра, в яких  $Z$  або  $(A - Z)$  дорівнюють магічним числам 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126. Особливо стійкими є двічі магічні ядра  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ .

Отже, є підстави вважати, що нуклони в ядрі групуються за оболонками та що магічні числа відповідають до кінця заповненим оболонкам. Оскільки магічні числа належать як до протонів, так і до нейтронів, напевно, вони утворюють окремі системи оболонок; напевно, нуклони ядра поступово займають рівні з найменшими енергіями. Формула Вейцеккера (1) дає тільки середнє значення енергії зв'язку, яке припадає на нуклон.

Зауважимо, що, як і в електронах, спін нуклонів дорівнює  $\pm 1/2$  в одиницях  $\hbar$ ; отже, вони підлягають статистиці Фермі—Дірака.

Згідно з принципом Паулі енергія всіх нуклонів ядра має бути різною. На енергії нуклона позначається його момент імпульсу.

З погляду оболонкової моделі момент імпульсу нуклона, як і електрона, складається із спінового й орбітального моментів імпульсу. Модуль та напрям останнього визначають за аналогічними умовами квантування.

Можна подумати, що кількість станів нуклона в ядрі дорівнює кількості станів електрона в атомі, а оболонкова модель є копією електронної. Проте насправді це не так, магічні числа ядер не збігаються із кількістю електронів до кінця заповнених шарів. Ці розбіжності зумовлені особливостями ядерних сил. По-перше, йдеться про сильні взаємодії, з якими важко погодити незалежний рух окремих нуклонів на орбітах; по-друге, в ядрі немає центрального тіла — центра притягання.

Щоправда, вказані чинники можна спростувати тим, що ядерні сили короткодійчі, а тому довжина вільного пробігу нуклона в ядрі може перевищувати його радіус. Крім того, ядерні взаємодії нормуються принципом Паулі, який забороняє перехід нуклона з одного стану в інший, якщо всі стани зайняті. Нарешті, для пояснення оболонкової структури ядра можна прийняти, що зовнішні нуклони переміщуються в центрально-симетричному полі. Потенціал такого поля можна задати у вигляді

$$\varphi = -\varphi_0 + \frac{1}{2} m^2 r^2 \omega^2. \quad (2)$$

Цю формулу використовували у томпсонівській моделі атома, де також немає центрального тіла, але проявляються сили притягання до центра.

Величина  $\varphi_0$  у виразі (2) має зміст глибини потенціальної ями в центрі ядра і не накладає обмеження на оболонку, оскільки потенціальна енергія завжди визначається з точністю до довільної сталої. Згідно з цією концепцією нуклони в середині ядра фактично рухаються вільно, а на його поверхні зазнають впливу значних центральних сил притягання та групуються у шарові оболонки.

Крім розглянутих краплинної й оболонкової моделей ядра є й інші моделі. Вони свідчать про те, що теорію ядра ще не завершено.

## § 75. Ядерні реакції. Штучна радіоактивність

Перетворення ядер у явищах природної радіоактивності спонукало вчених до здійснення штучної перебудови ядер під дією елементарних частинок або інших ядер. Перебудову ядер у результаті таких впливів називають *ядерною реакцією*.

Першу ядерну реакцію здійснив англійський фізик Е. Резерфорд у 1919 р. Досліджуючи розсіяння  $\alpha$ -частинок при проходженні крізь металеву фольгу спочатку в порожнистій камері, а потім у камері, наповненій повітрям, він помітив, що кількість сцинтиляцій на екрані не зменшується, а збільшується. Це можна було пояснити поділом ядер повітря. Бомбардування  $\alpha$ -частинками хімічно чистого азоту показало, що на екрані з покриттям сірчаного цинку сцинтиляції спостерігаються на відстані 28 см від джерела  $\alpha$ -частинок, тоді як середній пробіг їх у повітрі при нормальному тиску дорівнює 6,87 см.

Інший вигляд спалахів на екрані та додаткові дослідження у магнітному полі засвідчили, що сцинтиляції на віддаленому екрані утворюються протонами, які виникають унаслідок реакції  $\alpha$ -частинок і ядер азоту. Реакцію легко було записати на основі законів збереження маси та зарядів:



Остаточно ця реакція була підтверджена в 1925 р., коли дістали її фотознімок у камері Вільсона, заповненій азотом. На фотознімку (рис. 196) трек  $\alpha$ -частинки після реакції роздвоювався на товстий трек кисню і тонкий трек протона.

У наступних дослідах за допомогою  $\alpha$ -частинок, здобутих із радіоактивних речовин, удалося перебудувати ядра всіх легких елементів від бору до калію, за винятком вуглецю та кисню. Перебудова ж важких ядер за допомогою  $\alpha$ -частинок виявилася неможливою через значні електростатичні сили відштовхування ядер. Поблизу

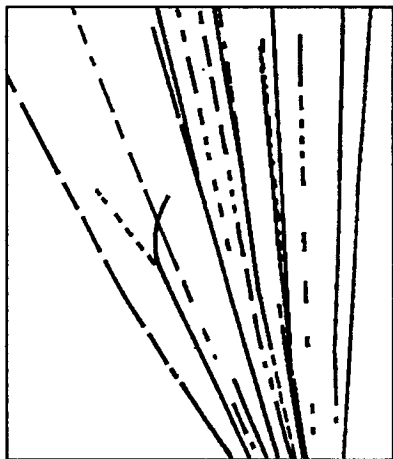


Рис. 196

важких ядер на  $\alpha$ -частинку, маса якої дорівнює  $6,6 \cdot 10^{-27}$  кг, діє сила відштовхування близько 1000 Н. Завдяки цим силам ядро атома оточене певним потенціальним бар'єром  $\Pi_{\text{я}}$  (рис. 197). Бар'єр проходить на відстані приблизно  $10^{-15}$  м від ядра на межі областей дії кулонівських і ядерних сил. Для  $\alpha$ -частинки його можна визначити за формулою

$$\Pi_{\text{я}} = \frac{2eZe}{4\pi\epsilon_0 r_{\text{я}}}, \quad (2)$$

де  $2e$  — заряд  $\alpha$ -частинки;  $Ze$  — заряд ядра;  $r_{\text{я}}$  — його радіус.

Наприклад, потенціальний бар'єр ядра урану для  $\alpha$ -частинки дорівнює 8,7 МеВ. Тому навіть найшвидші  $\alpha$ -частинки, які випромінює RaC, з енергією 7,68 МеВ не можуть досягти ядра урану.

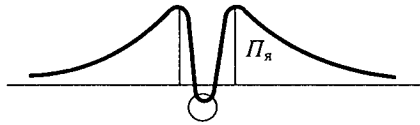


Рис. 197

Щоб досягти ядра, частинка повинна мати енергію, достатню для подолання потенціального бар'єра ядра.

Недостатність  $\alpha$ -частинок для ядерних реакцій полягала не тільки в замалій енергії їх, а й у слабкій інтенсивності  $\alpha$ -пучків та дуже малій імовірності влучання в ядро. Адже ядро займає мізерну частку об'єму атома. Тому для здобуття фотографії ядерного перетворення азоту потрібно було сфотографувати близько 100 тис. треків  $\alpha$ -частинок.

Інтенсивність взаємодій різних частинок з ядрами характеризують *ефективним перерізом*  $\delta$ . Фізичну суть цієї величини можна зрозуміти з такої залежності. Кількість частинок  $N$ , що вступають у реакцію, пропорційна числу всіх падаючих частинок  $N_0$ , середньому шляху  $x$  їх, на якому відбуваються реакції, а також кількості ядер  $n$  в одиниці об'єму речовини, що є мішенню:

$$N = \delta N_0 x n. \quad (3)$$

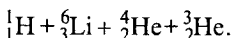
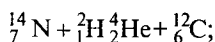
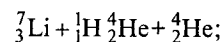
Тут  $\delta$  — коефіцієнт пропорційності, який називають *ефективним перерізом реакції*. Він залежить від розмірів ядер мішені, швидкості та природи бомбардуючих частинок і типу ядерної реакції.  $\delta$  має розмірність площі, що припадає на одну частинку. Ефективний переріз у СІ виражається у квадратних метрах. Раніше вживана одиниця *барн* дорівнює  $10^{-28} \text{ м}^2$ .

Обчислимо  $\delta$ , наприклад, для реакцій  $\alpha$ -частинок з ядрами азоту. В дослідах Е. Резерфорда з  $N_0 = 10^6$  падаючих  $\alpha$ -частинок лише  $N = 20$  спричиняли реакцію; довжина їх пробігу  $x = 6,87 \text{ см}$ ; в  $1 \text{ см}^3$  азоту за нормальних умов міститься  $n = 22,7 \cdot 10^{19}$  ядер. Підставивши ці дані в рівняння (3), дістанемо  $\delta = 10^{-28} \text{ м}^2$ .

Широкого розмаху набули дослідження процесів перебудови ядер з 1932 р., коли для цієї мети почали використовувати штучно прискорені частинки — протони, іони дейтерію, гелію тощо та нейтрони.

Для ядерних реакцій прискорені протони виявилися більш ефективними, ніж  $\alpha$ -частинки, бо завдяки меншому заряду і меншій масі потенціальний бар'єр ядра для них нижчий, а ймовірність проникнення в ядро більша. Використання прискорених протонів у різних лабораторіях світу привело до низки нових ядерних реакцій. Зокрема, були перетворені ядра літію на ядра гелію,

а ядра азоту — на ядра вуглецю тощо. Ці реакції відбувалися за такою схемою:

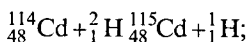
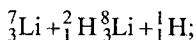


За останньою реакцією українські фізики здобули легкий нуклід гелію  ${}^3_2\text{He}$ .

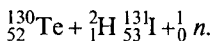
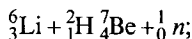
Ще ефективнішими в ядерних реакціях виявилися нейтрони, для яких потенціальний бар'єр ядра практично не існує.

При бомбардуванні ядер частинками, що самі є ядрами, ефект реакції істотно залежить від енергії зв'язку ядер-снарядів. Найефективнішими з них є дейтрони (ядра дейтерію), які мають дуже малу енергію зв'язку нуклонів (близько 2 МеВ). Захоплення їх іншим ядром енергетично найвигідніше. Цікаво, що коли енергія прискореного дейтрона трохи більша від енергії зв'язку його протона та нейтрона, тобто більша за 2 МеВ, протон може відриватися і викидатися силами відштовхування ядра-мішені, а лише один нейтрон вступатиме в ядерну реакцію. При значно більшій енергії дейтрон повністю захоплюється мішенню, але складене ядро випромінює протон або нейтрон.

У першому випадку утворюється нуклід мішені з вищим масовим числом, наприклад:

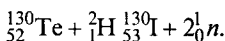


у другому випадку реакція відбувається за такою схемою:

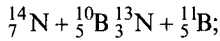
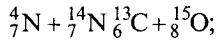


Слід зазначити, що в деяких випадках, особливо коли мішень є елементом з малою атомною масою (наприклад, мішень із берилію), імовірність випромінювання нейтронів дуже велика; тому такі реакції використовують як джерела нейтронів для експериментальних цілей.

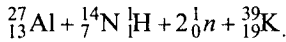
Якщо енергія дейтрона дуже висока — 10 МеВ і більше, то в реакціях із ним складене ядро може випромінювати два нейтрони й більше, наприклад:



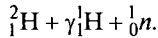
Ще складнішими є ядерні реакції під дією прискорених більш важких іонів. В одних з них спостерігається перехід нуклонів від одного ядра до іншого, наприклад:



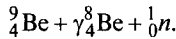
в інших при вищій енергії іонів-снарядів (наприклад, іонів азоту з енергією 26 МеВ і більше) спостерігається випромінювання кількох нуклонів й утворення різних нових ядер:



У 1934 р. англійський фізик Дж. Чедвік за допомогою  $\gamma$ -квантів, що випромінюються ThC з енергією 2,62 МеВ, здійснив розщеплення ядра дейтерію на протон і нейтрон:

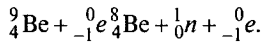


За допомогою  $\gamma$ -квантів було здійснено також виривання нейтрона з ядра берилію, в якому енергія зв'язку нейтрона незначна:



Реакції такого типу називають *ядерним фотоефектом*.

Нарешті, було здійснено також ядерні реакції під дією прискорених електронів, хоч імовірність взаємодії їх з ядрами дуже мала. Під дією електронів з енергією 1,8 МеВ здійснено виривання нейтрона з ядра берилію:



У цій реакції, власне, використовується лише енергія електрона.

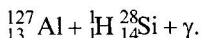
Вище розглянуто приклади найхарактерніших взаємодій в ядерних реакціях. На сьогодні ідентифіковано сотні ядерних реакцій. Завдяки широкому здійсненню штучних ядерних реакцій було вивчено особливості взаємодії ядер, одержано важливі відомості про склад ядра та ядерні сили, здобуто нові радіоактивні ізотопи, зокрема ізотопи елементів, які тепер уже не існують на Землі. Особливо важливим було відкриття нейтрона та ланцюгової реакції поділу важких ядер.

Було з'ясовано, що у процесі ядерної реакції у першій стадії здійснюються злиття падаючої частинки з ядром і перерозподіл енергії між частинками складеного ядра. Таке ядро завжди нестійке, оскільки воно дістає додаткову енергію. Тому у другій стадії ядерної реакції складене ядро випромінює одну, а іноді й більше частинок значної енергії. Тривалість існування складеного ядра  $10^{-11} \dots 10^{-12}$  с.



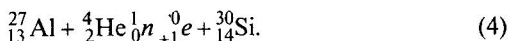
Які ж частинки випромінює складене ядро?

Важкі ядра, оточені значним потенціальним бар'єром для позитивно заряджених частинок у ядрі, найчастіше випромінюють нейтрони, для яких такий бар'єр практично не існує. Ядра з малим потенціальним бар'єром випромінюють, крім нейтронів, протони, дейтрони та  $\alpha$ -частинки. Якщо надлишкової енергії складеного ядра не досить для випромінювання нуклона, то ядро випромінює її  $\gamma$ -квантами; такі випадки називають *радіаційним захопленням*. Прикладом радіаційного випромінювання ядра може бути така реакція:

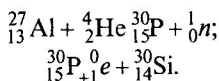


Нарешті, складене ядро подібно до радіоактивного елемента може перейти у стійкий стан завдяки випромінюванню електрона. Як правило, такі складені ядра мають порівняно більший час життя.

Важливою подією у дослідженнях ядерних реакцій було відкриття *штучної радіоактивності* в 1934 р. подружжям фізиків Ірен і Фредерік Жоліо-Кюрі. Досліджуючи дію  $\alpha$ -частинок природного радіоактивного полонію на ядра алюмінію в камері Вільсона з магнітним полем, вони виявили випромінювання нейтронів та позитронів. Це випромінювання, очевидно, утворювалося у процесі такої ядерної реакції:

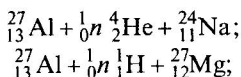


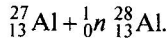
Відкриття полягало в тому, що після видалення з камери джерела  $\alpha$ -частинок випромінювання нейтронів відразу припинялося, а випромінювання позитронів тривало. Алюмінієва фольга залишалася радіоактивною, а інтенсивність випромінювання позитронів з часом зменшувалася за експоненціальним законом, як у природній радіоактивності. Подружжя Жоліо-Кюрі довели, що ядерна реакція (4) відбувається у два етапи з утворенням проміжного радіоактивного нукліду фосфору, а саме:



Період піврозпаду цього штучно одержаного радіоактивного фосфору  $\tau = 2,56$  хв.

Згодом італійський фізик Е. Фермі відкрив штучні радіоактивні ізотопи, які випромінювали електрони. Такими, наприклад, є нукліди натрію, магнію й алюмінію, що утворюються при опромінюванні алюмінію нейтронами, а саме:





Періоди піврозпаду одержуваних радіоактивних нуклідів такі:

${}^{24}\text{Na}$  — 14,9 год;  ${}^{27}\text{Mg}$  — 9,41 хв;  ${}^{28}\text{Al}$  — 2,31 хв.

У 1949 р. англійський фізик Дж. Дж. Томпсон та інші відкрили штучні радіоактивні ізотопи золота і ртуті, які давали  $\alpha$ -випромінювання. Пізніше за допомогою ядерних реакцій було здобуто чимало інших  $\alpha$ -активних штучних нуклідів: самарій-146, європей-147, гадоліній-148, -149, -150 тощо.

Як і було передбачено подружжям Жоліо-Кюрі, радіоактивні ізотопи — це результат ядерних реакцій. З 1934 р. й до наших днів здобуто понад 800 різних радіоактивних ізотопів усіх відомих елементів, від гідрогену до урану, та ізотопів 10 нових, трансуранових елементів, які в таблиці Менделєєва йдуть за ураном.

Здобуття штучних радіоактивних ізотопів є великим досягненням науки. Вони дістали широке застосування у практиці. Оскільки радіоактивний нуклід неважко виявити на фотопластинці або спеціальними лічильниками, радіоактивні ізотопи дають змогу досліджувати перебіг різних фізичних, хімічних і біологічних процесів за методом мічених атомів. Наприклад, у металургії вони допомогли з'ясувати, що сірка, яка потрапляє з домішок руди, знижує якість сталі, а сірка з домішкою коксу не псує її. Додаючи до повітря мічені атоми, вдалося точно визначити тривалість проходження продувного повітря через усю систему доменної печі.

У техніці мічені атоми дали змогу вивчити найвигідніший режим роботи токарних різців, визначити спрацювання їх залежно від швидкості різання та форми різця. При більшому ступені спрацювання різця з доданням мічених радіоактивнішою виявлялася стружка.

В агробіології введення радіоактивних компонентів у склад мінеральних добрив дало змогу простежити їх рух у ґрунті, а після цього і в рослині. В медицині за нагромадженням радіоактивного йоду або фосфору в ракових клітинах виявляють злоякісні пухлини, а також можливі залишки їх після хірургічної операції.

У дефектоскопії металевих виробів замість рентгенівського проміння та складної апаратури для виявлення дефектів використовують  $\gamma$ -проміння радіоактивних ізотопів, які мають більшу проникну здатність, ніж рентгенівське проміння.  $\gamma$ -кванти радіоактивного кобальту-60 дають змогу проводити дефектоскопію металевих деталей до 20...30 см завтовшки. Для цього з одного боку деталі розміщують радіоактивний кобальт, а з іншого — фотоплівку. На проявленій фотоплівці можна виявити внутрішні дефекти виробу. Цей метод також дуже зручний для контролю якості електрозварювання металів.

У медицині використовують апарат ГУТ-400 (гамма-установка терапевтична з радіоактивним кобальтом, еквівалентним 400 г радію), призначений для лікування ракових пухлин.  $\gamma$ -кванти руйнують клітини пухлини сильніше, ніж здорового тіла, оскільки ракові клітини як чужорідні в організмі менш пристосовані до відновлення.

**Приклад 1.** Визначити потенціальний бар'єр ядра урану  ${}_{92}^{238}\text{U}$  для  $\alpha$ -частинки, що використовується при здійсненні ядерної реакції.

**Розв'язання.** Потенціальний бар'єр знайдемо, якщо потенціал поля ядра на межі дії електростатичних кулонівських сил і ядерних сил помножити на заряд  $\alpha$ -частинки:

$$P_{\alpha} = \frac{92e}{4\pi\epsilon_0 r_{\alpha}} \cdot 2e \approx 8,7 \text{ MeV},$$

де  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – елементарний заряд;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – діелектрична стала вакууму;  $r_{\alpha} = 1,25 \cdot 10^{-15} A$  м (тут  $A$  – атомна маса ядра).

**Приклад 2.** Яку найменшу енергію треба витратити, щоб поділити на окремі нуклони ядра літію  ${}^7_3\text{Li}$ ?

Дано:  $m_{\text{Li}} = 7,016$  а.о.м., де 1 а.о.м. =  $1,66 \cdot 10^{-27}$  кг;  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$  кг;  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$  кг.

**Розв'язання.** Для поділу ядра на нуклони необхідно витратити енергію, що дорівнює енергії зв'язку ядра; останню знайдемо за дефектом маси:

$$E_{\text{зв}} = \Delta mc^2, \text{ де } \Delta m = (3m_p + 4m_n) - m_{\text{Li}},$$

або

$$\Delta m = (3 \cdot 1,672 + 4 \cdot 1,675)10^{-27} - 7,016 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} = 0,058 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Тоді

$$E_{\text{зв}} = \Delta mc^2 = 0,058 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 0,52 \cdot 10^{-11} = \\ = 0,52 \cdot 10^{-11} / (1,6 \cdot 10^{-19}) = 0,33 \cdot 10^8 \text{ eV} = 33 \text{ MeV}.$$

## § 76. Реакція поділу важких ядер

У 1939 р. німецькі фізики О. Ган і Ф. Штрассман, опромінюючи нейтронами уран, виявили у продуктах реакції елемент із середньої частини таблиці Менделєєва — барій. При повторенні цих дослідів І. Жоліо-Кюрі та П. Савич знайшли у продуктах реакції лантан. Аналізуючи ці відкриття, німецькі вчені Л. Мейтнер і О. Фріш дійшли висновку, що ядро урану має порівняно незначну стійкість, а після захоплення нейтрона може ділитися на два ядра-уламки приблизно однакового розміру. Оскільки у них відношення числа нейтронів до числа протонів дуже велике, ці уламки мають бути нестійкими та давати ряди  $\beta$ -розпадів.

Пізніші дослідження підтвердили, що ядро урану під дією нейтрона ділиться на дві частинки, відношення мас яких можуть бути

дуже різними; всіх їх близько 80. Однак наймовірнішим є поділ ядер урану на уламки, маси яких відносяться як 2:3.

Помішаючи джерело нейтронів (спресовану суміш  $\alpha$ -активної речовини — радію або полонію з порошкоподібним берилієм) і тонку плівку колодію, на якій є шар оксиду урану, в камеру Вільсона, вдалося сфотографувати реакцію поділу урану. На фотографії виділялися треки двох сильно іонізуючих уламків. Так було започатковано дослідження реакції поділу важких ядер. Такий поділ здійснювався також за допомогою прискорених протонів й  $\alpha$ -частинок високої енергії.

Важливим результатом поділу важких ядер є вивільнення величезної внутріядерної енергії. Річ у тім, що енергія зв'язку важких ядер у розрахунку на нуклон порівняно з енергією зв'язку середніх ядер менша приблизно на 1 МеВ на нуклон. Тому при поділі (наприклад, ядра урану на два ядра середніх елементів таблиці Менделєєва) має вивільнитися енергія близько 200 МеВ. Завдяки цій енергії уламки поділу розлітаються з величезними швидкостями; істотну роль при цьому відіграють кулонівські сили відштовхування позитивно заряджених уламків. Безпосередньо енергія уламків вимірювалася за їх іонізацією та калориметричним методом; її значення відповідали теоретичним розрахункам. Зауважимо, що ця енергія приблизно в мільйон разів більша від енергії, яка виділяється при хімічних реакціях згоряння звичайного палива.

З аналізу реакцій поділу було зроблено нове дуже важливе припущення: при кожному поділі ядра урану можна чекати випромінювання двох-трьох нейтронів. Справді, якщо припустити, що ядро урану-235 при поділі дає уламки з масами 95 та 140 і що в такому самому співвідношенні перебувають їхні атомні номери, то ці уламки мають бути нуклідами:  ${}_{38}^{95}\text{Sr}$  та  ${}_{54}^{140}\text{Xe}$ . Однак стабільні нукліди цих елементів мають масові числа 88 і 136, а тому надлишок нейтронів в уламках може привести, по-перше, до електронної радіоактивності, а по-друге, до виділення нейтронів. Незабаром це припущення було підтверджене (рис. 198).

Досліди показали, що залежно від роду уламків при поділі ядра можуть випромінюватися один, два, три та більше нейтронів; тому середній вихід нейтронів на один поділ не є цілим числом. Наприклад, у поділах під дією сповільнених нейтронів урану-233 середній вихід нейтронів дорівнює 2,55; урану-235 — 2,47; плутонію-239 — 2,91. Було з'ясовано, що ці нейтрони випромінюються уламками, а не складеним ядром; що 99 % нейтронів вивільняються протягом надзвичайно корот-

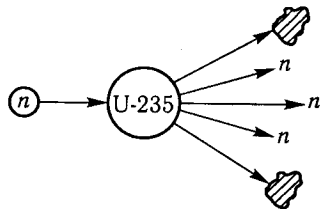


Рис. 198

кого часу (це миттєві нейтрони) і тільки близько 1 % нейтронів — з запізненням від 0,05 с до 1 хв після поділу (це запізнілі нейтрони). Енергія останніх дорівнює 1...2 МеВ.

Теорія поділу ядер була розроблена в 1939 р. Я. І. Френкелем, Н. Бором та Дж. Уілером на основі краплинної моделі ядра. Поділ ядра може відбуватися лише тоді, коли він енергетично доцільний, тобто коли потенціальна енергія частинок поділу менша від енергії початкового ядра. Ці розрахунки можна зробити за формулою Вейцеккера (див. § 74), беручи до уваги насамперед другий і третій її члени. При поділі ядра поверхня частинок і їхня енергія поверхневого натягу збільшуються; навпаки, енергія електростатичного відштовхування завдяки збільшенню відстані між нуклонами зменшується. Поклавши, що ядро ділиться на два однакових уламки, знайдемо, що доцільність поділу ядра виникає за умови

$$\frac{Z^2}{A} > 17. \quad (1)$$

Хоч умова (1) виконується, починаючи зі срібла ( $Z = 47$ ,  $A = 108$ ), насправді такого поділу ядер не спостерігається. Виявляється, що для цього потрібна певна додаткова енергія активації, що існує критичне значення параметра стійкості ядра:

$$\left( \frac{Z^2}{A} \right)_{\text{кр}} \approx 49. \quad (2)$$

Якщо параметр стає вищим від критичного значення, то ядро втрачає стійкість. Ця межа припадає десь на 145...150-й елемент таблиці Менделєєва.

Виявлення факту вивільнення нейтронів у реакціях поділу важких ядер відкривало проблему здійснення *ланцюгової ядерної реакції* та здобуття величезної ядерної енергії для практичних цілей. Вирішення цієї проблеми відбувалося у розпал другої світової війни, щоб використати ядерну енергію у воєнних цілях. У результаті великих зусиль у 1945 р. в США було виготовлено першу атомну бомбу.

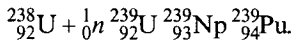
Спинимось на деяких попередніх результатах досліджень, які сприяли здійсненню ланцюгової ядерної реакції. Було з'ясовано, що взаємодія нейтронів з ядрами зводиться не тільки до поділу ядер, а й до радіаційного захоплення нейтронів ядрами і розсіяння нейтронів. Імовірність кожної з цих взаємодій залежить від енергії нейтронів та від того, з яким нуклідом урану взаємодіє нейтрон.

З'ясовано, що у взаємодіях із швидкими нейтронами, енергія яких 1...2 МеВ, імовірність поділу важких ядер і ймовірність радіаційного захоплення нейтронів дуже незначна. Наприклад, для основного нукліду урану-238 (якого у природному урані 99,27 %)

ефективний переріз поділу при енергії нейтронів 1 МеВ дорівнює  $0,015 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ . З цих причин здійснення ланцюгової реакції у природному урані під дією швидких нейтронів малоімовірне.

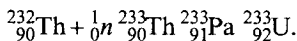
Імовірність поділу та радіаційного захоплення зростає при використанні сповільнених нейтронів з енергією теплових рухів 0,025 еВ. Наприклад, для урану-235 ефективний переріз поділу дорівнює  $59 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ , а ефективний переріз радіаційного захоплення —  $108 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ . Проте такі ефективні взаємодії зі сповільненими нейтронами, які сприяють здійсненню ланцюгової реакції, дають тільки нуклід урану-235, якого у природному урані лише 0,72 %, і штучний нуклід урану-233 та плутоній-239. Основний же нуклід урану-238 під дією сповільнених нейтронів практично не ділиться, у ньому тільки проявляється властивість радіаційного захоплення нейтронів. Ефективний переріз захоплення теплових нейтронів ядрами урану-238 приблизно дорівнює  $3 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ , проте при певній енергії нейтронів в умовах резонансного захоплення він може бути в тисячу разів більшим. Тому уран-238 може дуже перешкоджати розвитку ланцюгової реакції в урані-235 під дією сповільнених нейтронів.

Зауважимо, що радіаційне захоплення нейтронів ураном-238 корисне для здобуття розщеплюваного ядерного матеріалу — плутонію. При захопленні нейтрона ядром урану-238 утворюється радіоактивний нуклід урану-239. Із нього після  $\beta$ -розпаду (період піврозпаду  $\tau = 23 \text{ хв}$ ) здобувають радіоактивний нептуній-239, з якого після  $\beta$ -розпаду (період піврозпаду  $\tau = 2,3 \text{ дня}$ ) — плутоній-239. У символічному запису цей процес перетворення має такий вигляд:



Плутоній теж радіоактивний, він зазнає  $\alpha$ -розпаду і перетворюється на уран-235. Однак період піврозпаду плутонію настільки великий ( $\tau = 24\,400$  років), що практично його можна вважати стабільним.

Розщеплюваний нуклід урану-233, тобто нуклід, здатний давати ланцюгову реакцію поділу, утворюється внаслідок радіаційного захоплення нейтронів ядрами торію за такою схемою:



У 1940 р. російські фізики Г. М. Флеров та К. А. Петржак виявили спонтанний розпад урану без збуджувального потоку нейтронів. Цей процес для ядер урану-235 відбувається із періодом піврозпаду  $\tau = 1,9 \cdot 10^{17}$  років, а для ядер урану-238 — із періодом піврозпаду  $\tau = 3,8 \cdot 10^{10}$  років. Хоча такий розпад урану відбувається дуже по-

вільно (в 1 кг урану за 1 с розпадається до п'яти ядер), все ж його можна використати для самопуску ланцюгової реакції.

Наведені дослідні дані й теоретичні розрахунки свідчать, що ланцюгову ядерну реакцію в урані можна здійснити двома способами: з використання або чистого урану-235, або природного урану, проте із забезпеченням таких умов, за яких коефіцієнт розмноження нейтронів був би не меншим, ніж одиниця. Зауважимо, що під *коефіцієнтом розмноження* розуміють відношення числа нейтронів  $N_i$ , які зумовлюють поділ ядер на одному з етапів реакції, до числа нейтронів  $N_{i-1}$ , що спричиняють поділ на попередньому етапі реакції:

$$k = \frac{N_i}{N_{i-1}}. \quad (3)$$

Перший спосіб здійснення ланцюгової реакції було використано для виготовлення атомної бомби, другий — для побудови ядерних реакторів.

Відокремлення урану-235 від природного урану завдяки їхнім однаковим хімічним властивостям становить значні труднощі. Воно має ґрунтуватися лише на незначній різниці їхніх атомних мас. Серед різних методів поділу ізотопів найефективнішими є метод мас-спектрографа (див. § 68) і метод газової дифузії. Останній ґрунтується на використанні різних швидкостей дифузії нуклідів через пористий бар'єр: легший нуклід дифундує швидше, ніж важчий. Застосовуючи багатокаскадний принцип дифузії, можна дістати майже чистий уран-235. Слід зауважити, що уран — це твердий метал; тому в установках для газової дифузії використовують гексафторид урану, який хоч і перебуває у твердому стані при звичайних температурах, але легко випаровується.

Ланцюгова реакція в чистому урані-235 може розвиватися лише при певній його кількості. При незначній кількості урану нейтрони від розпаду одного ядра можуть вилітати назовні та не влучати в інші ядра. Мінімальну кількість урану-235, при якій може розвиватися ланцюгова реакція, називають *критичною*. За розрахунками німецького фізика-теоретика В. Гейзенберга, для урану-235 вона дорівнює приблизно 9 кг. При перевищенні критичної маси урану-235 або плутонію-239 нейтрони розмножуються настільки швидко, що ланцюгова реакція набирає характеру вибуху. Останній виникає сам по собі завдяки довільному розпаду урану або ж потраплянню у нього нейтронів з космічного проміння. Тому зберігати уран-235 або плутоній-239 можна лише в кількості, меншій від критичної.

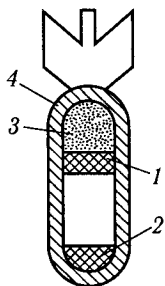


Рис. 199

В атомній бомбі (рис. 199) вибух виникає тоді, коли два шматки 1 і 2 майже чистого урану-235 або

плутонію-239, маси яких менші від критичних, зводяться в один. Для щільного сполучення їх використовується звичайна вибухова речовина 3 (запал). Масивна металева оболонка 4 призначена для відбиття нейтронів, а також для утримання ядерного заряду від розпилення, доки не прореагує значна його кількість.

Ланцюгова реакція відбувається на швидких нейтронах. Вибух атомної бомби супроводиться виділенням величезної кількості енергії, внаслідок чого в зоні вибуху температура підвищується до десятків мільйонів кельвінів, а тиск досягає десятків паскалів. Вибух супроводиться також інтенсивним радіоактивним випромінюванням ядерних уламків. За енергією вибуху одна атомна бомба еквівалентна вибуху 25 тис. т тротилу.

## § 77. Ядерний реактор. Використання ядерної енергії

*Ядерним реактором* називають установку, в якій здійснюється керована за швидкістю перебігу ланцюгова ядерна реакція. Сучасні реактори працюють на природному урані, збагаченому нуклідом  $^{235}\text{U}$  або плутонієм, і сповільнених нейтронах.

Можливість перебігу ланцюгової реакції у природному урані під дією теплових нейтронів впливає з таких даних. Хоч у природному урані кількість нукліду  $^{235}\text{U}$  у 140 разів менша, ніж нукліду  $^{238}\text{U}$ , зате під дією теплових нейтронів ефективний переріз поділу  $^{235}\text{U}$  дорівнює  $59 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ , а переріз захоплення нейтронів  $^{238}\text{U}$  становить  $3 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ , тобто переріз поділу приблизно в 200 разів більший від перерізу захоплення нейтронів. Таким чином, хоча зіткнення теплових нейтронів з ядрами  $^{238}\text{U}$  будуть у 140 разів частішими, ніж з ядрами  $^{235}\text{U}$ , все ж радіаційне захоплення відбуватиметься рідше, ніж поділ ядер.

Істотну роль для здійснення ланцюгової реакції та підтримки коефіцієнта розмноження нейтронів таким, що дорівнює або трохи більший за одиницю, відіграють розміри реактора. Адже нейтрони з моменту утворення до захоплення їх проходять значні відстані — в середньому до кількох метрів. Тому при порівняно малих розмірах реактора вихід нейтронів за його межі може бути настільки значним, що ланцюгова реакція не розвиватиметься. Для кожного реактора існує деякий критичний розмір, починаючи з якого він може працювати.

На розмір і режим роботи реактора сильно впливає вибір сповільнювача нейтронів. Добрими сповільнювачами нейтронів, як відомо з теорії пружного удару, можуть бути частинки з масами, близькими до маси нейтрона. З цього погляду найкращим сповільнювачем



могли б бути водень або звичайна вода. Проте виявилось, що водень сам сильно поглинає нейтрони та перетворюється на важкий водень — дейтерій. Добрими сповільнювачами є дейтерій  $^2\text{H}$  або поєднані з ним важка вода, графіт і берилій.

Розрахунки показують, що для зменшення енергії нейтрона від 2 МеВ до теплової у важкій воді досить 25 зіткнень з атомами гідрогену, а у графіті або берилії — до 100 зіткнень. Реактори, в яких розщеплювану ядерну речовину зосереджено у сповільнювачі у вигляді окремих блоків, називаються *гетерогенними*, а реактори, в яких цю речовину рівномірно розподілено по об'єму сповільнювача, — *гомогенними*. Зразком останніх може бути реактор, активна зона якого складається з важкої води та розчинених в ній солей  $^{235}\text{U}$  або  $^{239}\text{Pu}$ ; теплота від реактора відводиться завдяки циркуляції цього розчину через реактор і теплообмінник.

Перший урано-графітовий реактор було побудовано в 1942 р. в Чиказькому університеті під керівництвом Е. Фермі. Ядерні реактори в США використовувалися для виробництва плутонію, потрібного для атомних бомб.

У 1954 р. колектив відібраних учених та інженерів під керівництвом І. В. Курчатова (1902—1960) та І. Д. Блохінцева (1907—1979) побудував і пустив у роботу першу у світі атомну електростанцію потужністю 5 МВт. Це було визначним досягненням науки і техніки у справі використання ядерної енергії в мирних цілях. При повній потужності станції в її реакторах витрачається за добу 30 г урану-235. Спрощену схему реактора станції зображено на рис. 200.

Реактор є масивною циліндричною спорудою, обмеженою зовні сталеву оболонкою  $L$  та залізобетонним корпусом  $M$ . Внутрішню частину його заповнено графітовими блоками  $K$ , крізь які проходить 152 вертикальних канали для подачі матеріалів у активну зону реактора. Остання займає циліндричний об'єм діаметром 1,5 м і

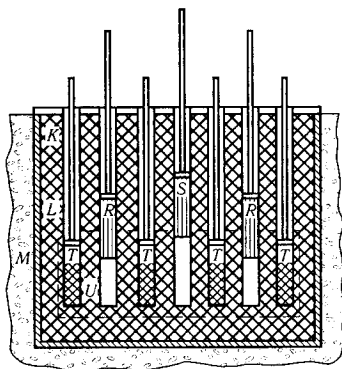


Рис. 200

заввишки 1,7 м (на рисунку обведено штриховою лінією). У 128 каналах розташовано тепловідільні елементи  $T$ , у 22 каналах — регулювальні стрижні  $R$  і у двох — запобіжні стрижні  $S$  на аварійний випадок.

Тепловідільні елементи реактора складаються із графітових стрижнів, до нижніх кінців яких прикріплено сталеві контейнери  $U$  з природним ураном, збагаченим до 5 % ураном-235. Уздовж кожного тепловідільного елемента проходять сталеві тонкостінні трубки, в яких циркулює дистильована

вода; вона відводить теплоту з активної зони реактора до теплообмінника.

Регулювальні  $R$  та аварійні  $S$  стрижні виготовляють із бористої сталі або кадмію, тобто з речовин, які добре поглинають нейтрони. Повне введення їх в активну зону повністю припиняє роботу реактора.

Характер перебігу ядерної ланцюгової реакції залежить від коефіцієнта розмноження  $k$  нейтронів, що спричинюють поділ ядра. В досягненні стабільної ланцюгової реакції вирішальна роль належить запізненим нейтронам (від 0,05 с до 1 хв), які випромінюються під час поділу ядер.

Коли б усі нейтрони виділялися миттєво, то при  $k$  трохи більшому за одиницю ланцюгова реакція розвивалась би так швидко, що регулювати потужність реактора було б неможливо. Проте, оскільки виділяється до 1 % запізнених нейтронів, реактор завжди працює з коефіцієнтом розмноження у межах від 1 до 1,01 і в цьому інтервалі добре регулюється. Запізнілі нейтрони збільшують період ланцюгової реакції на кілька порядків, що дає змогу керувати нею. Робота реактора регулюється автоматично переміщенням стрижнів  $R$ , що поглинають нейтрони.

Відведення теплоти з активної зони реактора до парової турбіни електростанції забезпечується двома замкненими контурами циркуляції води (рис. 201). Трубки 1 усіх тепловидільних елементів реактора, з'єднувальні трубопроводи 2, змійовик 3 та насос 10 утворюють перший контур. У ньому вода циркулює під тиском 10 МПа, при вході в тепловидільні елементи температура води становить 393 К, на виході — 543 К. Теплообмінник 4, в якому вода кипить і дає пару при тиску 1,25 МПа, паропровід 5, турбіна 6, холодильник 8 і насос 9, який подає конденсат у теплообмінник, утворюють другий контур. Турбіна приводить у рух генератор електричного струму 7.

З часу пуску першої атомної електростанції в усіх країнах ядерна енергетика постійно розвивається та нарощує потужності. В 1958 р. було запущено в роботу Сибірську атомну електростанцію потужністю понад 600 МВт. Наступним досягненням ядерної енергетики став пуск у роботу в 1964 р. Білоруської атомної електростанції ім. І. В. Курчатова. На ній використано реактор оригінальної конструкції: в ньому немає корпусу високого тиску, сконструйовано нові тепловидільні

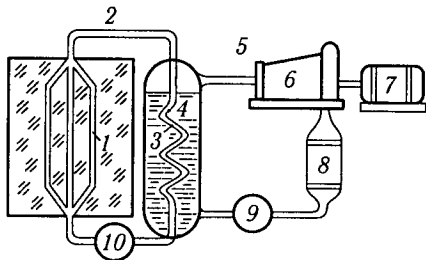


Рис. 201

елементи трубчастого типу і вперше у світі здійснено перегрівання промислової пари безпосередньо в ядерному реакторі. Новий тип реактора водо-водяного типу застосовано на Ново-Воронезькій атомній електростанції потужністю 210 МВт в одному блоці, пущений в роботу у 1964 р. У ньому швидкі нейтрони поділу сповільнюються у воді, яка одночасно є теплоносієм. Активна зона реактора знаходиться у сталевому корпусі, розрахованому на робочий тиск 10 МПа.

Нині в країнах СНД в експлуатації та на різних стадіях будівництва перебуває понад 20 атомних електростанцій загальною проектною потужністю понад 60 ГВт. Близько 6 ГВт мають потужність такі атомні електростанції, як Курська, Смоленська, Запорізька, Ігналінська й ін. В них діють реактори одиничної потужності 1...1,5 ГВт.

Важливого значення набуло використання ядерного реактора в кораблебудуванні. У 1959 р. в колишньому СРСР було спущено на воду перший у світі атомний криголам «Ленін» з потужністю електродвигунів понад 30 МВт (витрата урану — 200 г на добу). Криголам може плавати цілий рік, не заходячи у порт для поповнення палива. З 1979 р. борознить льодяні простори атомний криголам «Сибір». Для роботи реактора не потрібне атмосферне повітря; завдяки цьому реактор на підводному човні забезпечує можливість значну частину його ходового часу перебувати під водою.

Ядерні реактори широко використовуються для виробництва плутонію, здобуття різних радіоактивних ізотопів та проведення науково-дослідних робіт.

Баланс нейтронів в урановому реакторі (рис. 202) показує, що до 30 % усіх нейтронів захоплюється нуклідом  $^{238}\text{U}$ , внаслідок чого з

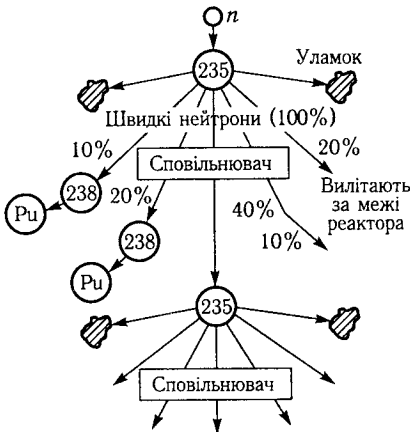


Рис. 202

нього утворюється плутоній. З часом, коли в уранових блоках нагромаджується значна кількість плутонію, їх виймають із реактора і хімічним способом відокремлюють плутоній від урану.

Активна зона уранового реактора є областю щільних потоків нейтронів (у середньому  $5 \cdot 10^{13}$  нейтронів на  $1 \text{ см}^2/\text{с}$ ). Через спеціальні канали в цю область уводять досліджувані об'єкти. Внаслідок опромінювання різних речовин нейтронами можуть виникати радіоактивні

ізотопи та відбуватися інші структурні зміни в тілах. Цінними продуктами є радіоактивні шлаки, що утворюються в уранових котлах після поділу урану і плутонію. Вони використовуються у медицині, сільському господарстві, промисловості.

Важливого значення набувають реактори на швидких нейтронах, в яких у значно більшій кількості, ніж у реакторах на сповільнених нейтронах, здійснюється виробництво плутонію з  $^{238}\text{U}$ , а також розщеплення урану-233 з торію. Застосування реакторів на швидких нейтронах завдяки участі урану-238 в реакціях поділу є способом більш раціонального використання дуже обмежених запасів природного урану. У плані розвитку ядерної енергетики в нашій країні вирішальна роль належить реакторам на швидких нейтронах.

Активна зона реактора на швидких нейтронах складається із речовин, дуже збагачених нуклідами  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  або Pu. Її виготовляють у вигляді суцільної та порожнистої кулі або циліндра, які обкладають з одного або з двох боків пластинками з природного урану чи торію. Для відведення теплоти у першому контурі використовуються розплавлені легкоплавкі метали — натрій, свинець та інші (воду як добрий сповільнювач нейтронів не можна використовувати для цієї мети). Роботу реактора регулюють за допомогою стрижнів з урану-238 (кадмій і бориста сталь, які інтенсивно поглинають сповільнені нейтрони, для цього реактора непридатні).

Тепловидільні елементи реактора виготовляють у вигляді труб з нержавіючої сталі, заповнених брикетами спеченого діоксиду ядерного палива. Для відведення теплоти використовують рідкий натрій.

## § 78. Термоядерні реакції

*Термоядерні реакції* — це реакції синтезу ядер, що відбуваються лише при високій температурі. Для злиття двох ядер їх треба зблизити на відстань ядерних взаємодій —  $2 \cdot 10^{-15}$  м. Для цього потрібно виконати роботу проти сил електростатичного відштовхування ядер:

$$A = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{\text{я}}}, \quad (1)$$

де  $Z_1, Z_2$  — порядкові номери елементів;  $r_{\text{я}} = 2 \cdot 10^{-15}$  м — радіус дії ядерних сил.

Навіть для найлегших ядер з  $Z_1 = Z_2 = 1$ , якими є ядра нуклідів гідрогену  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$  та  $^3\text{H}$ , робота

$$A = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 2 \cdot 10^{-15}} = 1,15 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 0,72 \text{ МеВ.}$$

Для виконання цієї роботи кожна з двох частинок повинна мати кінетичну енергію

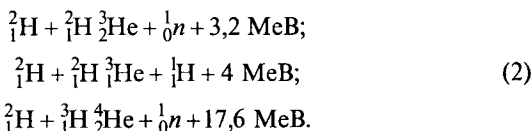
$$\frac{3}{2}kT = \frac{1}{2} \cdot 1,15 \cdot 10^{-13} \text{ Дж},$$

звідки випливає, що злиття ядер можливе при температурі речовини

$$T \approx 2 \cdot 10^9 \text{ К}.$$

Насправді реакції синтезу легких ядер відбуваються з помітною інтенсивністю при значно нижчих температурах, порядку  $10^7$  К. Причина цього — наявність у тепловому русі частинок зі швидкостями, значно вищими від середніх; крім того, істотну роль відіграє тунельний ефект. Згідно з квантовою механікою існує певна ймовірність того, що частинка проникне крізь потенціальний бар'єр з енергією, меншою від нього, проходячи наче через тунель у бар'єрі.

Найсприятливіші умови створюються для реакцій синтезу ядер ізотопів водню; вони можуть давати такі три типи реакцій:

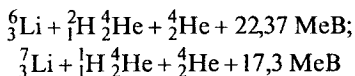


З найбільшою ймовірністю відбувається реакція синтезу дейтерію і тритію, яка має резонансний характер, тобто відповідає умовам, коли енергія складеного ядра, що утворюється при захопленні бомбардуючої частинки, точно відповідає енергії одного зі збуджених станів цього ядра. При тій самій температурі синтез дейтерію та тритію відбувається в 100 разів швидше, ніж дві перші реакції (2).

Оскільки енергія зв'язку нуклонів у легких ядрах значно менша, ніж у середніх ядрах, у реакціях синтезу легких ядер виділяється значна енергія. Розрахунки показують, що внаслідок повної реакції синтезу ядер 1 кг суміші дейтерію і тритію виділяється енергія  $E = 72 \cdot 10^{13}$  Дж, яка у вісім разів більша від енергії поділу 1 кг урану-235.

Першу реакцію синтезу дейтерію та тритію було здійснено в колишньому СРСР у 1953 р. у вигляді вибуху потужної водневої бомби. Високої температури, необхідної для реакції синтезу, було досягнуто завдяки вибуху уранової бомби; далі зростання температури зумовлювалося перебігом реакції синтезу.

Крім реакцій синтезу водню в гелій, з великою ймовірністю відбувається синтез літію з воднем:



та ін. Тому можна побудувати також воднево-літєву бомбу за схемою, показаною на рис. 203, де 1 — урановий заряд; 2 — літій; 3 — сталь; 4 — дейтерій + тритій. Вибух такої бомби еквівалентний вибуху кількох мільйонів тонн звичайної вибухової речовини.

Вивільнення величезної енергії в реакціях синтезу легких ядер висунуло на перший план проблему здійснення керованих термоядерних реакцій. Вирішення цієї проблеми дало б змогу використати як ядерне паливо величезні запаси водню на Землі. Зауважимо, що хоча найлегшим є повний синтез однакової кількості дейтерію і тритію, все ж у майбутньому головне значення матимуть реакції синтезу чистого дейтерію. Тритію у природі дуже мало, тоді як природні запаси дейтерію практично необмежені. Кількість дейтерію у водах океанів оцінюється в  $10^{17}$  кг; 1 л звичайної води за енергією еквівалентний приблизно 400 л нафти. Прості розрахунки показують, що дейтерію як ядерного палива вистачить на Землі на сотні мільйонів років при бурхливому розвитку енергетики, тоді як запаси інших джерел енергії, в тому числі ядерних розщеплюваних речовин, обмежені.

Здійснення керованих термоядерних реакцій пов'язане зі значними труднощами: треба забезпечити розігрівання дейтерію в обмеженому об'ємі до температури понад  $10^8$  К (при такій температурі всі речовини перетворюються на плазму). Ще важче забезпечити ізоляцію плазми від стінок посудини, в якій вона міститься. Адже дотик плазми до стінок посудини зумовив би бурхливе випаровування її, а сама плазма раптово охолоджувалася б, що припинило б термоядерну реакцію.

Для утворення високотемпературної плазми практикуються потужні імпульсні електричні розряди в газах. У цих розрядах максимальна сила струму досягає 2 МА. Імпульси такого струму дістають від заряджених потужних батарей конденсаторів. Імпульсні електричні розряди проводяться в дейтерієво-тритієвій суміші та інших газах. У момент розряду температура плазми досягає кількох десятків мільйонів кельвінів. У таких розрядах ученим удалося виявити потужне нейтронне випромінювання як свідчення перебігу в плазмі реакцій синтезу.

Термоізоляція газу забезпечується сумарною дією магнітного поля, створеного струмом розряду, і поздовжнього магнітного поля від обмотки, намотаної на розрядну трубу. Як відомо, заряджені частинки не можуть вільно рухатися уперек магнітних силових ліній.

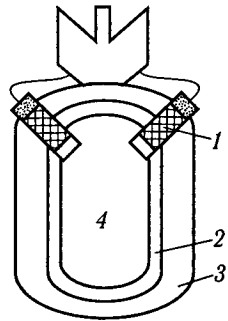


Рис. 203

Непростою справою є вимірювання температур у мільйони кельвінів. Температуру можна було б виміряти за розширенням спектральних ліній. Проте при вказаних температурах водень повністю іонізується, а у спектрі випромінювання його ліній немає. З цією метою використовують малі домішки інших газів, таких як азот, оскільки важкі атоми повністю не іонізуються та зберігають спектральні лінії у випромінюванні при таких температурах.

Якою є найдоцільніша розрядна система?

У прямолінійних системах надійно здійснюється термоізоляція плазми від бічних стінок, однак ускладнюється ізоляція від електродів, на яких вона охолоджується. Щоб позбутися цього недоліку, почали використовувати тороїдні камери і розігрівати плазму індукційними високочастотними полями. Першими тороїдними установками на території країн СНД були установка «Альфа», в Англії — установка «Зета». Проте виявилось, що в тороїдних камерах умови для термоізоляції плазми від стінок гірші, ніж у лінійних. Тут виникає сильне внутрішнє магнітне поле  $B_{\text{вн}} > B_{\text{зовн}}$ , яке зміщує плазму до стінки. У зв'язку з цим з'являється тороїдний дрейф і частинки плазми потрапляють на стінку. Щоб усунути цей недолік, застосовують тороїдну камеру у вигляді вісімки. В ній тороїдний дрейф в одній та іншій частинах камери має протилежні напрями. Якщо частинки плазми не вийдуть до стінки у першій половині камери, то вони залишаються в середині камери та в її другій половині. Такі системи називаються *стелараторами*.

Було виявлено, що на ізоляцію плазми від стінок установки і на збільшення її концентрації сприятливо впливає *пінч-ефект*. Сутність його полягає в тому, що коли заряджені частинки плазми створюють струм в одному напрямі, внаслідок взаємодії їх власних полів частинки плазми збираються у вузький плазмований шнур. Однак цей шнур виявився нестійким і виходив з-під контролю. У 1960 р. вчені-фізики дійшли висновку, що для утворення стійких плазмових потоків треба перейти на магнітні системи, в яких поле зростає в усіх напрямках.

У 1962 р. на установці ПР-5 такого типу в Інституті атомної енергії ім. І. В. Курчатова вдалося здобути плазму з температурою  $4 \cdot 10^7$  К і густиною  $10^{10}$  частинок/см<sup>3</sup>; плазма утримувалася соті частки секунди. Ці експериментальні результати були на той час найкращими, особливо за тривалістю існування гарячої плазми. Згодом в Інституті ядерної фізики Сибірського відділення АН Росії під керівництвом Г. І. Будкера (1918—1977) та Українському фізико-технічному інституті на стелараторі «Ураган» дейтерієва плазма була нагріта до температури понад  $10^8$  К.

Фундаментальні дослідження у справі термоядерного синтезу, проведені в лабораторіях під керівництвом Л. А. Арцимовича

(1909—1973) і М. О. Лентовича (1903—1981) на установках типу «Токамак» (тороїдних камерах з магнітним утриманням плазми), дали змогу здобути плазму з температурою  $7 \cdot 10^6$  К, густиною  $4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> та тривалістю існування 0,05 с.

Зауважимо, що за розрахунками для роботи термоядерного реактора потрібна плазма з температурою  $10^8$  К, густиною  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> і тривалістю існування 10 с.

У країнах СНД роботи з керованого термоядерного синтезу проводяться в кількох наукових інститутах. У них випробовуються властивості плазми у відкритих магнітних пастках, тороїдних системах з сильними магнітними полями, височастотних електромагнітних полях великої напруженості, вишукуються способи розігрівання плазми (ударний, турбулентний, циклотронний та ін.).

Останнім часом в експерименті випробовуються нові перспективні напрями термоядерного синтезу — лазерний термоядерний синтез (ЛТС) і електронний, що ґрунтується на використанні релятивістських електронних пучків (РЕП).

Сутність ЛТС, запропонованого М. Г. Басовим, така. Кулька радіусом близько 1 мм, до складу якої входить дейтерій, опромінюється з усіх боків лазерним імпульсом. Поглинання лазерного випромінювання в тонкому поверхневому шарі мішені веде до її раптового нагрівання та випаровування. Вилітання частинок високих швидкостей згідно із законом збереження імпульсу зумовлює появу величезного поверхневого тиску, збільшення густини та температури в центральній частині кульки. Якщо її густина та температура досягають критичних значень, то виникає термоядерний синтез, а температура кульки ще більше підвищується.

Перші такі результати спостерігалися ще в 1969 р.

Метод здійснення керованого термоядерного синтезу з використанням РЕП запропонував Є. К. Завойський (1907—1976). Як показують розрахунки, для цього потрібні пучки з силою струму близько 10 МА і густиною потужності близько  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Якщо РЕП поглинатиметься у шарі важкого металу 5...10 мкм завтовшки, то сумарне енерговиділення пучка приблизно в 4 кДж у фокусі зумовить передачу енергії в 1 кеВ на кожний атом речовини. Цього досить, щоб працював електронний термоядерний реактор.

Указане порогове значення густини потужності РЕП вдалося досягти в Інституті атомної енергії ім. І. В. Курчатова на установках «Тритон» та «Ангара-1» ще в 1974 р. Для нагромадження енергії в них використовуються потужні циліндричні конденсатори, діелектриками в яких є деіонізована вода. Потрібні РЕП можна також дістати за допомогою електронних прискорювачів.



У Науково-дослідному інституті електрофізичної апаратури ім. Д. В. Єфремова розробляється проект установки «Ангара-5» із сумарною енергією 5 МДж у пучку електронів: її досить для термоядерного мікрровибуху з енерговиділенням до 100 МДж.

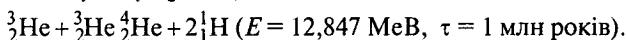
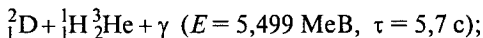
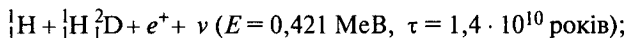
Високий рівень сучасної науки і техніки, інтерес до описуваної проблеми видатних учених всього світу дають підстави вірити про рокуванню видатного фізика І. В. Курчатова про те, що перша половина ХХІ ст. буде часом термоядерної енергії.

Сучасна наука доводить, що термоядерні реакції дуже поширені у Всесвіті та є основними джерелами енергії Сонця і зірок. Ці тіла на 50 % складаються з водню, а температура в їхніх надрах оцінюється десятками мільйонів кельвінів (для Сонця —  $13 \cdot 10^6$  К).

Розрахунки показують, що Сонце щосекунди випромінює  $3,8 \cdot 10^{26}$  Дж енергії, а це відповідає зменшенню його маси на  $4,3 \cdot 10^6$  т/с (при загальній масі  $2 \cdot 10^{27}$  т). Однак швидкість виділення енергії Сонця, визначена на одиницю його маси, надто мала —  $1,9 \cdot 10^{-4}$  Дж/(кг · с), що в 100 разів менше від швидкості виділення енергії в живому організмі. Це вказує на те, що термоядерні процеси в надрах Сонця відбуваються досить стабільно і є майже рівноважними.

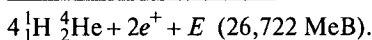
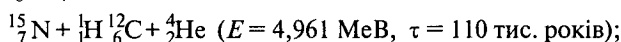
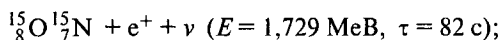
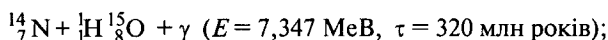
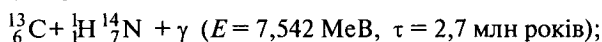
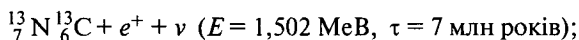
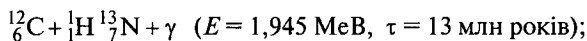
У 1938 р. американський фізик-теоретик Х. А. Бете, а потім й інші вчені теоретично обґрунтували можливість перебігу в надрах Сонця двох термоядерних циклів: протонно-протонного (p—p) та вуглецево-азотного (C—N).

*Протонно-протонний* цикл складається із таких реакцій (в дужках зазначено енергетичний ефект  $E$  реакції і середню її тривалість  $\tau$ ):



Після виконання циклу з чотирьох протонів утворюються ядро гелію та два позитрони; енергетичний ефект циклу  $E = 26,721$  MeV.

*Вуглецево-азотний* цикл включає шість реакцій:



Результати другого циклу такі самі, як і першого, проте в (C—N)-циклі роль своєрідних каталізаторів відіграють ядра вуглецю  $^{12}_3\text{C}$ ; кількість їх до та після циклу залишається незмінною. Внаслідок перебігу того або іншого циклу на Сонці завдяки водню утворюється гелій. За астрофізичними даними на Сонці є достатня кількість водню, якого як матеріалу для термоядерних реакцій вистачить на багато мільярдів років. Після цього настануть гравітаційний стиск Сонця і підвищення температури його надр, що може створити умови для перебігу реакції синтезу гелію у більш важкі ядра.

## § 79. Сучасні уявлення про елементарні частинки

Під *елементарними частинками* нині розуміють такі мікрочастинки, про внутрішню структуру яких як об'єднання інших частинок жодних вірогідних даних не існує. Елементарна частинка проявляє себе як одне ціле, хоча має здатність до перетворень та взаємодій з іншими частинками. Перебіг перетворень значною мірою залежить від енергоресурсу частинок реакції. Індивідуальність елементарної частинки зумовлюється тим, що енергія взаємодії її з іншими матеріальними об'єктами значно менша від її власної релятивістської енергії.

Першою елементарною частинкою, яку відкрив Дж. Дж. Томсон у 1897 р., був електрон. У 1919 р. Е. Резерфорд виявив частинку, що входить до складу ядер атомів, — протон. У 1932 р. Дж. Чедвік зареєстрував другу складову частинку ядра — нейтрон. У 1905 р. А. Ейнштейн увів у науковий обіг поняття про складову частинку світла — фотон. У 1956 р. вже було відомо 30 елементарних частинок; нині їх налічується понад 350.

Елементарні частинки виступають у двох видах — частинок й античастинок: одні з них відрізняються знаком електричного заряду (наприклад, електрон і позитрон); інші, електрично-нейтральні, — протилежною орієнтацією механічних та магнітних моментів (наприклад, нейтрон й антинейтрон). Є й такі частинки, які тотожні своїм античастинкам (наприклад, фотони,  $\pi^0$ - та  $K^0$ -мезони); такі частинки називають *справжньонейтральними*.

Характерною властивістю частинок й античастинок є їх здатність утворюватися та анігілювати парами. Анігіляція пари частинок зводиться до перетворення їх на інші частинки або кванти поля з виділенням відповідної енергії. Наприклад, позитрон й електрон, стикаючись, перетворюються на два або більше фотонів за схемою  $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$ ; при взаємодії  $\gamma$ -кванта з важкими ядрами атомів може народжуватися пара таких самих частинок. Зауважимо, що виняток становлять згадані вище справжньонейтральні частинки, які не здатні до анігіляції.

В усіх перетвореннях елементарних частинок виконуються закони збереження маси й енергії, імпульсу, моменту імпульсу, електричного заряду тощо.

У найближчому навколишньому світі існує переважна концентрація звичних для нас стабільних частинок — електронів, протонів і нейтронів. У вакуумі можуть бути стабільними також античастинки — позитрони, антипротони й антинейтрони. Тому поділ на частинки та античастинки — умовний. Сучасна наука допускає можливість існування у галактичних системах антиречовин, що складаються з антиатомів; останні є сполученням з антипротонів, антинейтронів і позитронів.

## § 80. Характеристика елементарних частинок

Основними характеристиками всіх елементарних частинок є маса  $m$ , тривалість існування  $\tau$ , спіні  $p_s$ , електричний заряд  $q$ .

Усі елементарні частинки мають дуже малі маси та розміри. У більшості з них маса близька до маси протона, в інших — вона значно менша.

Розміри протона, нейтрона,  $\pi$ -мезона і подібних до них частинок близько  $10^{-15}$  м, електронів та мюонів — ще менші.

За часом життя  $\tau$  елементарні частинки поділяються на стабільні, квазістабільні й нестабільні (резонанси). До *стабільних* належать електрон ( $\tau \approx 5 \cdot 10^{21}$  років), протон ( $\tau > 10^{31}$  років), фотон і нейтрино; *квазістабільними* називають частинки, що розпадаються внаслідок електромагнітних і слабких взаємодій, їхня тривалість існування — близько  $10^{-20}$  с; частинки, які називають *резонансами*, розпадаються внаслідок сильних взаємодій, їхня тривалість існування —  $10^{-22} \dots 10^{-24}$  с.

Спіні елементарних частинок визначають цілим або напівцілим кратним сталої Планка  $\hbar$ . Спіні  $\pi$ - та  $K$ -мезонів дорівнюють нулю; спіні електрона, протона і нейтрона  $p_s = \frac{1}{2} \hbar$ , фотона  $p_s = \hbar$  і т. д.

Електричні заряди елементарних частинок — цілі, кратні елементарному заряду  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл; вони можуть дорівнювати  $0, \pm e, \pm 2e$ .

Елементарним частинкам притаманні корпускулярно-хвильові властивості, їхня поведінка описується квантовою механікою; вони додатково наділяються низкою квантових величин, що регламентують процеси їх перетворень та взаємодій. Наприклад, запроєктований на основі згаданих вище законів збереження процес перетворення протона

$$p \rightarrow e^+ + \nu + \tilde{\nu}, \quad (1)$$

якби він був можливим, привів би до анігіляції атомів речовини. Якщо нуклонам і важчим частинкам — гіперонам (разом — баріонам) приписати баріонний заряд  $B = +1$ , антибаріонам — баріонний заряд  $B = -1$ , а решті частинок — баріонний заряд  $B = 0$ , то процес (1) буде порушенням закону збереження баріонного заряду; останній закон зумовлює стабільність найлегшого з баріонів — протона.

Аналогічно для регламентування процесів з участю електронів і споріднених частинок (лептонів й антилептонів) вводиться лептонний заряд — число  $L$ : для лептонів  $L = +1$ , для антилептонів  $L = -1$ , для решти частинок  $L = 0$ . За цих умов у всіх процесах потрібно керуватися законом збереження лептонного заряду: *алгебрична сума лептонних зарядів частинок до перетворення дорівнює алгебричній сумі лептонних зарядів частинок, які виникли внаслідок перетворення*. За цим законом, наприклад, легко визначити, що в розпад має бути введене антинейтрино:



Серед різних елементарних частинок, які беруть участь у сильних взаємодіях — їх умовились називати *адронами*, можна виділити групи таких подібних частинок, що мають приблизно однакові маси й однакові квантові характеристики, але різняться електричними зарядами. Одну з таких груп утворюють нуклони (протон з нейтроном), другу — піони ( $\pi^{+}$ ,  $\pi^{0}$ ,  $\pi^{-}$ ), третю — сигма-гіперони ( $\Sigma^{+}$ ,  $\Sigma^{0}$ ,  $\Sigma^{-}$ ) та ін. Поряд із цим зарядова незалежність у сильних взаємодіях дає підставу дійти висновку, що в кожній із згаданих зарядових груп ідеться про одну й ту саму частинку, але в різних її станах.

Зарядові групи частинок наділяють певними числами ізоотопічного спіну, а розрізняють між собою у групах проєкціями ізоотопічного спіну  $I$  на певний напрям  $z$  в уявному просторі спінів; зокрема, для протона  $I_z = \pm \frac{1}{2}$ , для нейтрона  $I_z = -\frac{1}{2}$  тощо. Ці відмінності між частинками пояснюються впливами додаткових взаємодій, наприклад електромагнітної природи.

Кількість частинок у зарядовому мультиплеті визначається виразом  $(2I + 1)$ , де  $I$  — значення проєкції спіну позитивно зарядженої частинки.

Квантові числа елементарних частинок поділяються на точні — ті, що зберігаються в усіх процесах, і неточні, які при зміні процесу та типу взаємодії частинок змінюються. Вище наведено квантові числа частинок, які на рівні сучасного їх пізнання належать до точних.

З'ясовано, що більшість квантових чисел адронів неточні. Такі числа, як ізоотопічний спін, дивність, зачарованість зберігаються у сильних й електромагнітних взаємодіях, але не зберігаються у слабких взаємодіях; причини таких змін до кінця не з'ясовано.

У табл. 4 наведено найбільш вивчені елементарні частинки та їхні квантові числа.

Таблиця 4

Назва частинки й античастинки	Сим-вол	Маса спокою	Спін $\hbar$	Електричний заряд	Лептонний заряд	Баріонний заряд	Тривалість існування (середня), с
Фотон	$\gamma$	0	1	0	0	0	Стабільна
<i>Лептони</i>							
Нейтрино:							
електронні	$\begin{cases} \nu_e \\ \bar{\nu}_e \end{cases}$	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	$\begin{cases} 1/2 \\ 1/2 \end{cases}$	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	$\begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases}$	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	$\begin{cases} \text{Те саме} \\ - \ll - \end{cases}$
мюонні	$\begin{cases} \nu_\mu \\ \bar{\nu}_\mu \end{cases}$	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	$\begin{cases} 1/2 \\ 1/2 \end{cases}$	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	$\begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases}$	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	$\begin{cases} - \ll - \\ - \ll - \end{cases}$
Електрони:							
електрон	$-1e^0$	1	1/2	-1	+1	0	- « -
позитрон	$+1e^0$	1	1/2	+1	-1	0	- « -
Мюони:							
$\mu^+$ -мезон	$\mu^+$	105,6	1/2	+1	+1	0	$2,2 \cdot 10^{-6}$
$\mu^-$ -мезон	$\mu^-$	105,6	1/2	-1	-1	0	
<i>Мезони</i>							
Піони:							
$\pi^+$ -мезон	$\pi^+$	139,6	0	+1	0	0	
$\pi^-$ -мезон	$\pi^-$	139,6	0	-1	0	0	$2,5 \cdot 10^{-8}$
$\pi^0$ -мезон	$\pi^0$	135	0	0	0	0	$1,8 \cdot 10^{-10}$
Каони:							
$K^+$ -мезон	$K^+$	494	0	+1	0	0	
$K^-$ -мезон	$K^-$	494	0	-1	0	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$
$K^0$ -мезон	$K^0$	498	0	0	0	0	$10^{-10}$
анти- $K^0$ -мезон	$\bar{K}^0$	498	0	0	0	0	$5 \cdot 10^{-8}$
<i>Баріони</i>							
Нуклони:							
протон	$p$	938,28	1/2	+1	0	+1	
антипротон	$\bar{p}$	938,28	1/2	-1	0	-1	Стабільна
нейтрон	$n$	939,57	1/2	0	0	+1	1000
антинейтрон	$\bar{n}$	939,57	1/2	0	0	-1	$\beta_{\pm}$ -активна
Гіперони:							
лямбда	$\lambda^0, \bar{\lambda}^0$	1115	1/2	0 0	0 0	+1 -1	$2,6 \cdot 10^{-10}$
сигма-плюс	$\Sigma^+$	1190	1/2	+1 -1	0 0	+1 -1	$10^{-10}$
сигма-мінус	$\Sigma^-$	1197	1/2	-1 +1	0 0	+1 -1	$1,4 \cdot 10^{-10}$
сигма-нуль	$\Sigma^0$	1192	1/2	0 0	0 0	+1 -1	$6 \cdot 10^{-20}$
ксі-нуль	$\Xi^0$	1314	1/2	0 0	0 0	+1 -1	$3 \cdot 10^{-10}$
ксі-мінус	$\Xi^-$	1320	1/2	-1 +1	0 0	+1 -1	$1,66 \cdot 10^{-10}$

## § 81. Типи взаємодій

Для опису поведінки елементарних частинок слід урахувати тип взаємодії. Відомо такі чотири типи взаємодій між елементарними частинками: *сильні (ядерні), електромагнітні, слабкі та гравітаційні*.

Інтенсивність тієї чи іншої взаємодії характеризують певним безрозмірним параметром  $\alpha$ , який називають *константою взаємодії*.

Щоб зрозуміти фізичну сутність константи взаємодії, розглянемо для прикладу взаємодію двох електронів, виражену в системі одиниць, які використовують у квантовій електродинаміці. В ній одиницею маси є маса електрона  $m_e$ , одиницею довжини — комптонівська довжина хвилі електрона  $\chi = \frac{\hbar}{m_e c}$ , одиницею енергії — енер-

гія спокою електрона  $m_e c^2$ . Щоб визначити в цій системі константу взаємодії двох електронів на відстані  $\hbar/(m_e c)$  один від одного, очевидно, треба вираз енергії в СІ  $e^2/(2\varepsilon_0 \hbar / m_e c)$  поділити на  $m_e c^2$ . Тоді

$$\alpha = \frac{e^2 / (2\varepsilon_0 \hbar / m_e c)}{m_e c^2} = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 \hbar c}; \quad \alpha \approx \frac{1}{137}. \quad (1)$$

Безрозмірна константа  $\alpha$  характеризує інтенсивність взаємодії двох електронів, тобто визначає інтенсивність зв'язку електрона з електромагнітним полем, через яке реалізується його взаємодія з іншим електроном.

Як видно, до виразу (1) маса електрона не входить; отже, константа взаємодії з електромагнітним полем зберігає зміст для будь-якої елементарної частинки, що має заряд  $e$ .

Константа взаємодії входить у розрахунки розщеплення енергетичних рівнів атома водню, зумовлене спіном електрона; її називають *сталюю тонкою структурою*.

Порівняння констант взаємодій свідчить про відносну інтенсивність названих типів взаємодій частинок; охарактеризуємо кожну з них окремо.

*Сильні взаємодії* проявляються між адронами — мезонами, нуклонами, гіперонами. Прикладом їх можуть бути вже розглянуті ядерні взаємодії нуклонів, що забезпечуються  $\pi$ -мезонами. Порівняльна константа взаємодії дорівнює 1; радіус їхньої дії має порядок розміру ядра, тобто  $10^{-15}$  м; характерний час життя частинок, що розпадаються внаслідок взаємодії (тривалість руху піона на відстані  $r \approx 10^{-15}$  м при максимальній швидкості  $3 \cdot 10^8$  м/с),  $\sim 10^{-23}$  с.

У земному середовищі при помірних температурах сильні взаємодії особливих процесів не спричиняють, вони лише забезпечують стійкі зв'язки нуклонів у ядрах атомів. Енергія зв'язку на один нуклон  $\sim 8$  МеВ. Однак при зіткненнях ядер і нуклонів високої енергії

сильні взаємодії зумовлюють різноманітні ядерні реакції, серед яких з практичного погляду особливої уваги заслуговують реакції термо-ядерного синтезу — об'єднання чотирьох нуклонів у ядро гелію.

При зіткненнях нуклонів з енергією в кілька сотень мегаелектровольтів сильні взаємодії зумовлюють народження  $\pi$ -мезонів, а при ще більшій енергії — утворення масивніших частинок — мезонних та баріонних резонансів.

*Електромагнітні взаємодії* забезпечують зв'язки між зарядженими частинками; вони реалізуються за допомогою електромагнітного поля. Теорією електромагнітної взаємодії є квантова електродинаміка, згідно з якою заряджені частинки взаємодіють за допомогою віртуальних фотонів, якими обмінюються частинки (імпульс фотона  $p = hv/c$ ).

Константа, що визначає інтенсивність електромагнітної взаємодії,  $\alpha \approx 1/137$ ; радіус взаємодії необмежений; характерна для неї тривалість  $10^{-16} \dots 10^{-20}$  с (оцінюється за співвідношенням невизначеностей Гейзенберга  $\Delta E \Delta t = h$ , де  $\Delta E = hv$  — енергія фотона обміну).

Електромагнітні взаємодії забезпечують зв'язки позитивно заряджених ядер з негативно зарядженими електронами в атомах і молекулах речовини; вони зумовлюють сили пружних деформацій, сили тертя та багато інших процесів, а також виникнення зарядових мультиплетів серед адронів, зокрема тих, що різняться своїми масами.

*Слабкі взаємодії* відповідальні за всі  $\beta$ -розпади ядер, розпади багатьох елементарних частинок, за всі процеси взаємодії нейтрино з речовиною.

Порівняльна константа слабких взаємодій дорівнює  $10^{-14}$ ; радіус дії надто малий —  $2 \cdot 10^{-18}$  м, тобто значно менший від радіуса дії сильних взаємодій. Остання властивість слабких взаємодій зумовлює надзвичайну проникну здатність нейтрино, а тому і значна характерна тривалість процесу, спричиненого слабкою взаємодією (близько  $10^{-10}$  с); у світі елементарних частинок ці процеси належать до дуже повільних.

Поряд із характеристикою слабких взаємодій треба відзначити дуже важливу роль їх у природі. Без них був би неможливий процес перетворення протон + нейтрон + позитрон + нейтрино, внаслідок якого чотири протони об'єднуються в ядро атома гелію. Цей процес служить джерелом енергії Сонця і більшості зірок.

*Гравітаційні взаємодії* з усіх інших типів фундаментальних взаємодій найслабкіші. Порівняльну константу такої взаємодії знаходять за формулою

$$\alpha = \frac{GM^2}{\hbar c},$$

де  $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$  — гравітаційна стала;  $M$  — маса нуклона. За підрахунками  $\alpha = 2 \cdot 10^{-39}$ .



Таблиця 5

Взаємодія	Константа взаємодії	Радіус взаємодії, м	Характерна тривалість взаємодії
Сильна	1	$10^{-15}$	$10^{-23}$ с
Електромагнітна	1/137	Необмежений	$10^{-21}$ с
Слабка	$10^{-14}$	$10^{-18}$	$10^{-9}$ с
Гравітаційна	$10^{-39}$	Необмежений	$10^8$ років

Гравітаційні взаємодії зі збільшенням відстані повільно зменшуються, тому радіус їхньої дії необмежений. Характерна тривалість взаємодії  $\sim 10^8$  років. Чим слабкіші ці взаємодії, тим довший час, потрібний для здійснення зумовленої ними реакції. У фізиці мікрочастинок гравітаційними силами нехтують, хоча цієї взаємодії зазнають усі частинки.

Особливість гравітаційних сил у тому, що вони є тільки силами притягання, від яких не можна екрануватися. Із цих причин гравітаційні взаємодії стають домінуючими у світі астрономічних макротіл.

За сучасними поглядами гравітаційні взаємодії реалізуються за допомогою гравітаційного поля, зокрема обміном *гравітонами* — квантами поля. Останніх, очевидно, через малість їхнього імпульсу ще експериментально не виявлено.

У табл. 5 наведено характеристики різних типів взаємодій між елементарними частинками.

Вірогідно, що розглянуті типи взаємодій не вичерпують усіх взаємодій, які відбуваються у природі.

## § 82. Класифікація елементарних частинок

Елементарні частинки за масою поділяють на чотири класи: фотони, лептони, мезони, баріони (див. табл. 4). Наведемо їхні короткі характеристики.

**Фотони.** Частинки цього класу є квантами електромагнітного поля. При поширенні проявляють хвильові властивості, а при взаємодії з речовиною — корпускулярні. Маса спокою фотона дорівнює нулю, спін — одиниці. Фотони підлягають квантовій статистиці Бозе — Ейнштейна (бозони). Це дійсно нейтральні частинки, оскільки збігаються зі своїми античастинками. Фотон достатньої енергії при взаємодії з важким ядром атома може перетворюватися на пару частинок електрон-позитрон; можливий також зворотний процес перетворення.

**Лептони.** Легкі частинки, до складу яких входять електрони, позитрони, мюони, нейтрино й антинейтрино електронного та

мюонного походжень. Лептони утворюються завжди парами. Наприклад, пара електрон і позитрон утворюється при анігіляції  $\gamma$ -кванта; при розпаді  $\pi^+$ -мезона створюється пара  $\mu^+$ -мезон та  $\nu_{\mu}$ -мезонне нейтрино. Перетворення частинок підлягає закону збереження лептонного заряду.

Лептоном притаманний напівцілий спіні  $s = 1/2$ , тому на них поширюється принцип Паулі; вони підлягають квантовій статистиці Фермі — Дірака (ферміони).

Усі лептони беруть участь у слабких взаємодіях, а заряджені лептони — і в електромагнітних взаємодіях.

**Мезони.** Це нестабільні елементарні частинки з масою, більшою від маси електрона та меншою від маси протона. Бувають мезони нейтральні й електрично заряджені. Частинки цього класу ( $\pi$ - і  $K$ -мезони) є квантами поля ядерних сил. Вони забезпечують сильну взаємодію між нуклонами в атомних ядрах. Мезони не мають спіну ( $s = 0$ ); тому вони не підлягають принципу Паулі: у будь-якому стані може перебувати довільне число мезонів. Мезони підлягають квантовій статистиці Бозе — Ейнштейна (бозони).

**Баріони.** До цього класу частинок входять нуклони та група масивніших частинок — гіперони. Всі баріони проявляють сильні взаємодії, вони активно взаємодіють з атомними ядрами. За винятком протона, всі баріони нестабільні. При розпаді баріона, крім інших частинок, обов'язково утворюється новий баріон. Остання особливість розпаду є наслідком закону збереження баріонного заряду.

Спіні усіх баріонів напівцілий ( $s = 1/2$ ), тому вони підлягають принципу Паулі й квантовій статистиці Фермі — Дірака (ферміони).

Серед сильновзаємодіючих частинок виявлено велику кількість короткоживучих частинок — *резонансів*. Тривалість існування їх становить  $10^{-23} \dots 10^{-22}$  с; деякі з них є бозонами і мають бути віднесені до класу мезонів, інші резонанси є ферміонами, через що їх слід відносити до класу гіперонів.

Відомо, що спроби класифікувати елементарні частинки привели до визнання кваркової моделі адронів. Припускається, що існує чотири типи кварків:  $n$ ,  $p$ ,  $\lambda$ ,  $c$ , кожному з яких властиві три фізичні відмінності — «кольори»; комбінування їх веде до утворення різних адронів. З урахування того, що спіні кварків половинний, на утворення мезона ( $s = 0$ ) витрачається два кварки; баріона ( $s = 1/2$ ) — три кварки і т.д. Баріони звичайні складаються із  $p$ ,  $n$ -кварків, баріони дивні — з  $n$ ,  $p$ ,  $\lambda$ -кварків, баріони зачаровані включають ще  $c$ -чарівний кварк. Розкрити внутрішню структуру елементарних частинок поки ще не вдалося.

- Аберация сферична 61  
 — хроматична 63, 64  
 Активність препарату 233  
 Альфа-частинки 230  
 Аналіз спектральний 184  
 Антинейтрино 255  
 Астигматизм 62  
 Атоми мічені 281  
 Атом у магнітному полі 186
- Баріони 301, 305  
 Барн 277  
 Бета-частинки 226  
 Бомба воднево-літєва 293
- Взаємодії елементарних частинок  
 гравітаційні 303  
 — — — електромагнітні 303  
 — — — сильні 262, 302  
 — — — слабкі 303
- Випромінювання Вавилова –  
 Черенкова 105  
 Відкриття Беккереля 226  
 Вісь оптична 81  
 — — головна дзеркала 49  
 — — лінзи 56
- Гамма-випромінювання 230  
 Гравітони 263
- Дефект маси 260  
 Дисперсія світла 52, 101  
 Дифракція електронів 147  
 — рентгенівського проміння 221  
 — світла від ґратки 39  
 — — диска й отвору 36  
 — — у паралельному промінні 38  
 — Фраунгофера 36  
 — Френеля 36
- Доза експозиційна 234  
 — поглинання 234  
 Досліди Аллена 228  
 — Вавилова 135  
 — Девіссона – Джермера 148  
 — Кюрі 226  
 — Лебедева 139  
 — Резерфорда 168  
 — Столетова 125  
 — Франка – Герца 175  
 — Шервіна 228  
 — Штерна – Герлаха 189
- Еман 234  
 Енергія гармонічного осцилятора 165  
 — зв'язку атомного ядра 260  
 Ефект Доплера 103  
 — Зеемана 190  
 — Комптона 141  
 — Мессбауера 270  
 — тунельний 163  
 — Фарадея 87  
 — Штарка 191
- Закон Брюстера 77  
 — Віна 117, 118  
 — Кірхгофа 112  
 — Малюса 85  
 — Мозли 220  
 — Стефана–Больцмана 117  
 Закони відбиття та заломлення  
 світла 51  
 — фотоефекту 125  
 Заряд баріонний 263  
 Здатність роздільна мікроскопа 72  
 — — телескопа 75  
 Зони Френеля 33

- Ізотопи 255  
 Інваріант Аббе нульовий 55  
 Інтенсивність світла 9  
 Інтерференція в тонких плівках 25  
 Інтерферометр Лінника 29  
 — Майкельсона 28
- Камера бульбашкова 242  
 — Вільсона 241  
 Кандела 12  
 Каони 301
- Лазер 209  
 Лептони 301, 304  
 Лінза збиральна 58  
 — розсіювальна 58  
 Лічильник Гейгера – Мюллера 242  
 Люкс 14  
 Люмен 10  
 Люмінесценція 144  
 Люмінофор 144
- Магнетон Бора 189, 253  
 — ядерний 253  
 Маса критична 286  
 Масс-спектрометр 255  
 Мезони 255, 301, 305  
 Модель атома Резерфорда 173  
 — — Томпсона 168  
 — ядра краплинна 273  
 — — оболонкова 274  
 Мюони 301
- Нейтрино 227, 255  
 Нейтрон 251, 254
- Одиниця маси атомна 253  
 Оператор Гамільтона 204  
 Оптика геометрична 46  
 Освітленість 14  
 Осцилятор гармонічний 163
- Період піврозпаду 233  
 Позитрон 251
- Поляризація світла 77  
 Постулат Бора 173, 174  
 Потік світловий 10  
 Принцип Гюйгенса – Френеля 33  
 — Паулі 199  
 Променезаломлення подвійне 81  
 Проміння рентгенівське 215  
 Протон 253
- Радіоактивність 226  
 Реактор ядерний 287  
 Реакції ядерні 275  
 Резонанс ядерний магнітний 267  
 Рівняння фотоелектричного Ейнштейна 128  
 — Шредінгера 157, 204  
 Ряди радіоактивності 237, 238
- Світлосила об'єктива 70  
 Світність 13  
 Сила лінзи оптична 58  
 Спектри атомні 257  
 Спектр рентгенівський гальмівний 217  
 — — характеристичний 217
- Терм спектральний 181  
 Тиск світла 139  
 Тіло абсолютно чорне 115  
 Труба Галілея 68  
 — Кеплера 68
- Формула Бальмера 181  
 — Вейцеккера 273  
 — Вульфа – Бреґґа 222  
 — лінзи 57  
 — Планка 123  
 — Резерфорда 173  
 Фотоелектричний ефект 125  
 Фотони 263, 304  
 Функція хвильова 156
- Хвиля де Бройля 147
- Центр лінзи оптичний 56

<b>ОПТИКА</b> .....	3
<b>Розділ 1</b>	
<b>Загальні відомості</b>	
§ 1. Предмет оптики .....	4
§ 2. Історичний огляд учення про світло .....	4
§ 3. Основні фотометричні величини та їхні одиниці .....	9
<b>Розділ 2</b>	
<b>Інтерференція світла</b>	
§ 4. Особливості світлових хвиль. Когерентність .....	18
§ 5. Способи здійснення інтерференції світла. Дзеркала Френеля ....	20
§ 6. Інтерференція світла при відбитті від прозорих пластинок і плівок .....	25
§ 7. Інтерферометри і використання їх .....	28
<b>Розділ 3</b>	
<b>Дифракція світла</b>	
§ 8. Принцип Гюйгенса – Френеля. Метод зон Френеля. Пояснення прямолінійності поширення світла .....	33
§ 9. Дифракція світла .....	36
§ 10. Дифракційна ґратка .....	39
<b>Розділ 4</b>	
<b>Геометрична оптика</b>	
§ 11. Геометрична оптика – граничний випадок хвильової оптики ...	46
§ 12. Відбиття світла від плоских і сферичних поверхонь. Дзеркала .....	48
§ 13. Заломлення світла на плоских поверхнях. Призма .....	51
§ 14. Заломлення світла на сферичній поверхні. Лінзи .....	54
§ 15. Недоліки оптичних систем .....	60
§ 16. Оптичні прилади: фотоапарат, проєкційний апарат, луна, мікроскоп, телескоп .....	64
§ 17. Око як оптичний прилад .....	70
§ 18. Роздільна здатність мікроскопа і телескопа .....	72

**Розділ 5****Поляризація світла**

§ 19. Поляризація світла при відбитті та заломленні. Закон Брюстера .....	77
§ 20. Подвійне променезаломлення. Поляроїди. Поляризаційні призми .....	81
§ 21. Закон Малюса .....	84
§ 22. Повертання площини коливань поляризованого світла. Поляриметри .....	86

**Розділ 6****Оптика рухомих середовищ**

§ 23. Методи вимірювання швидкості світла .....	90
§ 24. Поширення світла в рухомому середовищі та проблема ефіру .....	93

**Розділ 7****Дисперсія світла**

§ 25. Нормальна й аномальна дисперсії .....	97
§ 26. Фазова і групова швидкості світла .....	100
§ 27. Класичний і релятивістський ефекти Допплера .....	103
§ 28. Випромінювання Вавилова – Черенкова .....	105

**Розділ 8****Теплове випромінювання**

§ 29. Методи здобуття спектрів та їх типи .....	109
§ 30. Класична теорія випромінювання .....	111
§ 31. Теплове випромінювання і його особливості. Закон Кірхгофа ...	112
§ 32. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла .....	116
§ 33. Розподіл енергії у спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Формула Планка .....	119

**Розділ 9****Основи квантової фізики**

§ 34. Фотоелектричний ефект. Дослідження О. Г. Столетова .....	125
§ 35. Рівняння Ейнштейна .....	127
§ 36. Фотоелементи .....	132
§ 37. Маса й імпульс фотона. Досліди С. І. Вавилова .....	135
§ 38. Тиск світла у хвильовій і фотонній теоріях. Досліди П. М. Лебедева .....	139
§ 39. Ефект Комптона і його пояснення .....	141
§ 40. Люмінесценція .....	144
§ 41. Хвилі де Бройля. Дифракція електронів .....	147
§ 42. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга .....	152
§ 43. Рівняння Шредінгера .....	156
§ 44. Властивості хвильової функції .....	160
§ 45. Лінійний гармонічний осцилятор .....	163

**ФІЗИКА АТОМА ТА АТОМНОГО ЯДРА** ..... 167**Розділ 10****Будова атома за Резерфордом – Бором**

- § 46. Досліди Е. Резерфорда та ядерна модель атома ..... 168
- § 47. Постулати Бора та експериментальне підтвердження їх. .... 173
- § 48. Атом гідрогену за теорією Бора. Пояснення спектральних  
закономірностей ..... 177
- § 49. Спектральний аналіз і його використання ..... 184
- § 50. Атом у магнітному полі. Просторове квантування імпульсу ... 187
- § 51. Труднощі теорії Бора ..... 191
- § 52. Квантова теорія атома, подібного до атома гідрогену ..... 192
- § 53. Квантова теорія багатоелектронних атомів ..... 195
- § 54. Принцип Паулі. Забудова електронних шарів атомів ..... 198
- § 55. Квантова механіка систем. Статистики Бозе – Ейнштейна  
і Фермі – Дірака ..... 203
- § 56. Квантові генератори світла ..... 207

**Розділ 11****Рентгенівське проміння**

- § 57. Здобуття рентгенівського проміння і його основні  
властивості ..... 215
- § 58. Суцільний і характеристичний спектри рентгенівського  
проміння ..... 217
- § 59. Дифракція рентгенівського проміння ..... 221
- § 60. Використання рентгенівського проміння у фізиці, техніці  
та медицині ..... 224

**Розділ 12****Природна радіоактивність**

- § 61. Відкриття А. А. Беккереля і подружжя Кюрі. Закон  
радіоактивного розпаду ..... 226
- § 62. Активність препарату. Доза опромінювання ..... 233
- § 63. Правила зміщення. Радіоактивні ряди ..... 237

**Розділ 13****Експериментальні методи фізики атомного ядра  
й елементарних частинок**

- § 64. Методи спостереження і реєстрації мікрочастинок ..... 240
- § 65. Прискорювачі заряджених частинок ..... 245
- § 66. Відкриття нейтрона і позитрона ..... 251

**Розділ 14****Атомне ядро**

- § 67. Склад атомного ядра. Властивості протонів і нейтронів ..... 253
- § 68. Ізотопи. Мас-спектральний аналіз ..... 255
- § 69. Розміри ядра ..... 258

§ 70. Дефект маси й енергія зв'язку атомних ядер .....	260
§ 71. Ядерні сили та їхні основні властивості .....	261
§ 72. Магнітні властивості атомного ядра. Ядерний магнітний резонанс .....	265
§ 73. Резонансне поглинання $\gamma$ -квантів (ефект Мессбауера) .....	270
§ 74. Моделі ядра .....	273
§ 75. Ядерні реакції. Штучна радіоактивність .....	275
§ 76. Реакція поділу важких ядер .....	282
§ 77. Ядерний реактор. Використання ядерної енергії .....	287
§ 78. Термоядерні реакції .....	291

## **Розділ 15**

### **Елементарні частинки**

§ 79. Сучасні уявлення про елементарні частинки .....	298
§ 80. Характеристика елементарних частинок .....	299
§ 81. Типи взаємодій .....	302
§ 82. Класифікація елементарних частинок .....	304
<i>Предметний покажчик</i> .....	306



Навчальне видання

*Бушок Григорій Федорович*  
*Венгер Євген Федорович*

---

# Курс ФІЗИКИ

---

Книга 3

Оптика  
Фізика атома  
та атомного ядра

Оправа і титул художника *В. О. Гурлева*  
Художній редактор *Г. С. Муратова*  
Технічний редактор *А. І. Омоховська*  
Коректор *Р. Б. Попович*  
Комп'ютерна верстка *А. А. Коркішко*

Свідоцтво про внесення до Держ. реєстру від 04.12.2000 серія ДК № 268

Підп. до друку 14.02.2003. Формат 84×108/32. Папір офс. № 1.  
Гарнітура Times New Roman. Офс. друк. Ум. друк. арк. 16,38.  
Обл.-вид. арк. 18,70. Тираж 3000 пр. Вид. № 10391. Зам. № 3-116

Видавництво «Вища школа», 01054, Київ-54, вул. Гоголівська, 7Г

Надруковано з плівок, виготовлених у видавництві «Вища школа»,  
у ВАТ «Білоцерківська книжкова фабрика», 09117, Біла Церква, вул. Л. Курбаса, 4