

53

4-75

П. П. ЧОЛПАН

ОСНОВИ



ЇЗИКИ





П. П. ЧОЛПАН
ОСНОВИ ФІЗИКИ

Переклад з російської

*Затверджено
Міністерством освіти України
як навчальний посібник
для студентів
вищих навчальних закладів,
що вивчають дисципліну «Фізика»*

КИЇВ
«ВИЩА ШОЛА»
1995

ББК 22.3я73

Ч75

УДК 53 (07)

Перекладено за виданням: Чолпан П. Ф. Основы физики.— К. : Вища шк. Головное изд-во, 1985.— 431 с.

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, проф. Р. Д. Венгреневич і канд. фіз.-мат. наук, доцент І. М. П і л а т (Чернівцький університет)

Редакція літератури з математики, фізики, інформатики
Редактор Л. І. Гринь

Чолпан П. П.

Ч75 Основи фізики: Навч. посібник: Пер. з рос.— К. : Вища шк., 1995.— 488 с. : іл.

ISBN 5-11-004270-5.

У посібнику викладено основні питання курсу загальної фізики: механіки, молекулярної фізики, термодинаміки, електрики і магнетизму, оптики і спеціальної теорії відносності, атомної і ядерної фізики, фізики елементарних частинок. Дано філософський аналіз основних питань фізики.

Видання порівняно з російським (1985 р.) доповнено новими параграфами і перероблено відповідно до сучасних вимог. На відміну від попереднього видання кожний розділ закінчується контрольними запитаннями.

Для студентів вищих навчальних закладів, які вивчають дисципліну «Фізика».

Ч $\frac{1604010000-010}{211-95}$ 22—95

ББК 22.3я73

ISBN 5-11-004270-5

© Издательское объединение «Вища школа», 1985

© П. П. Чолпан, 1995, із змінами

ПЕРЕДМОВА

Сучасна фізика — широко розвинена і розгалужена наука. Її наукові напрями мають багато спільного. Знання характерних особливостей фізики як науки дає можливість більш глибоко виявити її закономірності, ефективніше використовувати її методи і концепції. Фізика — наука експериментальна. Прогрес науки і техніки дає змогу розширити області фізики, раніше недоступні для дослідження. На основі результатів фізичних експериментів формулюються фізичні закони, кожний з яких має певну область застосування. Фізичні закони, які відображають істотне, загальне, необхідне, стійке, повторюване відношення між явищами об'єктивної дійсності, які найбільш широко застосовуються, називаються фундаментальними. Однак поряд з ними у фізиці використовуються також і емпіричні закономірності, які не претендують на пояснення механізму досліджуваного фізичного процесу, структури досліджуваних об'єктів. Крім того, для вивчення якого-небудь явища часто застосовуються різні моделі. Тому при викладі матеріалу в посібнику розглядаються як фундаментальні закони, так і емпіричні співвідношення, а також використані моделі матеріальної точки, математичного маятника, ідеального газу, абсолютно чорного тіла, моделі атомного ядра та інші.

Для висвітлення кількісних співвідношень у фізиці широко використовуються математичний апарат. У посібнику теоретичний матеріал викладено за допомогою диференціального та інтегрального числення, виведено основні фізичні закономірності, частина з яких має якісно-теоретичний характер.

У стислій формі дано історичний огляд, а також описано прилади, експериментальні установки і методи вимірювання.

Особливу увагу приділено описанню найвизначніших експериментів у фізиці: Г. Кавендіша з визначення гравітаційної сталої, Р. Міллікена з визначення елементарного електричного заряду, П. М. Лебедева з визначення тиску світла, С. І. Вавилова на підтвердження корпускулярної природи світла, Е. Резерфорда з розсіяння α -частинок і виявлення ядра атома, К. Девіссона і Л. Джермера на встановлення хвильових властивостей електронів та ін.

На відміну від більшості навчальних посібників з курсу загальної фізики в даному посібнику приділено більше уваги методологічним і

філософським питанням сучасної фізики, повнішому висвітленню світоглядницьких питань її. Такий принцип викладу матеріалу має на меті розвинути у студентів вміння застосовувати філософію при вивченні фізики, перетворити знання у переконання.

При підготовці видання даного посібника автор використав свою книгу «Основы физики», видану російською мовою у 1985 р. У посібник включено нові параграфи, присвячені фізиці полімерів і рідких кристалів, магнітним властивостям речовини, основам фотометрії, рентгенівському випромінюванню, ефекту Зеемана і Штарка, біологічній дії іонізуючих випромінювань відповідно до нині діючої програми з фізики для вузів. У посібнику враховано також новітні досягнення фізики.

§ 1. Предмет фізики і загальні методи наукового пізнання

Предмет фізики. У давнину під фізикою розуміли вчення про природу (φύσις — природа).

Систематизація нагромаджених знань про природні явища з часом привела до виникнення науки. Розширення і уточнення знань про природу здійснювались внаслідок практичних потреб шляхом спостережень, а на більш високій стадії науки — шляхом експериментів.

Предмет фізики не залишається незмінним, а має історично визначений характер. Разом з тим він не змінюється безперервно зі зміною наукової проблематики, з розширенням кола питань, що фізика вивчає на даному етапі. Наприклад, в історії механіки розширення і ускладнення її проблематики йшло від статички до динаміки, від динаміки матеріальної точки до динаміки твердого тіла, рідин, газів. Проте ці зміни в науковій проблематиці не викликали зміни предмета механіки. Нові проблеми не виходили за рамки історично визначеного предмета механіки, за рамки визначеної форми матеріального руху, які механіка розглядала. В ХІХ ст. фізика вивчала механічні та теплові рухи, гравітаційне та електромагнітне поля. Сучасна фізика вивчає також квантово-механічну, зокрема внутрішньоядерну форму руху. Звичайно, ці рухи матерії існували в природі й раніше, але вони не належали, та й не могли належати, предмету фізики, поки не були виявлені експериментально.

Ідеалісти і матеріалісти розуміють предмет фізики по-різному. Суб'єктивний ідеалізм твердить, що предмет будь-якої науки, в тому числі й фізики, перебуває у сфері відчуттів, і завдання фізики полягає у відкритті законів зв'язків між цими відчуттями.

У ХІХ ст. німецький хімік Кекуле писав, що хімія — наука про атоми, фізика — наука про молекули, механіка — наука про маси. Проте Енгельс зауважував, що при такому визначенні наук не відображено зв'язку між ними. Він писав: «Класифікація наук, з яких кожна аналізує окрему форму руху або ряд форм руху, що зв'язані між собою і переходять одна в одну, є разом з тим класифікацією, розміщенням, згідно з внутрішньою властивою їм послідовністю, самих цих форм руху, і в цьому саме і полягає її значення» * [1, 523].

* Тут і далі перша цифра означає порядковий номер джерела в списку літератури, друга — його сторінку.

Сучасна фізика вивчає різні фізичні поля, елементарні частинки, іони, атоми, молекули та їхні сполуки. Молекули і атоми вивчає також хімія та біологія. Так, на основі спільності об'єкта дослідження відбувається взаємне проникнення наук. Застосування фізичних методів дослідження в хімії, біології, геології, астрономії приводять до інтеграції науки, до виникнення нових самостійних наук — фізичної хімії, біофізики, геофізики, астрофізики тощо.

З розвитком фізики уточнюються і вдосконалюються її закони й поняття, змінюються фізичні теорії. При цьому змінюються і предмет фізики, і методи фізичного дослідження природи.

Сучасна фізика стає все більше диференційованою, що полягає в оформленні окремих розділів науки у відносно самостійні дисципліни із своїми специфічними завданнями і методами дослідження: фізика твердого тіла, фізика рідин, фізика напівпровідників, фізика низьких температур, фізика атмосфери, фізика атомного ядра, фізика високих енергій та ін. Тому при визначенні предмета сучасної фізики потрібно враховувати ці дві її особливості: інтеграцію та диференціацію.

В атомах та атомних ядрах превалюють фізичні форми руху. Проте вже тут починає проявлятися та нова форма руху, дослідження якої належить хімії. Тому дослідженням властивостей атомів та атомних ядер займається не тільки фізика, а й хімія. Це та межа, де починається взаємопроникнення цих наук. Проте атоми й атомні ядра вивчає в основному фізика. В молекулі, особливо багатоатомній, найбільше проявляється хімічна форма руху. Фізика також вивчає макротіла, досліджує їхні фізичні властивості й структуру. Великий внесок зробила фізика у вивчення металів, діелектриків, напівпровідників. Без цього був би неможливий сучасний розвиток техніки.

Сучасна фізика є частиною природознавства, яка експериментальними методами, теоретичними узагальненнями і передбаченнями вивчає прості, але найзагальніші властивості і об'єктивні просторово-часові закони руху матерії, кількісні і якісні зміни її, пов'язані з будовою, взаємодією і перетвореннями усіх її видів і станів.

Загальні фізичні методи наукового пізнання умовно можна поділити на методи емпіричного дослідження; методи, що використовуються на емпіричному та теоретичному рівнях дослідження; методи теоретичного дослідження*.

До першої групи методів належать такі методи пізнання, як спостереження, порівняння, вимірювання та експеримент.

Спостереження — найбільш елементарний метод, що виступає найчастіше як один з елементів у складі інших емпіричних методів. Спостереження — це активний пізнавальний процес, що спирається насамперед на роботу органів відчуття людини та його предметну мате-

* Сичивица О. М. Методы и формы научного познания. — М. : Высш. шк., 1972.

ріальну діяльність. Однак при цьому істотне значення належить мисленню людини, її знанням та досвіду.

Прогрес спостереження як метод наукового пізнання **нерозривно пов'язаний** з прогресом засобів спостереження. Винайдення телескопа дало змогу поширити спостереження на мегасвіт, а створення мікроскопа сприяло вивченню мікросвіту. Рентгенівський апарат, радіолокатор, генератор ультразвуку та багато інших технічних засобів спостереження привели до зростання значення цього методу дослідження. Спостереження — це не випадкове сприйняття об'єкта, не одноактна дія. Дослідник може дістати по-справжньому цінну інформацію лише тоді, коли спостереження ведеться або неперервно, або за визначеною системою, що дає змогу сприймати об'єкт багаторазово і в найрізноманітніших умовах. Спостереження, як засіб пізнання, дає нам у формі сукупності емпіричних тверджень первісну інформацію про об'єкт дослідження, а результат спостереження є первинним етапом пізнання.

Порівняння — це один з найпоширеніших і універсальних методів пізнання. Не випадково існує відомий афоризм: «все пізнається в порівнянні». Порівнянням називають встановлення подібності і відмінності предметів і явищ дійсності. Внаслідок порівняння встановлюють те загальне, що притаманне двом або кільком об'єктам, а виявлення загального, що повторюється в явищах, як відомо, відкриває шлях до пізнання закону. Щоб порівняння було плідним, воно має задовольняти дві основні вимоги. Порівнюють лише такі явища, між якими може існувати певна об'єктивна спільність. Не можна порівнювати явно непорівнювані речі, це може привести в кращому випадку до поверхових, а тому безплідних аналогій. Порівняння об'єктів має здійснюватись за найбільш важливими, істотними ознаками. Порівняння за неістотними ознаками може легко привести до помилкових висновків. Різні досліджувані об'єкти можна порівнювати безпосередньо або опосередковано — через порівняння їх з якимось іншим об'єктом. У випадку спостереження найчастіше дістають такі якісні результати: більше — менше, тепліше — холодніше тощо. Якщо ж об'єкти порівнюють з якимось іншим об'єктом, що відіграє роль еталона, то знайдені кількісні характеристики набувають особливої цінності, оскільки вони описують об'єкти безвідносно один до одного, дають більш повне знання про них. Таке порівняння називають вимірюванням.

Вимірювання історично виникло з операції порівняння, що є його основою. Проте, на відміну від порівняння, вимірювання є більш ефективним і універсальним пізнавальним засобом. Сучасна експериментальна фізика, початок якої було покладено працями Галілея та Ньютона, своїм розквітом зобов'язана застосуванню вимірювань. Проголошений Галілеєм принцип кількісного підходу, відповідно до якого характеристики фізичних явищ повинні спиратись на величини, що мають кількісну міру, є методологічним фундаментом точної науки.

Вимірювання — це визначення чисельного значення деякої величини через одиниці вимірювання. Вимірювання передбачає наявність таких основних елементів: об'єкт вимірювання; одиниця вимірювання, тобто еталонний об'єкт; вимірювальний прилад; метод вимірювання; експериментатор.

Вимірювання є прями і непрямі. При прямих вимірюваннях результат дістають безпосередньо в процесі вимірювання. При непрямих вимірюваннях шукана величина визначається математично на підставі знання інших величин, які дістають за допомогою прямих вимірювань. Вимірювання дають змогу встановлювати і формулювати емпіричні закони і навіть бути джерелом формування наукової теорії. Так, вимірювання атомних мас елементів стало однією з передумов створення періодичної системи Д. І. Менделєєва. Цінність вимірювань, крім точних відомостей про досліджуваний об'єкт, полягає і в тому, що при цьому можуть бути встановлені такі факти, зроблені такі емпіричні відкриття, які приведуть до докорінної зміни установлених в науці уявлень. Це стосується, насамперед, визначних, уніфікованих вимірювань. Таке значення для фізики мали, наприклад, вимірювання Галілеєм періоду коливань маятника; вимірювання Кавендішем гравітаційної сталої в законі всесвітнього тяжіння; визначення Джоулем механічного еквівалента теплоти; вимірювання швидкості світла Фізо, Фуко, Майкельсоном; вимірювання Лебедевим тиску світла; досліді з електрики й магнетизму Франкліна, Ампера, Ерстеда, Фарадея, Герца; визначення Томсоном відношення заряду до маси e/m частинок катодного випромінювання; визначення Мілікенем елементарного електричного заряду; визначення структури кристалів Лауе, Бреггами; досліді Резерфорда з вивчення будови атома; вивчення заряджених частинок за допомогою камери Вільсона та ін. Вже цей далеко не повний перелік свідчить про революційне значення визначних експериментів у науковому пізнанні матерії. Важливим показником якості вимірювань, їхньої наукової цінності є точність. Точність вимірювань залежить від кваліфікації експериментатора, застосовуваного методу, а також від досконалості вимірювальних приладів. Серед емпіричних методів наукового пізнання вимірювання займає приблизно таке саме місце, що й спостереження та порівняння. Це відносно елементарний метод, що входить як складова частина до експерименту — найбільш складного і найбільш значущого методу емпіричного дослідження.

Експеримент — це такий метод вивчення об'єкта, коли дослідник активно впливає на нього за допомогою створення штучних умов, що необхідні для вияву відповідних властивостей, коли свідомо змінюється хід природних процесів. Експеримент — найбільш складний і ефективний метод емпіричного пізнання. Він передбачає використання спостереження, порівняння та вимірювання — цих елементарних емпіричних методів. Засновником експериментальної науки з цілковитим правом визнається Г. Галілей. Він не тільки створив ряд приладів

для спостережень і експериментування, а й здійснив унікальні експерименти. З розвитком науки і техніки експеримент знаходить все ширше застосування. Без експерименту не можна уявити розвиток сучасної науки. Сьогодні експериментальні дослідження є настільки важливими, що розглядаються як одна з основних форм практичної діяльності. За допомогою експерименту досліджують властивості реальних об'єктів в екстремальних умовах: в умовах наднизьких та надвисоких температур, при дуже високих тисках, в умовах величезних напруженостей електричних та магнітних полів тощо. Робота в таких умовах може привести до відкриття дивовижних властивостей звичайнісіньких речовин й тим самим глибше проникнути в їхню сутність. Прикладом таких дивовижних властивостей, що виникають в екстремальних умовах, можуть бути надпровідність і надтекучість. До переваг експерименту слід віднести також його повторюваність. Це означає, що під час експерименту необхідні спостереження, порівняння і вимірювання можуть бути проведені, як правило, стільки разів, скільки потрібно для одержання вірогідних даних. Через це експериментальний метод в науці набуває особливої цінності. Зрозуміло, цим не вичерпуються всі переваги експериментального методу. Експеримент може бути дослідним, перевірним або ілюстративним (демонстраційним).

Експеримент є *дослідним*, коли намагаються виявити притаманні об'єкту невідомі раніше властивості. Наслідком такого експерименту є твердження, що не впливають з раніше відомих знань про об'єкт. Класичним прикладом експериментів такого типу є досліди Резерфорда з розсіяння α -частинок, на підставі яких було встановлено планетарну будову атома. Аналіз характеру розсіяння α -частинок показав, що позитивний заряд і маса атома зосереджені в дуже малій частині його об'єму, яку називають ядром. Електрони ж рухаються навколо ядра на порівняно великих відстанях.

До експерименту звертаються і тоді, коли треба перевірити справедливості тих чи інших тверджень або теоретичних положень. Такий експеримент називають *перевірним*. Прикладів перевірних експериментів багато в сучасній фізиці. Багаточисленні елементарні частинки були спочатку передбачені теоретично: позитрон — Діраком, нейтрино — Паулі, цілий ряд елементарних частинок — відомим спеціалістом в галузі класифікації їх М. Гелл-Маном. Пізніше ці частинки були відкриті експериментально, тобто по суті було проведено перевірку відповідних теоретичних тверджень.

До експерименту звертаються також тоді, коли необхідно з метою навчання проілюструвати якесь явище. Такий експеримент називають *ілюстративним*, або *демонстраційним*.

Будь-який з цих експериментів може здійснюватись як безпосередньо з об'єктом дослідження, так і з його заміником в пізнанні — моделлю. Найважливішою особливістю експериментування з моделлю є можливість вивчення її в набагато ширшому діапазоні умов, ніж це

дозволяє безпосереднє оперування з оригіналом. До того ж експеримент можна здійснювати як з матеріальними об'єктами, так і з їхніми ідеальними копіями. В останньому випадку експеримент називають уявним. Уявний експеримент є специфічним методом пізнання, він виступає як ідеальна форма реального експерименту і вже давно ї плідно застосовується в науці. Саме уявний експеримент дав змогу Галілею відкрити фізичний принцип інерції, який покладено в основу всєї класичної механіки. А. Ейнштейн та інші вчені широко використовували мисленні експерименти. Сфера застосування уявного експерименту набагато ширша, ніж матеріального. Проте перевірка вірогідності здобутих за допомогою уявного експерименту знань може бути здійснена лише за допомогою реального експерименту, практики.

До другої групи методів належать такі методи пізнання: абстрагування, аналіз та синтез, індукція та дедукція, моделювання.

Абстрагування в розумовій діяльності людини має найуніверсальніший характер, оскільки саме мислення пов'язане безпосередньо з цим процесом або з використанням його наслідків. Розрізняють процес абстрагування і наслідок абстрагування. Останній називають абстракцією.

Процес абстрагування складається з двох стадій. На першій стадії абстрагування відбувається відокремлення істотного від неістотного, виявлення найважливішого в досліджуваних явищах, встановлення незалежності (або дуже слабкої залежності) досліджуваних явищ від певних факторів. Друга стадія процесу абстрагування полягає в реалізації можливості абстрагування, яка встановлена рaiше. Це і є у власному розумінні абстракції або відвернення. Операція абстрагування може застосовуватись як у випадку реальних, так і у випадку абстрактних об'єктів, тобто до таких об'єктів, які самі вже є наслідком попереднього абстрагування. Отже, складна процедура абстрагування може бути застосована до об'єкта багато разів. Йдучи від одного рівня абстрагування до іншого, ми дістаємо абстракції все більшого ступеня загальності. Наслідком процесу абстрагування, як уже зазначалося, є абстракція. Основна їхня функція полягає в тому, що вони дають змогу замінити в пізнанні порівняно складне простим, допомагають орієнтуватись у всій нескінченній різноманітності явищ диференціюванням їх, відокремленням різних властивостей, встановленням співвідношень і зв'язків між цими властивостями, фіксацією їх в процесі пізнання і т. п.

Часто результат абстрагування виступає як специфічний метод дослідження, використовується при розв'язуванні деяких задач.

Аналіз і синтез діалектично взаємозв'язані, вони виступають як нерозривна єдність протилежностей. Причому основою діалектики аналізу і синтезу як методів пізнання виступає об'єктивна діалектика частини і цілого, одиничного і загального, зв'язку і обмеження.

Аналіз — це метод пізнання, змістом якого є сукупність заходів

і закономірностей розчленування предмета дослідження на складові частини. Цими частинами можуть бути окремі матеріальні елементи об'єкта або його властивості і відношення.

Синтез — це метод пізнання, змістом якого є сукупність заходів і закономірностей поєднання окремих частин предмета в єдине ціле. З значенням цих методів випливає, що вони є як протилежності, які взаємно передбачають і доповнюють одна одну. Метафізична абсолютизація одного з цих методів нічого, крім шкоди, пізнанню завдати не може. Вся історія пізнання вчить, що аналіз і синтез виступають як плідні методи пізнання лише тоді, коли їх використовують в тісній єдності. Аналіз і синтез у пізнавальній діяльності тісно зв'язані і взаємно обумовлюють один одного. Для того щоб був можливим аналіз об'єкта, він повинен бути зафіксований у нашій свідомості як деяке ціле, тобто попередньою умовою аналізу є цілісне, синтетичне його сприйняття. І, навпаки, синтез можливий лише тоді, коли вже здійснено аналіз, коли визначені ті або інші сторони й елементи деякого цілого.

Індукція і дедукція — це парні взаємозв'язані методи пізнання, що займають особливе положення в системі наукових методів. Вони включають в себе використання чисто формальних правил. Поділ цих методів базується на виділенні двох типів висновків — дедуктивного та індуктивного. Дедуктивним називають такий висновок, коли знання про деякий елемент множини дістають на підставі знань загальних властивостей всієї множини. У зв'язку з цим іноді під дедуктивним методом пізнання розуміють дедуктивний висновок. Проте спрямованість думки від загального до поодинокого може здійснюватись не лише в окремому акті пізнання, яким є висновок. Така спрямованість думки дослідника може мати місце і при дослідженні певного кола явищ, при створенні наукової теорії і в інших випадках. Так, Д. К. Максвелл на підставі кількох рівнянь, що є найбільш загальними законами електродинаміки, побудував послідовну і повну теорію електромагнітного поля. Прикладів такого типу в науці багато. Отже, змістом дедукції як методу пізнання є використання загальних наукових положень при дослідженні конкретних явищ.

Значення дедукції в пізнанні невпинно зростає. Це пов'язано з тим, що наука все частіше вивчає такі об'єкти, які не підлягають чуттєвому сприйняттю (мікросвіт, мегасвіт тощо). При пізнанні такого типу об'єктів частіше доводиться звертатись до думки, ніж до спостереження або експерименту. Значення дедукції в пізнанні зростає ще й тому, що в сучасній фізиці все ширше застосовується математика, яка описує крім реальних і формальні системи.

Під індукцією розуміють висновки, які йдуть від окремого до загального, коли на підставі знань про окремі предмети певного класу робиться висновок про клас в цілому. Проте про індукцію можна говорити в більш широкому плані — як про метод пізнання, як про

сукупність послідовних операцій, внаслідок яких здійснюється мислення від менш загальних тверджень до тверджень більш загальних.

Отже, відмінність між індукцією і дедукцією полягає в першу чергу в прямо протилежній спрямованості перебігу думки.

Безпосередньою підставою для індуктивного висновку є повторюваність реальних явищ та їхніх ознак. Знаходячи схожі риси у багатьох предметах певного класу, робимо висновок, що вони притаманні всім предметам даного класу. При цьому вирішальне значення належить об'єктивній закономірності реальних явищ, діалектиці одиничного, особливого і загального. Оскільки в світі існують незліченні закономірні зв'язки, а в будь-якому явищі міститься дещо загальне, можна через пізнання окремого піднятися до пізнання загального. Сила методу індукції полягає насамперед в тісному зв'язку з фактами, з практикою.

Індукція і дедукція взаємозв'язані і доповнюють одна одну. Індуктивне дослідження передбачає використання загальних теорій, принципів, тобто містить у собі момент дедукції, а дедукція неможлива без загальних положень, що їх дістають індуктивним методом.

Моделювання — це особливий і універсальний метод наукового пізнання, який застосовується не стихійно, а свідомо й систематично. При філософському аналізі пізнання маємо справу насамперед з різноманітністю форм моделювання. Часто різні між собою засоби об'єднуються під назвою моделювання. Це пов'язано з тим, що в сучасній науці операція моделювання узагальнюється.

У літературі зустрічається таке визначення цього методу: «Моделювання — це є заміна вивчення явища в природі, яке нас цікавить, вивченням аналогічного явища на моделі меншого чи більшого масштабу звичайно в спеціальних лабораторних умовах»*.

В основі моделювання лежить подібність. Найпростіша її форма — геометрична. Узагальненням геометричної подібності може виступати механічна форма. Як особливий метод експериментального пізнання моделювання в фізиці набуває більш складного характеру. В теоретичному пізнанні моделювання — це використання моделей, що складаються з ідеальних уявних елементів. Такі моделі виступають насамперед як деякі контури, що передають певні риси модельованого об'єкта. *Перший етап* моделювання в теоретичному пізнанні — це *побудова моделі*. На цьому етапі превалюючим є моделі реального об'єкта, внаслідок чого модель в гносеологічному плані виступає як деякий обрис об'єкта. Однією з логічних основ моделювання є особливий вид висновку — *аналогія***. При цьому моделювання відбуватиметься не при будь-якій аналогії, а лише у випадку заміни моделлю модельованого об'єкта.

* Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М. : Наука, 1965.

** Уемов А. И. Аналогия в практике научного исследования. — М. : Наука, 1970.

Другим важливим етапом моделювання є дослідження побудованої моделі. На цьому етапі модель (незалежно від того, складається вона із матеріальних або лише уявних елементів) виступає як відносно самостійний квазіоб'єкт (об'єкт-заступник), що становить собою немовби другу штучну дійсність, за допомогою якої ми проникаємо в суть предметів і явищ, що нас цікавлять. На цьому етапі на передній план виступає «об'єктність» моделі, її здатність бути предметом дослідження, замінити в певних межах об'єкт пізнання.

Третій етап моделювання— це екстраполяція (поширення) інформації, добутої при вивченні вторинної модельної дійсності, «на первинну дійсність», на сам об'єкт пізнання.

Четвертий етап моделювання пов'язаний з практичною перевіркою екстраполяції такого роду.

Отже, якщо брати лише «статичну» моделювання, то можна обмежитися тлумаченням моделі, що відображає окремі риси об'єкта пізнання. Якщо розглядати динаміку процесу моделювання, то слід враховувати і об'єктність моделі, тобто її здатність виступати в ролі відносно самостійного предмета дослідження. В процесі моделювання «образність» і «об'єктність» моделі виступають в єдності, оскільки відомою односторонньою характеризується тлумачення моделі як образу, так і протилежна точка зору, згідно з якою модель розглядається як відносно самостійний заступник предмета дослідження. Тому треба враховувати діалектичну складність, багатоетапність процесу моделювання, органічну єдність в цьому процесі двох суперечливих моментів — «образності» і «об'єктності» моделі.

На основі сказаного про моделі в техніці, в експерименті і теоретичному пізнанні можна дати загальне визначення поняття моделі. *Модель — це особливого роду проміжний предмет дослідження, побудований із матеріальних чи ідеальних (уявних) елементів, що перебувають у певній відповідності з самим об'єктом пізнання, і здатний замінити об'єкт на деяких етапах пізнання. Згідно з цим моделювання можна розглядати як метод посереднього одержання інформації про об'єкт пізнання за допомогою дослідження деякого замітника об'єкта, що знаходиться з ним у певній відповідності.*

У гносеологічному плані моделі доцільно розділити на два основних типи: *речові моделі* у формі реальні функціонуючої системи і *уявні моделі* у формі деяких ідеальних структур. Моделі другого типу, що використовуються в теоретичному природознавстві, доцільно розділити на *наочні чуттєво-уявні моделі* і *абстрактно-логічні моделі*.

Основною рисою всіх типів моделювання є те, що об'єкт дослідження опосередковують через проміжний квазіоб'єкт, який замінює сам об'єкт на певних етапах практичної чи теоретичної діяльності. Тому моделювання виступає насамперед як вид опосередкування на практиці і в процесі пізнання, що здійснюється заміною самого об'єкта квазіоб'єктом (моделлю). Метод модельного опосередкування тісно зв'язаний

з рядом інших пізнавальних засобів і форм сучасної науки — аналогією, гіпотезою, приладним опосередненням, теорією тощо.

Моделювання підпорядковане основному завданню — створенню наукової теорії, що здатна пояснити об'єктивну реальність. Об'єктивним критерієм істинності модельного знання, як і в будь-якій іншій пізнавальній формі і взагалі процесу пізнання в цілому, є суспільно-історична практика.

Про застосування методу моделювання в фізиці йтиметься в одному з наступних параграфів цього розділу.

До третьої групи наукових методів пізнання в фізиці належать такі методи, як сходження від абстрактного до конкретного, ідеалізація, формалізація, аксіоматичний метод.

Сходження від абстрактного до конкретного. Під абстрактним розуміють однобічне, неповне знання, що не розкриває суті предмета в цілому. Об'єктивним змістом абстрактного є окремі сторони, властивості і зв'язки речей. Під конкретним розуміють саму дійсність, різні об'єкти у всій різноманітності їхніх властивостей, зв'язків і відношень.

Термін «конкретне» використовують також для позначення багатогранного, всебічного, систематичного знання про об'єкт. Конкретне знання виступає як протилежність до абстрактного, тобто знання збідненого за змістом, однобічного.

Перехід від абстрактного до конкретного являє собою загальну форму розвитку наукового знання, закон відбивання дійсності в мисленні. Відповідно до цього методу процес пізнання складається з двох відносно самостійних етапів. На першому етапі здійснюється перехід від чуттєво-конкретного до його абстрактних визначень. Єдиний об'єкт розчленовується, описується за допомогою багатьох понять і суджень. Він ніби перетворюється в сукупність зафіксованих мисленням абстракцій, однобічних визначень. Другий етап процесу пізнання і є перехід від абстрактного до конкретного. Суть його полягає в мисленні від абстрактних визначень об'єкта, тобто від абстрактного в пізнанні до всебічного, багатогранного знання про об'єкт, до конкретного в пізнанні. На цьому етапі ніби відновлюється вихідна цілісність об'єкта, він відтворюється у всій своїй багатогранності — але вже в мисленні. Одержання абстракцій однобічних визначень підпорядковане загальній меті — досягненню конкретного. Отримання конкретного знання — це мета, яка як закон визначає дії теоретика. В цьому плані абстрактне виступає лише як засіб досягнення поставленої мети. Тому такий метод пізнання називають сходженням від абстрактного до конкретного. Все сказане не означає, що перехід від конкретного до абстрактного можна недооцінювати. Без цього етапу пізнання неможливо збагнути об'єкт у всій його конкретності.

Ідеалізація. З метою наукового пізнання широко використовують так звані ідеальні об'єкти, які не існують в дійсності: матеріальна

точка, математичний маятник, абсолютно тверде тіло, ідеальний газ, абсолютно чорне тіло, точковий електричний заряд тощо. Мислене конструювання об'єкта такого типу називають ідеалізацією. Процес конструювання ідеального об'єкта обов'язково передбачає абстрагування. Створюючи такий ідеальний об'єкт, як, наприклад, абсолютно тверде тіло, ми абстрагуємось від здатності реальних тіл деформуватись під впливом зовнішніх сил. Крім абстрагування велике значення при формуванні ідеальних об'єктів мають і інші мислені експерименти. Це пов'язано з тим, що при мисленому конструюванні ідеальних об'єктів реальні об'єкти втрачають деякі притаманні їм властивості, їм приписують певні нереальні, гіпотетичні, практично неіснуючі властивості. Використання ідеальних об'єктів дає змогу здійснити перехід від емпіричних законів до точного математичного формулювання їх, що значно полегшує дедуктивну побудову певних галузей знань. З історії науки відомо багато прикладів, коли використання ідеальних об'єктів приводило до визначних відкриттів (класична механіка, теорія відносності). Щоправда, ідеалізація — це специфічне спрощення дійсності. Будь-яка ідеалізація правомірна лише в певних межах, вона служить для наукового розв'язання лише певних проблем. Наприклад, ньютонівські ідеалізації «абсолютний простір», «абсолютний час» були відкинуті сучасною фізикою. На основі цих ідеалізацій у відомих дослідах Майкельсона з виявлення руху Землі відносно ефіру дістали негативний результат. Отже, використання в науці ідеальних об'єктів приводить до висновку, що наукове пізнання — це складний процес, що включає в себе, крім моментів творчості, моменти фантазії, відхід думки від дійсності.

Формалізація. Під формалізацією в широкому значенні розуміють метод вивчення найрізноманітніших об'єктів шляхом відображення змісту та структури їх в знаковій формі за допомогою різноманітних штучних способів, наприклад, математики, математичної логіки тощо. Використання спеціальної символіки в цих науках є необхідним і прогресуючим методом відображення дійсності людиною. Вивчення різних напівформалізованих дисциплін, особливо математичних — диференціального, інтегрального числень та інших, наочно демонструє пізнавальну здатність та ефективність методу формалізації. За допомогою диференціального та інтегрального числення розв'язують різні задачі одним уніфікованим методом, відшуковують загальні алгоритми вирішення цього класу проблем. Метод формалізації базується на використанні спеціальної символіки, введення якої забезпечує лаконічність і чіткість фіксації знань. Цим в значній мірі обумовлена витонченість математичних і фізичних теорій, компактність і своєрідна краса їх.

Розвиток фізики нерозривно зв'язаний із розвитком математики. Створення інтегрального і диференціального числення відкрило небачені перспективи для розвитку як математики, так і суміжних

наук — механіки, астрономії, фізики. Математика стала знаряддям дослідження природи і технічних процесів. Математичне формулювання законів механіки, дане Ньютоном, привело до визначних успіхів науки, внаслідок яких людство дістало можливість не лише описувати події, що відбулися, а й передбачати явища, які ще не відбулися. Розрахунок став часто випереджати експеримент і виготовлення проектних зразків. Одним з яскравих прикладів цього слід вважати математичне передбачення особливостей польоту космічних ракет і розрахунок їхніх траєкторій.

Методи математичного аналізу набули широкого застосування на початку XIX ст. при вивченні багатьох фізичних явищ — поширення хвиль, теплоти, електрики в різних середовищах. Завдяки застосуванню математичних методів на зміну якісному описанню явищ прийшов кількісний аналіз, що дав змогу насамперед визначити проходження їх. Розширення поля дії математичного апарату привело не тільки до розвитку його деталей, а й істотної перебудови змісту всієї математики. Так, молекулярна фізика, яка перейшла в середині XIX ст. із стану якісних уявлень і словесних міркувань в точну науку з кількісними методами дослідження, привела до уявлень про багатовимірний простір. Це поняття викликало істотні зміни уявлень і в математиці, яка ще в XVIII і в першій половині XIX ст. була тісно зв'язана з геометричними образами звичного тривимірного простору і кількісними відношеннями, що виражаються за допомогою чисел. Це незмінно зміщувало центр математичних інтересів то в одну, то в іншу область.

Минуле століття пройшло під знаком розвитку теорії диференціальних рівнянь. Початок XX ст. характеризувався бурхливим розвитком теорії інтегральних рівнянь і теорії функцій комплексного змінного. Проте вже в 20-х роках XX ст. виявилось, що класичний апарат аналізу недостатній. У розвитку математичних теорій активну участь взяли фізики, так само як в розвитку фізичних теорій брали участь математики. Поглиблене вивчення фізичних властивостей матерії сприяло вдосконаленню математичного апарату. Він став гнучкішим і точніше відображав явища природи. Принципове зрушення в свідомості математиків і фізиків пов'язане з розвитком молекулярних уявлень. Численні нарікання проти кінетичної теорії матерії, які висловлювалися в минулому столітті, відпали вже на початку нашого століття завдяки прекрасно поставленим експериментам, а також поясненню явищ броунівського руху і дифузії, виходячи із статистичної природи їх.

Теорія ймовірностей, яка сприяла розвитку кінетичної теорії матерії, сама стала об'єктом впливу статистичної фізики. Вже на початку XX ст. фізики, бажаючи вивчити явище дифузії з точки зору кінетичної теорії, зробили першу спробу наблизити теорію ймовірності до потреб фізики. Їм належить спроба вивчення випадкових величин, що змінюються з часом, тобто випадкових процесів. Практика потре-

бувала повного перегляду логічного фундаменту теорії ймовірностей, оскільки її основні поняття і математичний апарат не відповідали вимогам фізики. Подібні вимоги протягом останніх півтора століть фізика ставила перед математиками, адже математика для фізики стала тією мовою, якою їй вдається не тільки найбільш точно виражати свої закономірності, а й виявляти нові, а також здійснювати перевірку положень, які лежать в основі поглядів на суть тих чи інших фізичних явищ. Зміст сучасної математики склався значною мірою під впливом вимог трьох наук — астрономії, механіки і фізики. Фізика й тепер є не тільки споживачем уже готових математичних теорій, але постійно наштовхує на створення нових математичних напрямів. Така співдружність фізики й математики дає змогу їм разом успішно просуватися вперед, і кожний новий успіх однієї з них допомагає другій робити новий крок у пізнанні природи.

Тепер, коли основні зусилля фізиків спрямовані на вивчення явищ мікросвіту, роль математики в фізичних дослідженнях незмірно зростає. Проте, як і в минулому, математична теорія фізичних явищ підлягає ретельній експериментальній перевірці. Від математичної теорії вимагається значно більше, ніж збіг теоретичних розрахунків з результатами експерименту: від неї вимагається формулювання загальних закономірностей і, як наслідок, передбачених нових, ще невідомих до цього. Математика і фізика і надалі розвиватимуться, взаємно збагачуючи одна одну і допомагаючи все глибше проникати в суть як макро-, так і мікросвіту.

Формалізація дає змогу побудувати знакові моделі об'єктів, а вивчення реальних речей і процесів замінити вивченням моделей, що значно полегшує розв'язання пізнавальних задач. Метод формалізації тісно пов'язаний з багатьма іншими методами — моделюванням, абстрагуванням, ідеалізацією тощо. Стосовно моделювання він носить у певному розумінні службовий характер, оскільки виступає як спосіб знакового моделювання. Використання методів абстрагування та ідеалізації є вихідною умовою методу формалізації. Тому формалізація неможлива без попереднього огрублення, спрощення досліджуваних об'єктів. Ефективність методу формалізації визначається тим, наскільки точно виявлено основне в складі об'єкта, наскільки вдало схоплено його суть. Без цього навіть найвправніші формальні маніпуляції з символами залишаються марними або приведуть до помилкових висновків.

Аксіоматичний метод — один з дуже поширених способів організації наукового знання. Особливо широко він використовується в математиці і в математичних науках. Під аксіоматичним методом побудови певної наукової теорії або дисципліни розуміють таку організацію їх, коли ряд тверджень приймається без доведення. Ці твердження називають аксіомами. Інше знання фіксується у вигляді лем, теорем, законів тощо. Прикладом аксіоматично побудованих систем знання

можуть бути електромагнітна теорія Максвелла, теорія відносності Ейнштейна та багато інших. Аксиоматично побудована теорія може бути визнана істинною лише тоді, коли істинними будуть її аксіоми і правила, за якими одержані всі інші твердження. Лише в такому разі теорія правильно відображає дійсність. Сфера застосування аксіоматичного методу хоч і зростає, але залишається ще відносно обмеженою. В науках нематематичного профілю цей метод відіграє допоміжну роль, а прогрес у його застосуванні істотно залежить від рівня математизації відповідної галузі знання. Значно ширше аксіоматичний метод застосовується в математиці, але й тут у нього є певні межі. Отже, всі згадані методи — це науковий арсенал фізики в знаходженні відносних істин, в пізнанні реальної дійсності.

§ 2. Історичний огляд розвитку фізики

Роль виробництва щодо природничих наук в їх історичному розвитку полягає в тому, що природничонаукові знання виникли й розвиваються внаслідок потреб матеріально-виробничої суспільної діяльності і на її основі.

Систематичне вивчення природи, яке привело до виникнення природничих наук, почалося з другої половини XV ст. Бурхливе зростання пізнання значно прискорило процес формування природничих наук, виділення специфічного предмета окремих природничих наук і формування їхніх спеціальних методів.

Цей період історичного процесу систематичного вивчення природи закінчується в галузі неорганічної природи створенням у XVI—XVII ст. основ механіки. Тоді механіка — небесна і земна — посідала центральне місце в розвитку природознавства і сформувалась разом з математикою історично раніше від інших природничих наук. Це було обумовлено характером розвитку виробництва; він є головним, але не єдиним фактором, що обумовлює цей історичний процес.

Різні природничі науки вивчають якісно відмінні форми матеріального руху. Вивчення природи повинно було йти від пояснення найпростіших форм руху до більш складних, бо вища форма руху певною мірою пов'язана з нижчими найпростішими формами руху. І дійсно, ми бачимо, що в історичному розвитку природознавства раніше за все розробляється теорія простого переміщення, механіка небесних тіл і земних мас; за нею йде теорія молекулярного руху, а вслід за останньою наука про рух атомів, хімія. Лише після того як ці різні галузі пізнання форм руху, що панують в неживій природі, досягли високого ступеня розвитку, можна було б з успіхом взятись за пояснення явищ руху, що становлять процес життя. Пояснення цих явищ ішло вперед у тій мірі, в якій посувалися вперед механіка, фізика і хімія.

Щоб вирішити завдання, поставлені розвитком виробництва, наука повинна була стати на шлях самостійного розвитку і систематич-

ного експериментального дослідження природи. Початком такого дослідження природи стала геліоцентрична система великого польського вченого М. Коперника, яка прийшла на зміну космогонічній системі Птолемея. Джордано Бруно і Галілео Галілей дали глибоке науково-теоретичне і філософське обґрунтування системи Коперника. Розвиваючи геліоцентризм Коперника, Й. Кеплер відкрив основні закони руху планет навколо Сонця. Крім того, Г. Галілей виявив внутрішню суперечливість динаміки Арістотеля і розробив деякі її основні наукові принципи. Разом з тим дослідження Г. Галілея в галузі динаміки і астрономії поклали початок впровадженню дослідного, експериментального методу в природознавстві.

Систематизуючи і узагальнюючи результати, добуті Г. Галілеєм, Й. Кеплером та іншими своїми попередниками, І. Ньютон сформулював основні закони механічного руху, що об'єднали механіку небесних тіл з механікою Землі, і завершив створення фундаменту механіки як науки.

Ці основні моменти характеризують виникнення механіки як науки і її зв'язок з матеріально-виробничою діяльністю. Це перший важливий етап історичного процесу диференціації природничо-наукових знань, виділення кожної окремої науки з її особливим предметом і методом.

Продуктивні сили капіталізму розвивалися в умовах промислового піднесення, переходу до машинного виробництва. Різно збільшується значення засобів праці як фактора росту продуктивних сил. Винахід парової машини та застосування її на практиці викликали революцію у виробництві і сприяли виникненню такого розділу фізики, як термодинаміка, відкриттю закону збереження і перетворення енергії. Це відкриття висунуло в 40-х роках ХІХ ст. на перший план об'єктивну діалектику природи і відіграло вирішальну роль у природничо-науковому обґрунтуванні діалектико-матеріалістичних поглядів. Закон збереження енергії поряд з відкриттям клітини та теорією походження видів Дарвіна були найважливішими відкриттями в той час.

Фізика першої половини ХІХ ст. досягла найбільших успіхів у вивченні теплових, електричних і магнітних явищ. Винайдення парової машини і відкриття електромагнетизму викликали великий інтерес до цих явищ і створили матеріально-технічні передумови для найважливіших відкриттів. Технічний прогрес і викликані ним науково-експериментальні дослідження в галузі теплоти і електромагнетизму змусили фізиків відмовитись від таких «невагомих» субстанцій як теплеч, флогістон і т. п.

Численні і ретельно поставлені експериментальні дослідження свідчили про взаємоперетворення теплоти і механічної роботи, виявили кількісне збереження їх і сталість відношень цих перетворень. Цим було доведено, що теплові явища не можуть розглядатись як власти-

вості особливої «невагомої» речовини — *теплицю*, а повинні бути пояснені, виходячи з законів специфічного руху молекул. Значним досягненням у розвитку фізики було відкриття першого й другого начал термодинаміки.

На початку XIX ст. було встановлено, що електричний струм обумовлює магнітні явища. Тому вже не можна було розглядати електричні і магнітні поля як первинні властивості двох різнорідних «невагомих» субстанцій. В електрохімічних і термохімічних явищах також було зроблено дуже важливі відкриття, які істотно підірвали основи метафізичних поглядів і підготували визнання взаємозв'язку і обумовленості різних природних явищ. Ці відкриття мали вирішальне значення для розпаду метафізичної концепції «невагомих» субстанцій і підготували передумови розвитку діалектико-матеріалістичних поглядів.

Діалектика, яка стихійно проникла в природознавство, так само як і матеріалізм, спиралась на атомістику на всіх етапах її розвитку. Протягом багатьох століть атомістика залишилась натурфілософським допущенням. Проте вже в XVIII ст. М. В. Ломоносов підняв атомістику на рівень природничо-наукової гіпотези. Якщо в XVII—XVIII ст. були вивчені і сформульовані загальні закони лише однієї форми руху — механічного руху, то вже на початку XIX ст. було встановлено ряд специфічних закономірностей інших форм фізичного руху (теплого і електромагнітного). Було виявлено зв'язки взаємного переходу цих форм руху. Поряд з специфічними закономірностями окремих явищ був експериментально обґрунтований загальний і основний закон фізики — закон збереження і перетворення енергії, який разом з раніше обґрунтованим законом збереження маси дав змогу зрозуміти загальні закономірності різних явищ природи та існуючі між ними зв'язки і взаємопереходи.

Фізика в XIX ст. перетворилась із емпіричної в теоретичну науку і створила передумови, необхідні для повного подолання метафізичної, механістичної обмеженості і сприяла створенню діалектико-матеріалістичних поглядів на природу. Стало можливим повне подолання механічної однобчності XVIII ст., але й саме природознавство, завдяки виявленню існуючих в самій природі зв'язків між різними галузями дослідження (механікою, фізикою, хімією, біологією і т. д.), перетворилось з емпіричної науки в теоретичну, стаючи при узагальненні здобутих результатів системою матеріалістичного пізнання природи. Нові відкриття в фізиці були підтвердженням матеріалізму і відображали об'єктивну діалектику, властиву явищам природи.

Матеріально-виробнича діяльність і природничі науки розвиваються в постійній взаємодії. В ході історичного процесу цієї взаємодії вони просувають одна одну вперед. Внаслідок потреб матеріально-виробничої діяльності на її основі розвивається пізнання природи, а пізнання природи в свою чергу відкриває шляхи розвитку і вдоско-

наленню матеріально-виробничої діяльності. Розвиток техніки і зростання значення фізики для промисловості сприяли озброєнню її досконаліми методами експериментального дослідження речовин і поля. На початку ХХ ст. фізика піднялася до сучасного рівня експериментальних і теоретичних досліджень і відкриттів, які ведуть до нового стрімкого вдосконалення і перетворення техніки. Розвиток фізики характеризується поступовим відходом від описових методів дослідження до все більшого використання точних математичних методів. Математизація фізики особливо стала помітною наприкінці ХІХ — на початку ХХ ст., і цей процес особливо характерний для сучасної фізики. У ХХ ст. роль математики надзвичайно зростає, вона все більше проникає не тільки в природничі науки, а і в такі, як політекономія, соціологія, філологія. В цей час були зроблені відкриття, які викликали глибокі перетворення в фізиці. Було відкрито явище радіоактивності, встановлено, що ядра складних атомів хімічних елементів (уран і радій) у процесі радіоактивного випромінювання самодовільно розпадаються, перетворюючись в ряд інших елементів, і виділяють при цьому величезну кількість енергії. Нове відкриття виявило глибокий внутрішній зв'язок і можливість взаємоперетворення атомів. Виділення енергії при радіоактивному розпаді вказувало на нові внутрішньоядерні процеси.

У відомих раніше фізичних і хімічних явищах атоми виступали як безструктурні, неподільні частинки. Нові відкриття показали, що атоми мають складну внутрішню структуру. Було встановлено, що до складу всіх атомів входять електрони й позитивно заряджені електричні частинки. Тим самим було доведено безпідставність метафізичних уявлень про неподільність, безструктурність атома і усунуто з науки метафізичне протиставлення речовини електромагнітним явищам.

Нові, надвичайно важливі результати дістали при дослідженні електромагнітного випромінювання. Було доведено, що випромінювання характеризується і хвильовими і корпускулярними властивостями. Ці відкриття по-новому поставили питання про перервність і неперервність, про їхній взаємозв'язок, глибше й повніше розкрили об'єктивну діалектику природи. Проте класична фізика не спроможна була пояснити нові відкриття. Це привело до кризи у фізиці, яка пов'язана з ломкою старих законів і основних принципів, з відкиданням об'єктивної реальності поза свідомістю, тобто заміною матеріалізму ідеалізмом і агностицизмом. З неї можна було вийти не пристосуванням старих теорій до нових відкриттів, а створенням якісно нових фізичних теорій. Це привело до виникнення і розвитку теорії відносності, квантової механіки і релятивістської квантової механіки. Революція в фізиці на межі ХІХ і ХХ ст. сприяла розвитку фізики великих швидкостей і фізики мікросвіту. Проте розвиток нової фізики не відкидає класичну фізику, а зберігає все позитивне, що було в ній. Без цього не

було б наступності, неперервності в розвитку. Разом з тим для поступального розвитку характерною є перервність, бо тут має місце заперечення старого, перехід від старого до нового, виникнення якісно нового.

Квантова фізика ґрунтується на нових уявленнях, поняттях, математичних моделях. Областю застосування квантової механіки спочатку був мікросвіт, ядро атома і його оболонки. Вона вивчала випромінювання й поглинання атомом. Але згодом було виявлено чимало явищ, які можна було зрозуміти лише за допомогою квантових уявлень: це надтекучість гелію і надпровідність різних речовин, теорія металів і теорія напівпровідників. Квантова теорія дала змогу останнім часом створити нову галузь техніки — квантову електроніку. Лазери — чудове досягнення експериментальної фізики — є практичним результатом теоретичних досліджень.

Пошуки фундаментальної взаємодії проводяться в фізиці паралельно з пошуками фундаментальних елементарних частинок. Зараз виявлено цілий світ мікрочастинок, який потребує глибокого аналізу і вивчення їх.

Характерною рисою сучасної експериментальної фізики є зростання складності фізичного експерименту, яке потребує також великих економічних витрат: атомні реактори, використання ядерної енергії, запуск штучних супутників Землі, космічних ракет до інших планет — все це стало можливим внаслідок швидкого розвитку точних наук і насамперед фізики. А розвиток фізики, особливо її нових розділів (ядерної, елементарних частинок тощо) став можливим завдяки ефективному розвитку виробництва.

§ 3. Філософський огляд розвитку фізики

Матеріалісти, правильно розуміючи питання про об'єктивність простору і часу, не змогли оцінити природу взаємозв'язку простору, часу і матерії.

І. Ньютон у своїй механіці також розвивав матеріалістичні в своїй основі погляди на простір і час, визнаючи їхню об'єктивну реальність. Погляди І. Ньютона на матерію, простір і час, їхній взаємозв'язок, були суперечливими. Поряд з відносним часом і відносним простором, що використовуються в повсякденному житті, І. Ньютон вводить поняття *абсолютного часу і абсолютного простору*, які існують, на його думку, безвідносно до предметів і процесів природи, не зв'язаних з ними. Абсолютний простір, за своєю суттю безвідносний до чого б то не було зовнішнього, залишається завжди однаковим, нерухомим. Абсолютний час сам по собі за своєю суттю, без всякого відношення до чого-небудь зовнішнього, плине рівномірно, інакше називається *тривалістю*.

Абсолютний час і абсолютний простір існують незалежно від предметів і процесів природи, незалежно один від одного. Взаємозв'язок

між абсолютним простором і предметами природи за Ньютоном має такий характер: простір є необмеженою місткістю матеріальних тіл, в якій відбуваються процеси природи. Простір існує у вигляді пустої місткості, яка характеризується в усіх напрямках однаковими властивостями. Ці погляди, які відривають простір і час від матерії і одне від одного, дістали своє конкретне відображення в «теорії далекодії», яка ґрунтується на метафізичному відриві простору і часу від матерії, на визнанні пустого простору, позбавленого матеріальних предметів і процесів. Захист теорії далекодії її прихильники поєднували з запереченням нерозривного зв'язку простору й часу з матерією. Якщо немає пустого простору, позбавленого будь-яких видів матерії і матеріальних процесів, то взаємодія між тілами повинна здійснюватись неодмінно з участю проміжного середовища, що відокремлює їх одне від одного, і буде передаватися з деякою скінченною швидкістю, бо сигнал, що йде від одного предмета до іншого, викличе в навколишньому просторі матеріальні процеси, що потребують певного інтервалу часу. В цьому й полягає основна ідея теорії близькодії. Теорія близькодії явно чи неявно визнає нерозривний зв'язок простору й часу з матерією і між собою. Виникнення теорії близькодії, її експериментальне і теоретичне обґрунтування мали велике значення для розуміння природи простору й часу, їх органічного зв'язку з матерією. Розвитку теорії близькодії сприяли видатні фізики-матеріалісти XVIII—XIX ст. Велике значення для обґрунтування основних її ідей мала електродинаміка Фарадея — Максвелла.

Фізика тоді була в такому стані, коли дослідники більшою або меншою мірою оперували методами механіки. Тому їм здавалось, що всі явища природи можна пояснити, ґрунтуючись на загальних законах механіки, які ними були поставлені в ранг загальних законів природи, а механічний рух розглядали як основну форму руху. Так виникла механістична обмеженість погляду на природу.

Другою характерною особливістю поглядів цього періоду на природу є метафізична обмеженість їх. До вивчення явищ природи підходили з погляду її абсолютної незмінності. Предмети і явища природи розглядали як такі, що існують вічно, незмінно, відокремлено одні від інших. За метафізичними поглядами причина і наслідок перебувають у застиглій протилежності, позитивне взаємно виключає негативне. Метафізична обмеженість у фізиці виявилася і в тому, що теплові, електричні, магнітні та світлові явища розглядали і вивчали зовсім ізольовано, як області, не зв'язані між собою. Внаслідок цього прийшли до припущення, що начебто існують особливі «невагомі» субстанції і відповідні сили як джерела теплових, електричних, магнітних та світлових явищ. Незважаючи на це, об'єктивний науково-теоретичний зміст природознавства був діалектико-матеріалістичним. Бо в природі панують закони матеріалістичної діалектики, і об'єктивний зміст природознавства на всіх етапах розвитку так чи інакше відобра-

жав їх. У цьому можна переконатися на прикладі досягнень тодішньої механіки. Між її об'єктивним науково-теоретичним змістом і пануючими метафізичними, механістичними поглядами на природу існувала в прихованому вигляді внутрішня суперечність, виявити яку в той час було неможливо. Рух, зміна в природі були вивчені в найпростішій формі, в простому переміщенні тіл у просторі.

На новому етапі розвитку природознавства, коли в ХІХ ст. стали бурхливо розвиватись такі галузі фізики, як теплота, електрика, магнетизм, було виявлено їхній взаємозв'язок, встановлено деякі основні закономірності в хімії, геології, біології. Нові факти, встановлені наукою, суперечили застарілим поглядам на природу; природознавство вийшло за межі, де були достатніми методи механіки, незмінні метафізичні категорії. Розвиток природознавства підготував передумови для перегляду метафізичної, механістичної обмеженості поглядів на природу. Але нові відкриття у фізиці наприкінці ХІХ — на початку ХХ ст. привели до кризи в фізиці.

Прихильники нової філософської течії, виступаючи проти світогляду діалектичного матеріалізму, тлумачили найновіші дані фізики в дусі ідеалізму. Мах, Пуанкаре та інші розуміли революцію в фізиці як загальний розгром принципів фізики ХІХ ст., як крах всього її фундаменту. Вони виступали проти наукового значення природознавства, проти природничо-історичного матеріалізму, поставили під сумнів справедливність законів збереження енергії, маси тощо. Характерними щодо цього є погляди фізико-хіміка Оствальда. Оствальд розглядав усі процеси природи як чистий рух без матеріального носія і стверджував, що їх можна пояснити за допомогою енергії, розуміючи енергію як єдину реальність. Проте поняття матерії є філософською категорією, яка визначає об'єктивну реальність, що існує незалежно від людської свідомості і відображається нею; її не можна підмінити мінливими фізичними уявленнями про будову і властивості матерії.

Заміна старих природничо-наукових уявлень про матерію зв'язана з відкриттям нових властивостей матерії, нових форм її руху.

Філософське обґрунтування матеріальності електрона мало велике значення для розуміння матеріальної природи світла. Питання про матеріальність електрона зв'язане з питанням про матеріальність електродинамічних процесів взагалі і процесів, що відбуваються в електромагнітному полі, нерозривно зв'язаному з зарядами. Про матеріальність світла свідчить також поставлений дослід П. М. Лебедева на встановлення тиску світла. Із цього дослідження випливало, що світловий потік має не тільки енергію, а й масу, становить собою нероздільну єдність матерії і руху.

Більшість природодослідників того часу стихійно стояли на боці матеріалізму. Це переконання більшості природодослідників сприймалось як природничо-історичний матеріалізм.

Отже, історія фізики вказує на нерозривний зв'язок її з філосо-

фією. Проте фізичний ідеалізм з розвитком фізики ще не раз відновлювався. Наприклад, відкриття взаємоперетворення пари позитрон — електрон і фотонів інколи тлумачать як перетворення матерії в енергію, як зникнення матерії, як матеріалізацію квантів.

Ф. Енгельс встановив об'єктивну діалектику форм руху. Він дав загальне визначення руху як змін взагалі. На основі аналізу і узагальнення нечисленних тоді розрізнених даних науки він дійшов висновку про різноманітність форм руху, їх якісне незведення до механічного руху. Подібно до того, як колись марно намагались звести всі форми руху до механічного, для наступного етапу розвитку фізики характерні спроби окремих вчених створити єдину електромагнітну картину фізичних явищ. Проте хоч тут старий механічний принцип зведення і здобув нову форму, зміст його залишається тим самим — заперечення якісної специфіки різних областей природних явищ, прагнення звести багатоманітні якісно різні форми руху до однієї.

Створенню єдиної електромагнітної картини фізичних явищ сприяли нові відкриття, пов'язані з вивченням структури атома. Було зроблено спробу створити логічну строгу і експериментально обгрунтовану електродинамічну модель атома, згідно з якою випромінювання атомом електромагнітних хвиль розглядалось як результат орбітального руху електронів. Теоретичні розрахунки, зроблені на основі цих уявлень, суперечили спектроскопічним спостереженням, що мало фатальні наслідки для єдиної електромагнітної фізичної картини світу. Стала очевидною безпідставність неомеханічних спроб звести мікропроцеси до електромагнітного руху. Пізніше, коли за допомогою квантових уявлень було встановлено специфіку руху мікрооб'єктів та його закономірності, що суперечність було розв'язано.

Другим важливим кроком у пізнанні мікросвіту було відкриття хвильових властивостей мікрооб'єктів, їхньої корпускулярно-хвильової природи, а також виявлення корпускулярних властивостей світла. До початку ХХ ст. вчені вважали, що речовина має корпускулярну природу, а поле — хвильову. Це було обумовлено тим, що найдрібніші частинки речовини — молекули, атоми, електрони, протони тощо поводитись в усіх відомих на той час процесах тільки як корпускули, а поняття про поле було пов'язане з хвильовими процесами, наприклад з поширенням світлових хвиль. Згодом було встановлено, що світло в одних явищах виявляє хвильові, а в інших — корпускулярні властивості і має суперечливу корпускулярно-хвильову природу. Пізніше було виявлено, що атомам, електронам, протонам та іншим мікрочастинкам також властива і хвильова природа. Отже, експериментально доведено, що корпускулярно-хвильовий дуалізм властивий в цілому матерії, речовині і полю. Звідси зрозуміло, що повністю характеризувати рух мікрооб'єктів за допомогою траєкторії та орбіти не можна. Розвиток фізики показав, що рух мікрооб'єктів є специфічною формою, яка не зводиться до електромагнітного, а тим більше

до механічного руху. Квантова механіка, що почала швидко розвиватись, виявила закони цього руху і показала, що їх можна звести до законів класичної фізики.

Новий етап розвитку фізики, який характеризується посиленням розвитком фізики атомного ядра і елементарних частинок, показав, що і квантова механіка має обмежену область застосування. Виявилось, що внутрішньоядерні процеси неможливо пояснити законами квантової механіки. Описуючи рух мікрооб'єктів, зокрема рух елементарних частинок, квантова механіка не відображає їхні внутрішні зв'язки і структуру. Таким чином, проникнувши всередину атомного ядра, фізики відкрили нову форму руху матерії, яку не можна було звести не тільки до механічної, теплової чи електромагнітної, але й до квантово-механічної. Отже, механістичний принцип зведення в його класичному формулюванні (твердження про можливість звести вищі форми руху, включаючи і біологічні процеси, до механічного руху) зараз відкинута наукою. Розвиток сучасної фізики поряд з якісною різноманітністю видів матерії виявив також якісну різноманітність форм руху. Цей факт переконливо підтверджує положення про невичерпність матерії, яке пов'язане з нескінченністю властивостей, зв'язків, взаємодій, структури в глибину будь-якого скінченного матеріального об'єкта.

Основним завданням наукової філософії є встановлення найзагальніших законів розвитку природи, суспільства і людського мислення. Узагальнюючі нові досягнення фізики, матеріалістична філософія постійно збагачується новими положеннями, виробляє нові поняття, відкриває нові можливості для ще глибшого проникнення в таємниці світу, сприяє виникненню і розвитку природничих наук. Діалектичний матеріалізм виріс на дослідному фундаменті досягнень природознавства, тому в своєму розвитку він не може не узагальнювати найновіших даних сучасного природознавства і фізики зокрема. Сучасна фізика досягла такого розвитку, коли не можна користуватись раніш виробленими методами і засобами. Нинішній етап її розвитку характеризується підвищенням ролі методологічних досліджень. Тому в зв'язку з вивченням все складніших процесів і явищ неживої і живої матерії стає важче здійснювати філософські узагальнення. У цих умовах спілкування фізиків і філософів набуває важливого значення, воно повинно зміцнюватись і розширюватись.

§ 4. Застосування методу моделювання в фізиці

Метод моделювання відіграє все більшу роль в сучасній фізиці.

Ідея побудови моделей у класичній фізиці виникла внаслідок проникнення наукового пізнання в розділи фізики, що виходять за межі механіки (електромагнітне поле). Вона полягала в можливості побудови механічних моделей немеханічних фізичних явищ. З розвитком

фізики мікросвіту виникла проблема можливості побудови макромоделей мікрооб'єктів.

За допомогою моделей можна передати той чи інший фізичний об'єкт або фізичну систему, те або інше явище тільки наближено, частково. Модельні уявлення можуть дати відомості про особливості того чи іншого явища, дають змогу дістати висновки не тільки якісного, але й кількісного характеру. Фізичні уявлення, що лежать в основі побудови моделі, випливають із певних знань про властивості об'єкта, процесу, із обмеженої кількості експериментальних і теоретичних даних. Тому модель не можна побудувати однозначно, при цьому треба зосередитись на відтворенні лише окремих рис поведінки об'єкта моделювання. Для всебічного і повного описання властивостей досліджуваного об'єкта створюється не одна, а кілька моделей. У процесі поглиблення наших знань, з включенням в аналіз при моделюванні все більшої кількості властивостей об'єкта — оригіналу, клас можливих моделей звужується, але разом з тим підвищується адекватність їх. З історії фізики відомо багато випадків заміни одних моделей іншими. Неадекватність моделей виявляється при виході за межі того досвіду, на основі якого вона була побудована. Внаслідок того, що кілька моделей описують різні властивості і процеси, фізичні картини можуть бути різними, а інколи прямо протилежними для цих моделей. Слід зауважити, що на певному етапі розвитку науки навіть принципово неправильні моделі інколи можуть відігравати прогресивну роль. Наприклад, уявлення про теплець було вихідним в дослідженнях Карно при створенні термодинаміки. Результати, добуті ним та іншими вченими, які спирались на концепцію теплецю, зберігають своє значення і тепер, хоча теорію теплецю відкинуто сучасною фізикою. Відомо також, що уявлення про світловий ефір було покладено в основу класичних робіт вчених з хвильової оптики аж до кінця XIX ст. Беручи ефір за світлоносне середовище, вчені відкрили чимало законів поширення і взаємодії світла з речовиною, які залишились на озброєнні сучасної науки, поповнили розділ хвильової оптики, а уявлення про ефір спростовано в спеціальній теорії відносності. Такого роду «інваріантність» теорії відносно моделей, або вихідних даних, на основі яких вона створюється, свідчить про наявність в теорії, особливо неповній і обмеженій, сторін, незалежних від об'єкта і способу пізнання. Той факт, що істинна теорія може бути побудована на основі неадекватної з дійсністю моделі, зовсім не означає, що закони науки не відображають природу, яку вона вивчає. Існує також широкий клас ізоморфних моделей, кожна з яких в певних межах відповідає досліджуваному явищу. Єдиним критерієм, який може дати вирішальну відповідь при виборі моделі як методу його вдосконалення, є його відповідність дійсності. Тільки практика відбирає для фізичної теорії ті моделі, які зберігають наукове значення і виявляються плідними для дальшого розвитку науки.

Джерела двох важливих напрямів у розвитку моделювання пов'язані з творчістю Ньютона — це моделювання, що полягає в створенні і дослідженні системи математичних символів, які відображають окремі сторони фізичних явищ. Так, фізика взяла на озброєння модельні уявлення про *матеріальну точку, математичний маятник, ідеальний газ, абсолютно тверде тіло, абсолютно чорне тіло* тощо.

Наступний етап у розвитку моделювання в фізиці пов'язаний з *класичною теорією поля Максвелла*, який поєднав моделювання з проблемою наочності. Для цього він розв'язав задачу побудови механічної моделі немеханічних явищ. Вона формулюється Максвеллом як важлива методологічна проблема фізики.

Сучасний (третій) етап розвитку моделювання полягає в теоретичній розробці окремих процесів, зокрема *моделювання мікропроцесів*. Сучасне фізичне розуміння процесів мікросвіту не передбачає наочного механічного уявлення їх. У Ньютона об'єкти пізнання (механічні явища) і самі моделі наочні; у Максвелла об'єкти пізнання (немеханічні процеси електромагнітних полів) ненаочні, а моделі (уявні механічні явища) наочні.

Модель — первинна форма теоретичного осмислення нових об'єктів, яка часто розкриває протиріччя в розумінні цих нових об'єктів в світлі старої теорії. Вона дає поштовх для подальшого розвитку теоретичного усвідомлення об'єкта дослідження.

Розглянемо співвідношення проблеми наочності і моделі в сучасній фізиці мікросвіту. Наочність, властива механічним моделям, пов'язана з безпосередньою доступністю відчуттям. Нині центр цієї проблеми переміщується в дещо іншу площину, де розглядається наочність як відповідність звичним уявленням. Істинна діалектична філософська свідомість заперечує такий догматизований здоровий глузд, який відповідає звичному, загальноприйнятому. При цьому прагнення до наочності виявляється прагненням втиснути нові ідеї в прокрустове ложе погіршеного варіанта попередніх уявлень. Такий підхід не сприяє досягненню наукового, діалектичного пізнання. Для цього є незабгненним корпускулярно-хвильовий дуалізм мікрооб'єктів, релятивістський закон складання швидкостей та ін. Втрата фізичними об'єктами наочності з точки зору звичності, ясності є важливою загальною тенденцією розвитку сучасної фізичної науки.

Методологічна проблематика, пов'язана з процесом моделювання в класичній фізиці, виникла внаслідок проникнення наукового пізнання в немеханічні області (електромагнітне поле). Ця проблематика в класичній фізиці ХІХ ст. формулювалась у вигляді питання про можливість побудови механічних моделей немеханічних фізичних явищ. Увага до філософських проблем моделювання значно зростає у зв'язку з проникненням у першій половині ХХ ст. наукового пізнання в область мікросвіту. Ця глибока методологічна проблема фізичної науки в розвитку квантової механіки модифікується у вигляді питання про

можливість побудови макромоделей мікрооб'єктів. На сучасному етапі дана проблематика формулюється в більш загальній формі про роль наочних моделей в пізнанні ненаочних мікрооб'єктів. Звичайно, безпідставним є протиставлення математичного і модельного описання фізичних явищ, тому що модель мікрооб'єктів тлумачиться не в дусі класичної фізики, як наочна, тобто механічна система, а в дусі сучасного пізнання як абстрактна логіко-математична структура. В цьому й полягає основний методологічний висновок, пов'язаний з моделюванням у мікрофізиці. Наприклад, моделлю атома є не планетарна система сама по собі, а її ідеальний образ. Ми лише дістаємо при цьому наочний образ, в якому відбиті такі істотні властивості атома, як наявність в ньому центрального ядра і периферійної частини, обертання периферійних елементів навколо ядра. За допомогою наочного образу планетарної системи дістаємо відоме уявлення про структуру атома. Звичайно, ця наочна модель можлива лише тому, що Резерфорду вдалося за допомогою розсіяння α -частинок різними елементами виявити в атомах центральне ядро, навколо якого рухаються електрони подібно до планет навколо Сонця. Відомо, що таке модельне тлумачення структури атома призвело до суперечності і появи борівської ідеї дозволених квантових орбіт. У моделі Н. Бора ідея дозволених орбіт, рухаючись по яких електрон не витрачає енергії, характеризує нові властивості атома, не притаманні макроб'єктам.

Крім того, моделювання мікрооб'єктів за допомогою макроуявлень має свою істотну специфіку, яка зв'язана насамперед з діалектично суперечливою корпускулярно-хвильовою природою їх. Цим також можна пояснити зростання елемента абстрактності при тлумаченні явищ мікросвіту. Моделі в квантовій механіці являють собою єдність наочного образу та наукової абстракції і є деякою схематизацією дійсності. При цьому ми природно спрощуємо багатогранний об'єкт пізнання, тому що кожний образ мікросвіту формується на основі безпосередніх сприймань оточуючих людину макроскопічних об'єктів, тобто сам є макроскопічним. Отже, для більш точного відтворення мікрооб'єкта, потрібно враховувати наближеність, неточність, обмеженість таких моделей, однобічність кожної з них і користуватись лише експериментально обґрунтованими моделями, що доповнюють одна одну. Існування різних моделей свідчить про складність і різноманітність явищ мікросвіту.

Однією з перших ядерних моделей була краплина, вперше запропонована І. Я. Френкелем і розвинута Н. Бором. Згідно з цією моделлю ядро атома становить собою краплину протонної і нейтронної рідини з великою густиною речовини (10^{38} част./см³) і надзвичайною густиною заряду ($3 \cdot 10^{19}$ Кл/см³). Ядерні частинки, як і молекули рідини, мають достатню рухливість. При збудженні ядра надана йому енергія розподіляється між всіма ядерними частинками статистичним способом, аналогічно тому, як розподіляється між молекулами

енергія при нагріванні рідин. Проте на відміну від молекул рідини стан у всіх ядерних частинок не однаковий, оскільки їм притаманні хвильові властивості і вони підлягають квантовим законам.

Для пояснення розсіяння α -частинок і інших частинок було запропоновано оптичну модель ядра. Проте однією з найбільш плідних моделей атомного ядра є оболонкова модель ядра.

Важливим моментом у розвитку квантових уявлень про природу поля була поява гіпотези М. Планка про дискретну природу випромінювання осцилятора. Ідеї Планка були розвинуті Ейнштейном в його теорії фотоэффекту, в якій він розглядав світлові кванти як реально існуючі частинки (фотони). Проте ідею перервності поля, чужу класичній фізиці, фізики прийняли не відразу.

Отже, в сучасній фізиці метод моделювання узагальнюється, розвиваючись від первинних форм наочних моделей до широкого використання абстракціологічних (математичних) моделей. Сучасне моделювання має дві провідні тенденції: збільшення ролі елементів абстракції в моделях і узагальнення подібності.

Роль моделювання в пізнанні можна виявити при аналізі його основних функцій. Насамперед моделювання здійснює ніби перекладацьку функцію — перекладає одержану інформацію з незрозумілої мови оригіналу на відому мову моделі. Дуже важлива екстраполяційна функція моделювання: інформацію, яку дістали на моделі, поширюють на сам об'єкт. В умовах органічної єдності діалектичних процесів диференціації і інтеграції наук важливу роль відіграє трансляційна функція моделювання. Моделювання виступає в ролі вихідного прийому при проникненні одних наук в область інших. Моделювання — це перевірене знаряддя синтезу знання. Операція моделювання пов'язана з використанням таких логічних форм, як аналогія, екстраполяція, гіпотеза, які, звичайно, мають і самостійне значення поза процесом побудови моделей. Однак для з'ясування місця і ролі моделей в пізнанні найбільше значення має аналіз їхніх взаємозв'язків з такою вищою формою пізнавального процесу, як послідовна теорія явища. Необхідно вказати на підлеглість моделювання головному завданню — створенню наукової теорії, здатної пояснити деяку сферу об'єктивної реальності і визначити шляхи практичного перетворення її. Об'єктивним критерієм істинності модельного знання, як і для будь-якої іншої пізнавальної форми та всього процесу пізнання в цілому, є суспільно-історична практика.

МЕХАНІКА

Міжнародна система одиниць (СІ). Простір і час в класичній механіці. Закони Ньютона, принцип відносності Галілея, детермінізм Лапласа. Інертна та гравітаційна маси. Погляди Арістотеля та Галілея на природу механічного руху. Поступальний та обертальний рух твердого тіла. Механічні коливання та хвилі, явище Доплера. Методологічні основи механіки.

Розділ 1

КІНЕМАТИКА

§ 1. Механіка. Система відліку. Матеріальна точка

Механіка — наука про найпростішу форму руху тіл (механічний рух, або переміщення). Рух у широкому філософському розумінні є зміна взагалі, будь-яка зміна чи процес: фізичний, хімічний, біологічний тощо.

Під механічним рухом розуміють зміну положення тіла з часом відносно іншого тіла або системи тіл, що умовно вважають нерухомими. Таку систему тіл разом з годинником називають системою відліку. Годинником може бути будь-який періодичний процес: коливання маятника, обертання Землі, електромагнітні коливання тощо.

Для строгого математичного описання руху з системою відліку пов'язують систему координат, наприклад декартову. Між системою відліку й системою координат є істотна відмінність. Систему відліку утворюють реальні тіла, а система координат є математичною абстракцією. Практично для того щоб описати рух, необхідно умовитись, відносно якого іншого тіла (або групи нерухомих один від одного тіл) відраховуватиметься переміщення даного тіла. Обране для цього тіло (або група тіл) утворює разом з годинником систему відліку.

Координати тіла визначають його положення в просторі. Оскільки рух відбувається як в просторі, так і в часі, для описання руху необхідно також відлічувати час.

Маючи координатну систему, що пов'язана з обраним тілом відліку та годинником, можна приступати до описання руху тіла.

Тіло, деформаціями якого в умовах розглядуваної задачі можна знехтувати, називають *абсолютно твердим*.

Тіло, розмірами якого в умовах даної задачі можна знехтувати, називають *матеріальною точкою*. Чи можна певне конкретне тіло вважати матеріальною точкою, чи ні — це залежить не від розмірів самого тіла, а від умови задачі. Те саме тіло можна вважати матеріальною точкою в одних умовах, в інших — його треба розглядати як таке, що має протяжність.

Будь-який рух твердого тіла можна розкласти на два головних види руху — поступальний та обертальний.

Поступальний рух — це такий рух, при якому будь-яка пряма, проведена в тілі, що рухається, залишається паралельною сама собі.

При *обертальному русі* всі точки тіла рухаються по колах, центри яких лежать на одній прямій, яку називають *віссю обертання*. Вісь обертання може знаходитись поза тілом. Далі під рухом розумітимемо механічний рух, а під тілом — матеріальну точку. Лінію, що її описує під час руху матеріальна точка, називають *траєкторією*. За формою траєкторії рухи поділяють на прямолінійні й криволінійні. Відстань, яку відраховано вздовж траєкторії, називають *пройденим шляхом*.

Механіку поділяють на три розділи: кінематику; статику та динаміку. *Кінематика* вивчає рух тіл без врахування причин, що викликають цей рух. *Статика* вивчає умови рівноваги тіл. *Динаміка* вивчає рух тіл у зв'язку з тими причинами (взаємодією між тілами), які породжують той або інший характер руху. Оскільки рівновага — окремий випадок руху, закони статички впливають із законів динаміки.

§ 2. Швидкість

Положення матеріальної точки в просторі можна задати за допомогою радіуса-вектора \vec{r} . Зафіксуємо певний момент часу t . Йому відповідає значення \vec{r}_1 радіуса-вектора (рис. 1.1). Протягом наступного (після моменту t) невеликого проміжку часу Δt (називатимемо його елементарним) точка проходить елементарний шлях і дістає елементарне переміщення $\Delta \vec{r}$, яке збігається з приростом радіуса-вектора за час Δt .

Відношення

$$\Delta \vec{r} / \Delta t. \quad (1.1)$$

є векторною величиною, що залежить від проміжку часу Δt . При досить малих значеннях Δt вектор (1.1) практично припиняє змінюватись як за величиною, так і за напрямом. Отже, при $\Delta t \rightarrow 0$ відношення (1.1) прямує до певної границі, яку називають швидкістю \vec{v} точки,

що рухається, в момент часу t :

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.2)$$

Таким чином, швидкістю називають границю, до якої прямує відношення $\Delta \vec{r} / \Delta t$ при необмеженому зменшенні Δt . Отже, швидкість можна визначити як похідну від радіуса-вектора точки, що рухається, за часом:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.3)$$

Як впливає з означення, швидкість — величина векторна. Вектор швидкості має напрям, що збігається з напрямом дотичної до траєкторії в певній точці.

У відповідності з формулою (1.2) модуль вектора швидкості запишемо так:

$$|\vec{v}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

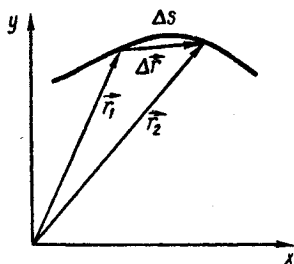


Рис. 1.1

Тут замість $|\Delta \vec{r}|$ не можна писати Δr . Символ $|\Delta \vec{r}|$ означає модуль приросту вектора \vec{r} , тоді як Δr є приріст модуля цього вектора $\Delta |r|$. Ці величини не дорівнюють одна одній: $|\Delta \vec{r}| \neq \Delta |r| = \Delta r$.

Елементарний шлях Δs в загальному випадку відрізняється за величиною від модуля елементарного переміщення $|\Delta \vec{r}|$ (рис. 1.1). Проте для невеликих проміжків часу Δt різниця між Δs і $|\Delta \vec{r}|$ буде невеликою, до того ж із зменшенням Δt шлях Δs із зростаючою точністю збігатиметься з $|\Delta \vec{r}|$. На цій підставі запишемо, що

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t},$$

звідки у відповідності з (1.4) для модуля швидкості дістанемо

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.5)$$

Формула (1.3) визначає вектор миттєвої швидкості, тобто швидкості для певного моменту часу. Середня швидкість визначається відношенням пройденого шляху s до часу t , за який цей шлях подолано:

$$\bar{v} = \frac{s}{t}. \quad (1.6)$$

Швидкість вимірюється в метрах на секунду (СІ) та сантиметрах на секунду (СГС).

§3. Прискорення. Прискорення при криволінійному русі

Гradient швидкості матеріальної точки \vec{v} з часом t характеризують прискоренням

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.7)$$

Прискорення вимірюється в метрах на секунду в квадраті (СІ) та сантиметрах на секунду в квадраті (СГС).

При прямолінійному русі вектор швидкості напрямлений вздовж однієї й тієї самої прямої — траєкторії, внаслідок чого напрям вектора \vec{a} збігається з напрямом вектора \vec{v} або

протилежний до нього. Якщо \vec{a} збігається за напрямом з \vec{v} , то швидкість збільшується, і рух буде *прискореним*. Якщо \vec{a} протилежне за напрямом до \vec{v} , то швидкість зменшується, і рух буде *сповільненим*.

Прямолінійний рух із сталим прискоренням називають *рівнозмінним*. В залежності від зміни швидкості в часі розрізняють рівномірно прискорений та рівномірно сповільнений рухи.

При рівнозмінному прямолінійному русі справедлива формула

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}t, \quad (1.8)$$

де \vec{v} — швидкість у момент часу t ; \vec{v}_0 — швидкість в початковий момент часу (при $t = 0$); \vec{a} — прискорення. При цьому вектори \vec{v} , \vec{v}_0 , \vec{a} напрямлені вздовж однієї прямої.

Визначимо прискорення точки у випадку її руху по криволінійній траєкторії (рис. 1.2). Нехай в момент часу t точка знаходилась в положенні A , а в момент часу $t + \Delta t$ — в положенні B . Швидкості \vec{v}_1 та \vec{v}_2 в точках A і B напрямлені по дотичних до траєкторії в цих точках. Перенесемо вектор \vec{v}_2 в точку A . Зміна швидкості за проміжок часу Δt визначиться вектором $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$. З рис. 1.2 бачимо, що $\vec{DK} = \vec{DC} + \vec{CK}$ або $\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}' + \Delta \vec{v}''$. Тоді прискорення в точці A запишемо так:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}'}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}''}{\Delta t}.$$

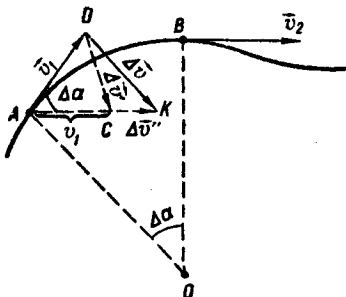


Рис. 1.2

Вектор $a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}'}{\Delta t}$ називають нормальним прискоренням, а вектор $\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}''}{\Delta t}$ — тангенціальним. Прискорення \vec{a}_n перпендикулярне до вектора швидкості \vec{v}_1 і завжди напрямлене до центра кривизни. Звідси й назва цього вектора — нормальний (тобто перпендикулярний).

Визначимо модуль нормального прискорення. Як видно з рис. 1.2, для малого кута $\Delta\alpha$ можна записати

$$|\Delta \vec{v}'| = DC = v_1 \Delta\alpha = \frac{v_1 |AB|}{R} = \frac{v_1^2 \Delta t}{R}.$$

Тоді

$$\begin{aligned} a_n &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{v}'|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\overline{DC}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1 \Delta\alpha}{\Delta t} = \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1 v_1 \Delta t}{R \Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1^2}{R} = \frac{v_1^2}{R}. \end{aligned}$$

Отже, модуль \vec{a}_n в деякій точці траєкторії дорівнює відношенню квадрата швидкості до радіуса кривизни траєкторії в цій самій точці: $a_n = v^2/R$.

Якщо на нормалі до траєкторії відкласти в точці A одиничний вектор \vec{n} , що напрямлений до центра кривизни, то вектор нормального прискорення можна записати так:

$$\vec{a}_n = \vec{n} v^2/R. \quad (1.9)$$

Розглянемо тепер вектор тангенціального прискорення

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}''}{\Delta t}.$$

Зазначимо, що модуль вектора $\Delta \vec{v}''$ дорівнює за абсолютною величиною різниці модулів \vec{v}_2 та \vec{v}_1 (рис. 1.2). Тоді

$$|\vec{a}_\tau| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{v}''|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta v|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} = \left| \frac{dv}{dt} \right|.$$

Відповідно тангенціальне прискорення $a_\tau = \frac{dv}{dt}$ або $a_\tau = \frac{d^2s}{dt^2}$. Отже, значення тангенціального прискорення дорівнює першій похідній від швидкості за часом або другій похідній від шляху. Напрямок вектора \vec{a}_τ визначається напрямом вектора $\Delta \vec{v}''$, якого він набуває в

граничному випадку, коли $\Delta t \rightarrow 0$. Незавжди побачити, що в граничному випадку вектор $\vec{\Delta v}$ напрямлений по дотичній до траєкторії в точці А. Звідси і назва цього вектора — тангенціальний (дотичний). Якщо ввести одиничний вектор $\vec{\tau}$, дотичний до траєкторії і напрямлений в бік руху точки, можна вектор тангенціального прискорення записати так:

$$\vec{a}_\tau = \frac{dv}{dt} \vec{\tau}. \quad (1.10)$$

Вектор \vec{a}_τ вказує на те, як змінюється швидкість за величиною, а вектор \vec{a}_n характеризує зміну швидкості за напрямом. Отже, для повного прискорення запишемо

$$\vec{a} = \frac{v^2}{R} \vec{n} + \frac{dv}{dt} \vec{\tau} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (1.11)$$

Модуль вектора загального прискорення знайдемо із співвідношення

$$a = \sqrt{\left(\frac{v^2}{R}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2} = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}. \quad (1.12)$$

§ 4. Рух точки по колу

Рух матеріальної точки по колу є окремим випадком криволінійного руху. Розглядаючи такі величини, як швидкість \vec{v} , прискорення \vec{a} , радіус-вектор \vec{r} , питання про вибір їхнього напрямку не виникало, оскільки воно витікало з їхньої природи. Подібні вектори називають *полярними*. Вектори типу $d\varphi$, напрям яких пов'язаний з напрямом обертання, називають *аксіальними*. У цьому разі кут можна розглядати як вектор. Для дуже малих кутів повороту $\Delta\varphi$, оскільки шлях, що проходить матеріальна точка при такому малому повороті, можна розглядати як прямолінійний.

Величину

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.13)$$

де Δt — час, за який здійснюється поворот на кут $\Delta\varphi$, називають кутовою швидкістю точки. Вектор $\vec{\omega}$ напрямлений вздовж осі, навколо якої обертається тіло. Напрямок обертання визначається за правилом правого гвинта. Кутова швидкість — це аксіальний вектор. Модуль вектора кутової швидкості дорівнює $\frac{d\varphi}{dt}$. Обертання зі сталою кутовою швидкістю називають рівномірним, при цьому $\omega = \varphi/t$. Отже, при рівномірному обертанні ω показує, на який кут повертається тіло за одиницю часу.

Рівномірний рух можна характеризувати періодом T . Це час, протягом якого тіло робить один оберт, тобто повертається на кут 2π . Оскільки проміжку часу $\Delta t = T$ відповідає кут $\varphi = 2\pi$, то

$$\omega = 2\pi/T. \quad (1.14)$$

Частота періодичного процесу

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (1.15)$$

Тоді

$$\omega = 2\pi\nu. \quad (1.16)$$

Вектор $\vec{\omega}$ може змінюватись як внаслідок зміни швидкості обертання тіла навколо осі (у цьому разі він змінюється за величиною), так і за рахунок повороту осі обертання в просторі (у цьому разі $\vec{\omega}$ змінюється за напрямом). Нехай за час Δt вектор $\vec{\omega}$ дістав приріст $\Delta\vec{\omega}$. Зміну вектора кутової швидкості з часом характеризують кутовим прискоренням

$$\vec{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t}. \quad (1.17)$$

Вектор $\vec{\beta}$, як і $\vec{\omega}$, є аксіальним.

Якщо напрям осі обертання в просторі залишається сталим, то кутова швидкість змінюється лише за величиною, і $|\Delta\vec{\omega}| = \Delta\omega$. У цьому разі з формули (1.17) дістаємо

$$\beta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}. \quad (1.18)$$

Вираз (1.18) запишемо у векторній формі

$$\vec{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}, \quad (1.19)$$

де β — алгебраїчна величина, яка додатна, якщо ω з часом збільшується (у цьому разі вектори $\vec{\beta}$ та $\vec{\omega}$ мають однаковий напрям), і від'ємна, якщо ω зменшується (у цьому разі напрями $\vec{\beta}$ та $\vec{\omega}$ протилежні).

Лінійна швидкість v визначається кутовою швидкістю обертання тіла ω та відстанню r матеріальної точки від осі обертання. Нехай за малий проміжок часу Δt тіло повертається на кут $\Delta\varphi$. Точка, яка знаходиться на відстані r від осі, проходить при цьому шлях

$$\Delta s = r\Delta\varphi. \quad (1.20)$$

Лінійна швидкість точки

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = r\omega. \quad (1.21)$$

У векторній формі $\vec{v} = [\omega, \vec{r}]$. Отже, чим далі знаходиться точка від осі обертання, тим з більшою лінійною швидкістю вона рухається.

Знайдемо зв'язок модулів лінійного та кутового прискорення, покладаючи, що $r = \text{const}$. Тоді, виходячи з (1.19), запишемо

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{r} \frac{dv}{dt} = \frac{a_\tau}{r},$$

отже,

$$a_\tau = \beta r. \quad (1.22)$$

При рівномірному русі точки по колу модуль швидкості залишається сталим, але напрям її безперервно змінюється. Розглянемо два вектори швидкості тіла через невеликий проміжок часу Δt . Віднімаючи перше значення швидкості \vec{v}_1 від наступного \vec{v}_2 , дістанемо приріст $\Delta\vec{v}$

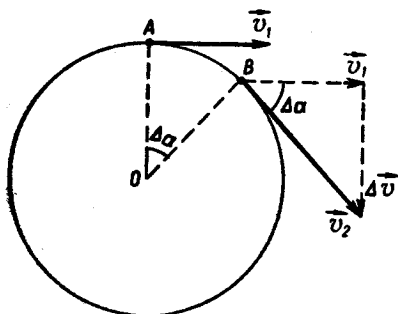


Рис. 1.3

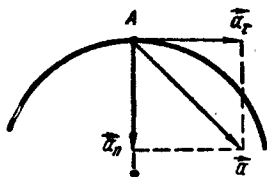


Рис. 1.4

(рис. 1.3). За загальним правилом дії над векторами можна перенести початок векторів швидкості в одну точку (паралельний перенос). Напрямок цих векторів збігається з напрямком дотичної до кола в тій точці, де лежить точка в даний момент. Вектор $\Delta\vec{v}$ не буде перпендикулярним ні до \vec{v}_1 , ні до \vec{v}_2 . Проте при $\Delta t \rightarrow 0$ і $\Delta\vec{v} \rightarrow 0$ напрям вектора $\Delta\vec{v}$ стає перпендикулярним до вектора швидкості \vec{v} .

Отже, нескінченно малий приріст вектора $d\vec{v}$ перпендикулярний до вектора \vec{v} , тому прискорення $\vec{a}_n = \frac{d\vec{v}}{dt}$ перпендикулярне до швидкості і напрямлене до центра кола. Значення прискорення можна пов'язати із значенням швидкості v руху тіла по колу й значенням радіуса r . При малому $\Delta\varphi$

$$\Delta\vec{v} = |\Delta\vec{v}| \vec{n}' = v \Delta\varphi \vec{n}', \quad (1.23)$$

де \vec{n}' — одиничний вектор, напрям якого збігається з напрямом вектора $\Delta\vec{v}$. Підставляючи в (1.23) $\Delta\varphi$ з (1.20), дістанемо

$$\Delta\vec{v} \cong v \frac{\Delta s}{r} \vec{n}'. \quad (1.24)$$

Розділивши $\Delta \vec{v}$ на Δt і зробивши відповідні перетворення, дістанемо

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v}{r} \frac{\Delta s}{\Delta t} \vec{n}' \quad (1.25)$$

У цьому виразі v та r — сталі, відношення $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ в граничному випадку дає модуль швидкості v ; одиничний вектор \vec{n}' в граничному випадку збігається з одиничним вектором \vec{n} , який перпендикулярний до кола в точці A і напрямлений до центра. Отже,

$$a_n = \frac{v^2}{r} \vec{n} \quad (1.26)$$

Знайдене прискорення напрямлене вздовж нормалі до траєкторії, тобто воно є нормальним.

Якщо матеріальна точка рухається по колу нерівномірно, то крім нормального (його у випадку руху по колу називають ще доцентровим) вона матиме тангенціальне прискорення

$$\vec{a}_\tau = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (1.27)$$

яке характеризує зміну швидкості за величиною. Враховуючи вираз (1.21), для тангенціального прискорення дістанемо

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = \frac{rd\omega}{dt} = r\beta. \quad (1.28)$$

Отже, тангенціальне прискорення зростає лінійно із збільшенням відстані від осі обертання. Остаточно для вектора прискорення (рис. 1.4) запишемо

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (1.29)$$

§ 5. Одиниці фізичних величин

Існує кілька систем, що відрізняються вибором основних одиниць. Системи, в основу яких покладено одиниці довжини, маси і часу, називають абсолютними.

Основними одиницями в СІ є: одиниця довжини — метр (м), маси — кілограм (кг), часу — секунда (с), сили струму — ампер (А), термодинамічної температури — кельвін (К), кількості речовини — моль, сили світла — кандела (кд). Про ці одиниці йтиметься у відповідних розділах книги.

► *Метр* — це довжина шляху, який проходить світло у вакуумі за інтервал часу $1/299\,792\,458$ с. Застосовуються також кратні та частко-

ві одиниці метра: кілометр (10^3 м), сантиметр (10^{-2} м), міліметр (10^{-3} м), мікрометр (10^{-6} м) тощо.

Кілограм — це одиниця маси, яка дорівнює масі міжнародного прототипу кілограма.

Секунда — це час, що дорівнює 9192631770 періодам випромінювання, що відповідає переходу між двома надтонкими рівнями основного стану атома цезію-133.

Ампер — це сила незмінюваного струму, який, проходячи по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної довжини та дуже малої площі кругового перерізу, розміщених у вакуумі на відстані 1 м один від одного, зумовлює на кожній ділянці провідника довжиною 1 м силу взаємодії, що дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ Н.

Одиницю температури і різниці температур за шкалою Кельвіна називають *кельвіном* (К). Кельвін дорівнює $1/273,16$ частині термодинамічної температури потрійної точки води.

За одиницю кількості речовини прийнято *моль* — кількість речовини системи, що містить стільки структурних елементів, скільки міститься атомів у вуглеці-12 масою 0,012 кг.

За одиницю сили світла прийнята *кандела* (кд) — сила світла в заданому напрямі джерела, що випромінює монохроматичне випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямі становить $1/683$ Вт/ср (ср — стерадіан, див. розд. 8).

Для позначення розмірності довільної фізичної величини використовують її символне позначення, яке береться в квадратні дужки. Так, наприклад, символ $[v]$ означає розмірність швидкості. Для розмірностей основних величин використовують спеціальні позначення: для довжини — L , для маси — M , для часу — T . Отже, позначивши довжину літерою l , масу — m , а час — t , запишемо $[l] = L$, $[m] = M$, $[t] = T$.

Нехай, наприклад, нас цікавить розмірність швидкості

$$[v] = \frac{[\Delta s]}{[\Delta t]} = \frac{L}{T} = LT^{-1}.$$

Записане співвідношення називають формулою розмірності, а його праву частину — розмірністю відповідної величини (у цьому разі швидкості).

Враховуючи співвідношення $a = \Delta v / \Delta t$, можна встановити розмірність прискорення:

$$[a] = \frac{[\Delta v]}{[\Delta t]} = \frac{LT^{-1}}{T} = LT^{-2}.$$

Аналогічно можна дістати розмірності всіх інших величин.

Контрольні запитання

1. Що називається матеріальною точкою? 2. Назвіть основні види руху матеріальної точки. 3. Дайте визначення миттєвої швидкості і миттєвого прискорення. 4. Як напрямлений вектор миттєвої швидкості відносно траєкторії? 5. Як напрямлені тангенціальне і доцентрове прискорення відносно радіуса кривизни траєкторії? 6. При якому русі доцентрове прискорення дорівнює нулю, а тангенціальне прискорення стає? 7. При якому русі тангенціальне прискорення дорівнює нулю, а нормальне прискорення стає? 8. Чому дорівнює відношення лінійної швидкості до кутової швидкості, якщо матеріальна точка рівномірно рухається по колу? 9. В яких одиницях вимірюється кутова швидкість і кутове прискорення? 10. Що являє собою похідна кутової швидкості за часом? 11. Накресліть графіки залежності шляху s , швидкості v і прискорення a від часу t при рівноприскореному русі без початкової швидкості. 12. Скільки основних одиниць фізичних величин має Міжнародна система? Дайте визначення їм. 13. Назвіть основні одиниці механіки та визначіть їхні розмірності. 14. Чому дорівнює відношення розмірності фізичної величини до розмірності градієнта цієї самої фізичної величини?

Розділ 2

ДИНАМІКА МАТЕРІАЛЬНОЇ ТОЧКИ

§ 1. Класична механіка

Простір і час у механіці Ньютона. Простір і час — форми існування матерії. Простір у Ньютона абсолютний за самою своєю суттю, безвідносно до будь-чого зовнішнього, залишається завжди сталим і нерухомим. Простір однорідний в усіх своїх частинах і ізотропний (властивості його не залежать від напрямку). Тобто фізичний простір збігається з простором у геометрії Евкліда. Поняття простору, його геометричних елементів (точка, лінія, поверхня, об'єм) виникли як абстракції властивостей матеріальних тіл. Евклідів простір лише наближено відбиває властивості фізичного простору. Проте для механічних явищ, які розглядатимуться далі, з великою точністю простір можна вважати евклідовим. Припущення про однорідність і ізотропність простору в класичній механіці, яка розглядає рух макротіл з відносно малими швидкостями, також справедливо.

Інколи стверджують: механічний рух — це переміщення тіла в просторі з часом. Таке визначення потребує істотного уточнення. Адже при механічному русі відбувається переміщення одних тіл відносно інших. Якби існувало тільки одне тіло, то говорити про його переміщення було б безглуздо. Завжди відбувається переміщення одних тіл відносно інших. Фактично завжди система пов'язана з якимось тілом або тілами. Без матеріальних тіл не можна уявити простору, а точніше — він тоді б не існував.

▶ Час за Ньютоном — *абсолютна плинність*, що існує незалежно від тіл. При відносно повільних рухах, коли швидкість дуже мала порівняно з швидкістю світла, залежність часу від відносного руху системи

відліку дуже мала і нею можна нехтувати. Тому вважатимемо справедливим вибір однієї незмінної одиниці часу для всіх явищ у механіці. Отже, простір і час у механіці Ньютона об'єктивно реальні, але органічно не зв'язані з матерією.

З поняттям абсолютних простору й часу Ньютона пов'язані принципові труднощі у фізиці, глибока внутрішня суперечність між теорією і дослідом: теорія побудована на поняттях, які експериментально не можна виявити. З часів Ньютона ця суперечність рухала фізику. Прагнення розв'язати її привело до важливих експериментів і теоретичних досліджень. Історія фізики не раз підтверджувала основне положення діалектики про внутрішні суперечності як джерело розвитку. Суперечності, введені Ньютоном, розв'язав Ейнштейн.

Основними фізичними величинами в механіці Ньютона є сила і маса.

Сила. Фізичні тіла взаємодіють між собою. Але взаємодія взагалі дуже широке поняття, що означає взаємозв'язок, взаємовплив тіл.

Різні науки вивчають окремі види взаємодії. Механіка вивчає механічну взаємодію тіл, що характеризується силою. Під силою в механіці розуміють фізичну причину зміни стану руху тіла або його форми і розмірів, які виникають у результаті взаємодії даного тіла з іншими тілами. Сила — кількісна характеристика механічної взаємодії тіл. Дія сили на тіло виявляється двоюко: динамічно, коли тіло під впливом прикладеної до нього сили набуває прискорення, і статично, коли тіло деформується. Сила характеризується точкою прикладання, напрямом та абсолютною величиною (модулем).

Сила оцінюється за результатом дії одного тіла на інше: за прискоренням, що його набуває тіло, або за деформацією. Отже, силу можна вимірювати за прискоренням і за деформацією еталонного тіла. Для вимірювання сил використовують пружинні терези, динамометри. Основним елементом цих приладів є стандартна пружина, яка під дією прикладеної сили деформується. В межах малих деформацій сила пропорційна величині деформації (закон Гука).

Маса — це властивість матерії, що характеризує її інертність і гравітацію.

§ 2. Перший закон Ньютона

Кінематика не розкриває причин руху. Вона лише описує сам рух. Розкрити причини руху справа не така вже й проста.

До Галілея протягом майже двох тисяч років існувала динаміка Арістотеля (384—322 до н. е.). За Арістотелем, небесні тіла за своєю природою відмінні від земних і рухаються лише по досконалих кривих — колах, першоджерело їхнього руху — дух (бог). Земні тіла самі по собі, без дії сил перебувають у стані спокою, причина їхнього руху — сила. Основне характерне положення динаміки Арістотеля:

без сили немає руху. Тобто, для підтримання руху тіла потрібна дія на нього інших тіл. Ця точка зору відповідає безпосередньому, інтуїтивному уявленню про рух.

Так, візок рухається лише тоді, коли його підштовхують. Якщо штовхнути візок сильніше, то він рухатиметься швидше і, нарешті, якщо зовсім припинити дію сили на нього, візок зупиниться.

Наявність у тіла швидкості пов'язувалась з дією на нього інших тіл, а величина і напрям швидкості — з характером та інтенсивністю цієї дії.

Уявлення Арістотеля про рух були спростовані Г. Галілеєм (1564—1642), який вперше застосував метод наукового міркування в тлумаченні поставлених ним експериментів.

Вивчаючи скочування гладенької кулі з похилої площини, Галілей помітив, що при русі вниз куля рухається прискорено, поступово збільшуючи швидкість, а при русі вгору — сповільнено. Звідси він зробив висновок, що, скотившись на горизонтальну площину, куля вічно рухатиметься з тією самою швидкістю на нескінченній площині, якщо ніщо не заважатиме її руху. Це саме можна спостерігати з візком, що рухається по гладенькій поверхні. Зазнавши поштовху, візок починає рухатись і через деякий час зупиниться. Але зменшуючи опір повітря й тертя між візком і площиною, можна необмежено збільшувати його шлях. У граничному наближенні (без тертя й опору повітря) візок рухатиметься безмежно довго з сталою за величиною і напрямом швидкістю. Це твердження називається *законом інерції*. Чітке визначення його вперше дав І. Ньютон: *будь-яке тіло зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху доти, поки дія сил не примусить його змінити цей стан*.

Властивість тіл зберігати стан спокою або рівномірного прямолінійного руху називають інерцією. Тому перший закон Ньютона називають ще *законом інерції*.

Нескінченну площину реалізувати не можна, не можна поставити тіло і в такі умови, щоб на нього не діяли інші тіла. Але можна перевірити протилежне: у всіх випадках, коли тіло змінює свою швидкість за величиною і напрямом, тобто дістає прискорення, завжди можна вказати тіла, дія яких викликає це прискорення. Наприклад, викривлення траєкторії тіла, яке кинули під кутом до горизонту, відбувається під дією притягання з боку Землі; куля, зіткнувшись зі стіною, змінює свою швидкість під дією сили, яка діє з боку деформованої стіни.

Отже, причиною прискорення тіла є діюча на нього сила. Дослід показує, що напрями векторів сили й прискорення збігаються і що прискорення пропорційне діючій силі. Такого висновку дійшли Галілей і Ньютон. Вони також ототожнювали фізично стан спокою і рівномірного прямолінійного руху тіла, бо ці стани реалізуються за однакових умов — коли діюча на тіло сила (рівнодійна сил) дорівнює нулю. Із закону інерції можна зробити висновок, що тіло рухатиметь-

ся й тоді, коли на нього не діє сила. Все це суперечить динаміці Арістотеля, який вважав, що тіла рухаються лише тоді, коли на них діє сила, яка пропорційна швидкості (не прискоренню!) тіла. У динаміці Арістотеля явища розглядалися поверхово, а також неправильно тлумачилися.

Динаміка Галілея — Ньютона глибоко проникає в суть явищ і правильно тлумачить їх. Проте вона не наочна, її закони ще слід довести. Історично це стало можливим на більш високому рівні розвитку науки (експерименту й теорії).

Ми переконались, що стан тіла змінюється під дією інших тіл. А як впливають на зміну стану властивості самого тіла? Нехай на якесь тіло, що перебуває в стані спокою, подіяла сила. Оскільки під дією сили тіло набуває не швидкості, а прискорення, то потрібний час для досягнення кінцевої швидкості. Цей час для різних тіл буде неоднаковим.

Скалярна величина, що характеризує інерцію тіла, називається його *інертною масою*. Чим повільніше тіло змінює свій стан під дією сили, тим більша його маса. З визначення зрозуміло, що маса будь-якого тіла більша від нуля. Маса — величина адитивна. Вона не залежить ні від умов, в яких перебуває тіло, ні від взаємодії його з іншими тілами. Перший закон Ньютона справедливий не в будь-якій системі відліку, а лише в інерціальній.

§ 3. Інерціальні системи відліку

Тіло або сукупність тіл, які умовно вважаються нерухомими і відносно яких розглядається рух інших тіл, називають у фізиці *тілами відліку*. Систему відліку можна вибрати довільно. При цьому рух будь-якого тіла в різних системах відліку матиме неоднаковий вигляд, тобто тіло рухатиметься, наприклад, по різних траєкторіях. Якщо взяти довільну систему, то може трапитись, що навіть закони зовсім простих явищ будуть складними.

Природно вибрати систему відліку так, щоб явища природи описувались у ній найбільш просто. Для цього розглянемо тіло, що знаходиться настільки далеко від інших тіл, що останні не діють на нього. Рух такого тіла називається вільним. Умови вільного руху можна реалізувати з більшою чи з меншою точністю.

Якщо система відліку пов'язана з якимось вільно рухомим тілом, то в ній вільний рух інших тіл має досить простий вигляд: він відбувається прямолінійно і рівномірно, тобто з сталою за величиною й напрямом швидкістю. У цьому полягає зміст закону інерції. Тому *система відліку, пов'язана з тілом, що вільно рухається, називається інерціальною*. Якщо деяка система рухається відносно інерціальної системи із сталою (за величиною й напрямом) швидкістю, то вона також буде інерціальною. Дослід показує, що *інерціальні системи нічим не*

відрізняються між собою, фізичні явища в них відбуваються однаково, закони механіки мають однаковий вигляд. Отже, неможливо виділити одну із систем як особливу, бо такої системи не існує. Якби можна було виділити якусь систему, то це означало б, що існує абсолютний простір і абсолютний спокій відносно цієї виняткової системи відліку.

Системи відліку, які зв'язані з Сонцем і зірками, практично можна вважати інерціальними. Систему, початок якої поміщено в центр Сонця, точніше в центр мас Сонячної системи, а осі напрямлені до будь-яких трьох «нерухомих» зірок (що не беруть участь в обертанні Сонця навколо його осі), назвемо «сонячною», або геліоцентричною. Саме нею скористався Кеплер, вивчаючи кінематику небесних тіл, і відкрив закони руху планет. Перехід до сонячної системи відліку був нелегким, але він мав велике значення в боротьбі з геоцентризмом.

Якщо стверджують, що закони Ньютона справедливі в «світовому просторі», в «нерухомій системі», практично мають на увазі реальну Сонячну систему, а не ілюзорний абсолютний простір. Проте й це не є принциповим розв'язанням питання про систему відліку. Адже Сонце у Всесвіті — звичайна зірка, тому в певному розумінні безглуздо віддавати перевагу як геліоцентризму, так і геоцентризму.

Практично системи відліку, що використовуються в фізичних експериментах, є інерціальними з більшою чи меншою точністю. Найбільш поширеною є система відліку, зв'язана з землею кулею. Але вона не є інерціальною, тому що Земля обертається навколо своєї осі і рухається по еліптичній орбіті навколо Сонця. Ці рухи здійснюються різними точками земної кулі не з однаковими і не з сталими швидкостями.

Враховуючи повільну зміну напрямку швидкості обох рухів Землі, для багатьох фізичних експериментів з невеликою похибкою можна вважати «земну» систему відліку інерціальною. Зокрема, Земля за 30 хв руху по орбіті із швидкістю 30 км/с описує дугу величиною лише 1'. Сонячна система також обертається навколо центра Галактики, що правда з періодом близько 200 млн років і з швидкістю 250 км/с.

§ 4. Принцип відносності Галілея

Розглянемо дві системи відліку K і K' (рис. 2.1). Нехай система K' рухається відносно системи K вздовж осі x з швидкістю v_0 . Тоді можна записати зв'язок між координатами матеріальної точки A для цих систем:

$$\begin{cases} z' = z, \\ y' = y, \\ x' = x - v_0 t, \\ t' = t. \end{cases} \quad (2.1)$$

Перші дві координати точки збігаються тому, що обмежено рух системи K' лише вздовж осі x . Тому з часом змінюється тільки ця координата. А в загальному випадку будуть змінюватися всі координати. Плинність часу в обох системах однакова.

Формули (2.1) називають *перетвореннями Галілея*. Якщо від перших трьох рівнянь (2.1) візьмемо похідні за часом, то дістанемо відповідні проєкції швидкостей $v'_z = v_z$; $v'_y = v_y$; $v'_x = v_x - v_0$. Ці співвідношення можна записати у векторній формі:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0. \quad (2.2)$$

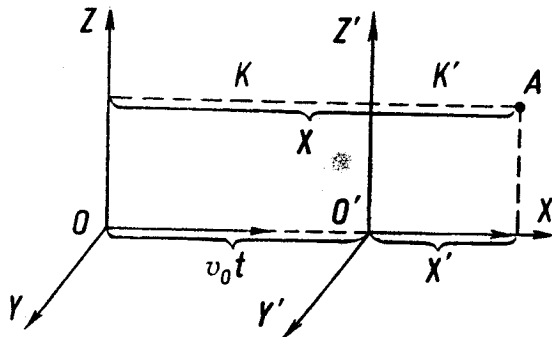


Рис. 2:1

Швидкість \vec{v} відносно нерухомої системи відліку K складається із швидкості \vec{v}' відносно рухомої системи K' і швидкості \vec{v}_0 системи K' відносно системи K . Формулу (2.2) називають *законом додавання швидкостей*.

Візьмемо похідну за часом від лівої та правої частин рівності (2.2).

Враховуючи, що \vec{v}_0 є величина стала, дістанемо

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt}, \quad (2.3)$$

тобто у всіх інерціальних системах прискорення залишається сталим.

Взагалі абсолютної системи відліку не існує, а поняття абсолютного спокою позбавлене сенсу. Якщо тіло перебуває в стані спокою в одній із інерціальних систем відліку, то відносно всіх інших воно рухатиметься з різними сталими швидкостями, тому немає підстав віддавати перевагу одній системі перед іншими. В класичній механіці немає поняття абсолютної швидкості, тільки відносна швидкість тіла має фізичний зміст. Разом з тим поняття *абсолютного прискорення* справедливе, оскільки воно в різних інерціальних системах відліку однакове.

Як видно з співвідношення (2.3), рівняння динаміки не змінюються, якщо перейти від однієї інерціальної системи відліку до іншої, тобто вони інваріантні щодо перетворень Галілея. З точки зору механіки всі інерціальні системи відліку абсолютно еквівалентні: жодній з них не можна віддавати перевагу перед іншими. Практично це виявля-

ється в тому, що ніякими механічними дослідами, проведеними в даній системі відліку, не можна встановити, чи знаходиться вона в стані спокою, чи в стані рівномірного і прямолінійного руху.

Вказані властивості інерціальних систем були вперше з'ясовані Галілеєм. Принцип відносності Галілея можна сформулювати так: всі механічні явища в різних інерціальних системах відліку відбуваються однаково, внаслідок чого ніякими механічними дослідами неможливо встановити, нерухома дана система чи рухається рівномірно і прямолінійно.

§ 5. Другий закон Ньютона

У 1687 р. І. Ньютон у своїх «Началах» сформулював всі основні закони механіки. Узагальнюючи численні досліди, Ньютон встановив зв'язок між масою і прискоренням тіла та діючою на нього силою

$$\vec{F} = m\vec{a}, \quad (2.4)$$

де \vec{F} — векторна сума всіх сил, що діють на тіло; m — маса тіла; \vec{a} — прискорення. Співвідношення (2.4) називають другим законом Ньютона, який можна сформулювати так: *сила, що діє на тіло, дорівнює добутку маси тіла на прискорення, якого надає ця сила.*

Слід зазначити, що закон інерції є наслідком другого закону Ньютона. Справді, нехай на тіло не діє сила, тоді ліва частина рівності (2.4) дорівнює нулю. Оскільки $m \neq 0$, то нулю дорівнює прискорення.

А звідси випливає, що $\vec{v} = \text{const}$, або $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = 0$, що є математичним виразом закону інерції. Істотним є в цьому випадку сталість вектора швидкості, що забезпечує прямолінійність руху. Вираз (2.4) ще називають *рівнянням руху тіла.*

Основне завдання механіки полягає в тому, щоб за заданим станом тіла (координати і швидкість у даний момент) визначити в будь-який момент часу всі наступні його стани без додаткових вимірювань. При цьому припускається, що сили, які діють на тіло, відомі.

Другому закону Ньютона можна дати більш загальне визначення. Виконаємо деякі перетворення з рівнянням (2.4):

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

або

$$\vec{F} dt = m d\vec{v} \quad (2.5)$$

тут $m = \text{const}$.

Якщо маса тіла змінюється, то

$$\vec{F} dt = d(m\vec{v}) = d\vec{p}, \quad (2.6)$$

де Fdt — елементарний імпульс сили, що відповідає досить малому проміжку часу dt ; $d\vec{p}$ — елементарна зміна імпульсу тіла; $m\vec{v}$ — імпульс або кількість руху. Отже, другий закон Ньютона можна сформулювати так: *імпульс сили, що діє на тіло протягом малого проміжку часу, дорівнює зміні імпульсу тіла за цей самий проміжок часу.*

Запишемо рівняння (2.6) у такому вигляді:

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}. \quad (2.7)$$

Це дає змогу дати другому закону Ньютона більш загальне формулювання: *зміна імпульсу тіла за секунду в даний момент часу дорівнює прикладеній силі і відбувається в тому самому напрямі, в якому діє ця сила. Або: перша похідна за часом від імпульсу тіла дорівнює прикладеній силі.*

У другому законі Ньютона фігурують дві фізичні величини: сила та маса. Сила кількісно характеризує величину і напрям дії на дане тіло інших тіл. Маса є кількісною характеристикою інертності.

Одиницю сили в СІ називають ньютонном (Н). Згідно з рівністю (2.4) ньютон дорівнює силі, під дією якої тіло масою 1 кг дістає прискорення 1 м/с². Одиницю сили в системі СГС називають диною (дин). Одна дина дорівнює силі, під дією якої тіло масою 1 г дістає прискорення 1 см/с². Між ньютонном та диною існує таке співвідношення: 1 Н = 1 кг · 1 м/с² = 10⁵ г · см/с² = 10⁵ дин.

У другому законі Ньютона йдеться про сили, що діють на дане (одне) тіло, але не відображено ролі другого тіла, з боку якого діє сила. Сила характеризує взаємодію принаймні двох тіл; роль другого тіла в динамічних явищах визначена третім законом Ньютона.

§ 6. Детермінізм Лапласа

Другий закон Ньютона дає змогу виразити зв'язок станів механічної системи у вигляді закону динамічного типу. В ньютонівському розумінні причиною зміни стану руху тіла виступає зовнішня дія на нього, при цьому початковий стан тіла є умовою його руху. В лапласівському розумінні початковий стан тіла розглядається як причина його кінцевого стану, а зовнішня дія на нього є умовою руху тіла.

При всіх відмінностях ньютонівське тлумачення причини як сили, що обумовлює механічний рух, і лапласівське тлумачення причинності як зв'язку станів механічної системи пов'язані одне з одним. Визначення причинної обумовленості механічного об'єкта веде до визнання детермінованості його станів і, навпаки, визнання детермінованого стану пов'язане з визнанням обумовленості руху об'єкта певною силою.

Лапласівський детермінізм (твердження про можливість точного передбачення руху механічних об'єктів) являє собою визнання пізна-

ваності законів, що відображають зв'язок станів механічного об'єкта, а отже, пізнання причинних зв'язків, що обумовлюють його рух.

Лапласівський детермінізм в класичній механіці збігається з математичним детермінізмом. Диференціальні рівняння, які описують рух механічної системи, при заданих початкових умовах мають тільки один розв'язок, за допомогою якого можна визначити поведінку цієї системи в майбутньому.

Другий закон Ньютона виражає в опосередкованій формі необхідний зв'язок між початковим станом системи та її станом в наступний момент часу при заданих зовнішніх діях на систему. Він виражає те, що даний початковий стан при заданих умовах неодмінно детермінує наступні стани, які, в свою чергу, детермінують свій наступний стан і т. д. Тому поняття необхідного зв'язку станів, так званий класичний детермінізм, може бути сформульоване так: з одного і того самого початкового стану при однакових зовнішніх умовах виникає один і той самий ряд станів системи.

Необхідний зв'язок станів системи Лаплас ототожнював з причинним зв'язком, вважаючи, що сучасний стан Всесвіту є наслідком його попередніх станів та причиною наступних. Стан світу в даний момент, на його думку, визначає стан світу в будь-який інший наступний момент часу. Він вважає, що поняття необхідного зв'язку станів можна застосовувати не лише до Всесвіту в цілому, а і до скінченних систем. Кожне явище в природі — необхідний наслідок її законів. Випадкові причини, за Лапласом, це уявні, що насправді не існують, вони відкидаються в процесі розширення границі людського знання. Визнання об'єктивного зв'язку станів природних процесів є великою заслугою лапласівського детермінізму. Проте не можна погодитися з його поглядом на випадкове, як на таке, причину чого ми не знаємо. Категорія випадковості у Лапласа перетворюється в чисто суб'єктивну категорію.

Лаплас визнає, що причинні зв'язки пізнаванні, і підкреслює, що наше знання цих зв'язків все більше розширюється і поглиблюється, наближаючись до повного і вичерпного знання. «Розум, — писав він, — який для якогось даного моменту часу знав би всі сили, що діють в природі, та відносно розташування її складових частин, якби він до того ж був достатньо великий, щоб піддати ці дані аналізу, охопив би в одній формулі рух найбільших тіл Всесвіту і найменшого атома; для нього не було б нічого неясного, і майбутнє, так само як і минуле, стало б перед його поглядом»*.

Іншими словами: якби демон Лапласа (прообраз всеосяжного розуму) був у змозі фіксувати в будь-який момент положення і швидкості всіх атомів Всесвіту, всі сили, що діють на них, якби для нього не існувало ніяких математичних труднощів, та щоб він міг миттєво робити найскладніші розрахунки, то він міг би, за Лапласом, дати

* Лаплас П. С. Изложение системы мира. — Л. : Наука, 1982. — С. 364—365.

відомості про всю минулу та майбутню долю світу, передбачити всі події. У цьому полягає суть *лапласівського детермінізму*.

Механізм лапласівського детермінізму виходить з того, що зв'язок станів будь-яких об'єктів може бути описаний за допомогою понять і законів класичної механіки. Світ, за Лапласом, є сукупністю матеріальних точок, що змінюють свій стан під дією механічних сил, описуючи при цьому певні траєкторії. Корені обмеженості лапласівської концепції причинності полягають в універсалізації механічної картини світу.

Динамічна закономірність, що формулюється в механіці, відображає об'єктивні, причинні зв'язки фізичних процесів. Проте причинність у динамічній закономірності однобічна. В законах класичної механіки причинність виступає як однозначна неминучість.

Причинність, яка є однією з форм зв'язку, однобічно відображає загальний зв'язок та взаємообумовленість об'єктів. Але вона відображає також внутрішню притаманну властивість матерії, що рухається в просторі й часі, спричиняти всю різноманітність явищ оточуючого нас світу, бути активним началом всіх його змін.

Отже, лапласівський детермінізм виражає одне з розумінь закономірностей зміни фізичних процесів в часі, яке виросло на ґрунті класичної механіки. Раціональним у цьому детермінізмі є визнання об'єктивності і пізнаванності зв'язку станів. Обмеженість його полягає в запереченні об'єктивного характеру випадковості та в абсолютізації механічної картини світу.

§ 7. Третій закон Ньютона

Третій закон Ньютона відображає той факт, що сила є наслідком взаємодії двох або більше тіл. У другому законі розглядався лише один бік цієї взаємодії, насправді, завжди існує взаємодія і немає сил без протидіючої сили. Назви «дія» і «протидія» — чисто умовні, кожна з них може вважатись тим і іншим.

Третій закон Ньютона є узагальненням дослідних фактів. Його формулюють так: *будь-яка дія тіл одне на одне носить характер взаємодії; сили, з якими діють одне на одне взаємодіючі тіла, завжди рівні між собою за величиною і протилежні за напрямом.*

Звідси випливає, що сили завжди виникають парами: *будь-якій силі, прикладеній до якогось тіла, можна ставити у відповідність таку саму за величиною та протилежну за напрямом силу, яку прикладено до іншого тіла, що взаємодіє з даним.*

Слід зауважити також, що в третьому законі йдеться про сили, прикладені до різних тіл. Сили, що діють між тілами системи, називають *внутрішніми*: Сили, що діють на систему з боку тіл, які не входять до складу її, називають *зовнішніми*. Якщо взаємодією між тілами системи і зовнішніми тілами можна нехтувати, то таку систему назива-

ють замкненою. В замкненій системі діють лише внутрішні сили. Розглянемо саме таку систему, що складається з трьох взаємодіючих між собою тіл (рис. 2.2).

На кожне тіло діють сили лише з боку двох інших тіл, тобто внутрішні сили. Позначимо їх буквою F з відповідними індексами, що вказують, до якого тіла прикладена сила і з боку якого тіла вона діє.

Користуючись формулою (2.7), запишемо для кожного з цих тіл другий закон Ньютона:

$$\begin{aligned}(\vec{F}_{12} + \vec{F}_{13}) dt &= d(m_1 \vec{v}_1), \\(\vec{F}_{21} + \vec{F}_{23}) dt &= d(m_2 \vec{v}_2), \\(\vec{F}_{31} + \vec{F}_{32}) dt &= d(m_3 \vec{v}_3).\end{aligned}\tag{2.8}$$

Додаючи в рівняннях (2.8) відповідно ліві і праві частини та враховуючи, що за третім законом Ньютона $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, $\vec{F}_{23} = -\vec{F}_{32}$ і $\vec{F}_{13} = -\vec{F}_{31}$, дістанемо

$$d(m_1 \vec{v}_1) + d(m_2 \vec{v}_2) + d(m_3 \vec{v}_3) = 0.\tag{2.9}$$

Отже, внутрішні сили компенсують одна одну, тому їх можна не враховувати. Тоді

$$d(m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + m_3 \vec{v}_3) = 0.\tag{2.10}$$

Оскільки зміна з часом імпульсу системи дорівнює нулю, то сам імпульс залишається сталим, тобто

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + m_3 \vec{v}_3 = \text{const}.\tag{2.11}$$

Такий самий результат матимемо для замкненої системи, що складається з n тіл:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \text{const},\tag{2.12}$$

або

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \text{const},\tag{2.13}$$

де \vec{p} — повний вектор імпульсу системи. Векторна рівність (2.13) еквівалентна трьом скалярним рівностям для трьох проекцій вектора на осі координат:

$$p_x = \sum_{i=1}^n (m_i v_i)_x = \text{const},$$

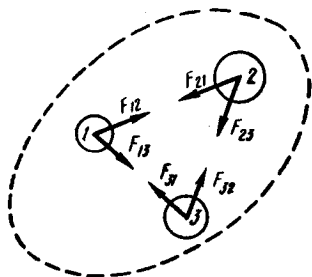


Рис. 2.2

$$p_y = \sum_{i=1}^n (m_i v_i)_y = \text{const}, \quad (2.14)$$

$$p_z = \sum_{i=1}^n (m_i v_i)_z = \text{const}.$$

Тоді закон збереження імпульсу можна сформулювати так: *повний вектор імпульсу замкненої системи, що є векторною сумою імпульсів всіх тіл системи, залишається незмінним.*

Тривалий час вважали, що закони Ньютона цілком вичерпують об'єктивно існуючі зв'язки між механічними явищами природи.

Проте на початку ХХ ст. виявилось, що закони Ньютона не можуть пояснити особливостей руху тіл при великих швидкостях, які наближаються до швидкості світла. А це означає, що для законів Ньютона, як і для всіх законів природи, існують певні границі застосовності. З розкриттям нових зв'язків фізичні закони, природно, уточнюються та змінюються. В цьому полягає діалектика пізнання природи.

§ 8. Неінерціальні системи відліку

Дослід показує, що закони Ньютона справджуються лише в інерціальних системах відліку. Будь-яка неінерціальна система рухається відносно інерціальних систем з деяким прискоренням. У неінерціальних системах відліку закони Ньютона не справджуються. Розглянемо це на прикладах.

Нехай на гладенькій платформі без бортів (рис. 2.3) лежить тіло А. Коли платформу зрушити з місця, то тіло зсунеться. Як можна пояснити це явище? З погляду спостерігача, який знаходиться в інерціальній системі, яка зв'язана з Землею (в цьому випадку нехтуватимемо її неінерціальністю), рівнодійна сила, прикладена до тіла А, дорівнює нулю, тому прискорення його дорівнює

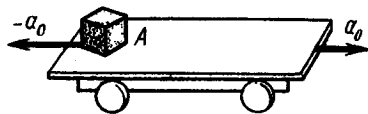


Рис. 2.3

нулю. Платформу потягли вперед, вона дістала прискорення \vec{a}_0 , а тіло А залишилось на попередньому місці.

З погляду спостерігача, який знаходиться в прискореній системі відліку, яка зв'язана з платформою, це явище можна пояснити так: тіло А посунулось назад, діставши прискорення. При цьому сила, що діє на тіло, дорівнює нулю, а прискорення — відмінне від нуля.

Отже, для прискореної системи закон інерції і другий закон динаміки не виконуються. Таку систему називають *неінерціальною*.

Аналогічний приклад можна розглянути з вагоном, який дістає прискорення \vec{a}_1 , і м'ячем, що лежить на гладенькій полиці і почне

рухатись з прискоренням $-\vec{a}_1$. З погляду пасажера в вагоні (тобто прискореної системи) м'яч набув прискорення, хоч на нього сила не діяла. Отже, тіло в прискореній системі відліку буде в спокої лише під час дії на нього зовнішніх сил.

У механіці часто враховують рух прискореної системи введенням особливих сил, так званих *сил інерції*. Введення цих сил дає змогу зберегти для тіл, що рухаються відносно неінерціальних систем, перший і другий закони динаміки в тій самій формі, яку вони мають для тіл, що рухаються відносно інерціальних систем відліку. Це істотно спрощує аналіз руху в кожному окремому випадку.

У першому випадку вважатимемо, що до тіла A прикладено деяку силу \vec{F}_1 . За другим законом Ньютона

$$\vec{F}_1 = m (-\vec{a}_0) = -m\vec{a}_0, \quad (2.15)$$

де m — маса тіла; a_0 — прискорення платформи відносно Землі.

У другому випадку сила інерції, що діє на м'яч,

$$\vec{F}_1 = -m\vec{a}_1, \quad (2.16)$$

де m — маса м'яча; \vec{a}_1 — прискорення вагона.

Величина \vec{F}_1 має розмірність сили, проте цього не досить, щоб її вважати силою. Адже різні фізичні величини можуть мати ту саму розмірність (наприклад, робота і момент сили). Сила є механічною дією одного тіла на інше. При цьому завжди повинна бути відповідна сила «протидії». Сила — причина «істинного» прискорення, прискорення відносно інерціальної системи відліку. Сила інерції прикладена до тіла, але вона не є результатом безпосередньої дії другого тіла, бо такого тіла просто немає. Тому для сили інерції немає і протидії. Вона не проявляється також на «істинному» прискоренні.

Уявімо собі, що на платформі лежить кілька тіл, які відрізняються масами. У формулі (2.15) для різних тіл маса m неоднакова для кожного тіла, а множник a_0 — той самий для всіх тіл. Це свідчить про те, що сили інерції, які діють на тіла системи, виникають в результаті прискорення системи відліку (платформи), а не внаслідок взаємодії тіл між собою. Сили інерції збільшуються із збільшенням прискорення системи відліку і дорівнюють нулю, якщо система відліку рухається рівномірно і прямолінійно.

Отже, за наявності і величиною сил інерції можна робити висновки про ступінь неінерціальності системи. Сили інерції не можна порівнювати з такими силами, як пружні, гравітаційні, тертя, тобто силами, що обумовлені дією на тіло інших сил. Сили інерції обумовлені властивостями тієї системи відліку, в якій розглядаються механічні явища.

Вивчення сил інерції не є принципово необхідним. Будь-який рух завжди можна розглянути відносно інерціальної системи відліку. Проте практично дуже часто цікавий саме рух відносно неінерціальних систем відліку. Використання сил інерції дає можливість розв'язати відповідну задачу безпосередньо в такій системі відліку, що набагато простіше, ніж розглядати рух в інерціальній системі.

Отже, введення сил інерції дає змогу описувати рух тіл в будь-яких (як інерціальних, так і неінерціальних) системах відліку за допомогою одних і тих самих рівнянь руху.

§ 9. Доцентрова і відцентрова сили

Нехай тіло A рухається по колу радіуса r . У цьому разі розвиватиметься відцентрова сила

$$\vec{F}_в = \frac{mv^2}{r} \vec{n} = \frac{m\omega^2 r^2}{r} \vec{n} = m\omega^2 r \vec{n}, \quad (2.17)$$

де \vec{n} — одиничний вектор, що збігається за напрямом з силою $\vec{F}_в$.

Відцентрова сила напрямлена протилежно доцентровій силі, що обумовлює викривлення траєкторії рухомого тіла. Доцентрова сила напрямлена до центра кривизни й прикладена до рухомого тіла, відцентрова сила дорівнює доцентровій за величиною, але напрямлена протилежно, тобто від центра кривизни в бік опуклості траєкторії і прикладена до тіл, що спричиняють викривлення траєкторії рухомого тіла.

Масивна куля, підвішена на мотузку, натягує його в стані спокою з силою, що дорівнює її вазі \vec{P} . Якщо ж куля рухатиметься по колу в вертикальній площині, то вона в нижній точці натягуватиме мотузку з силою \vec{F} , більшою від ваги кулі на величину відцентрової сили:

$$\vec{F} = \vec{P} + \frac{mv^2}{r} \vec{n}. \quad (2.18)$$

Якщо кулю позбавити зв'язку, обірвавши мотузку, то вона рухатиметься по інерції вздовж дотичної до кола.

Розглянемо приклад, коли автомобіль рухається по вгнутому і опуклому мостах. Виявляється, що автомобіль тисне на міст з силою, більшою від своєї ваги, коли проїжджає по вгнутому мосту, і меншою від своєї ваги, коли проїжджає по опуклому мосту.

§ 10. Сила Коріоліса

Розглянемо прямолінійний рух з погляду спостерігача, який знаходиться у лабораторії, що обертається. Теорію такого руху розробив у 1835 р. французький вчений Г. Коріоліс (1792—1843).

Нехай тіло масою m рухається вздовж меридіана з швидкістю v' відносно Землі (рис. 2.4).

Якби тіло перебувало в стані спокою на поверхні Землі в точці A , то через проміжок часу Δt воно перемістилося б у точку A' , бо внаслідок добового обертання Земля повернеться на кут $\Delta\varphi$. Якщо ж тіло переміщується вздовж меридіана з швидкістю v' відносно Землі, то воно повинно було б переміститися у точку B' . Насправді тіло переміститься в точку B , тобто на відстань, більшу на Δs .

Зробимо деякі перетворення. Виразимо кут $\Delta\varphi$ через кутову швидкість та запишемо Δl через швидкість переміщення тіла вздовж меридіана за час Δt :

$$\Delta\varphi = \omega\Delta t; \quad AB = A'B' = \Delta l = v'\Delta t.$$

Для зміщення Δs можна записати

$$\Delta s = A'B' \sin(\Delta\varphi) \approx \Delta l \Delta\varphi,$$

оскільки синус малого кута в першому наближенні можна порівняти до самого кута. Тоді маємо

$$\Delta s = v' \omega (\Delta t)^2. \quad (2.19)$$

Така залежність шляху від часу характерна для рівноприскореного руху. Тоді Δs при відсутності початкової швидкості можна записати так:

$$\Delta s = \frac{a (\Delta t)^2}{2} = \frac{2v'\omega (\Delta t)^2}{2}. \quad (2.20)$$

З урахуванням векторного характеру прискорення тіла

$$\vec{a}_K = 2[\vec{v}', \vec{\omega}]. \quad (2.21)$$

Це прискорення надається тілу силою

$$\vec{F}_K = \vec{a}_K m = 2[\vec{v}', \vec{\omega}] m. \quad (2.22)$$

Вектор \vec{F}_K називають *силою Коріоліса*. Вона діє на рухомі тіла в системі відліку, що обертається.

Отже, на нерухоме тіло на поверхні Землі діє доцентрове прискорення $a_d = \omega^2 R$. На рухоме тіло діє ще тангенціальне (поворотне) прискорення, прискорення сили Коріоліса (2.21).

Розглянувши рух тіла, що одночасно бере участь у двох рухах — вздовж меридіана з швидкістю v' і вздовж паралелі з кутовою швидкістю ω , можемо зробити висновок, що на нього діють дві сили, які напрямлені: одна — вздовж радіуса, що лежить у площині паралелі — доцентрова, друга — перпендикулярно до напрямку переміщення — сила Коріоліса.

Дією сили Коріоліса можна пояснити підмивання ріками правого берега в північній півкулі і лівого — в південній (закон Бера).

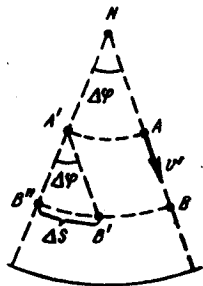


Рис. 2.4

Силу Кориоліса треба враховувати при вільному падінні тіл, при артилерійській стрільбі, в залізничному транспорті. Наприклад, під дією цієї сили швидше зношується з внутрішнього боку в північній півкулі права рейка залізничної колії, а в південній — ліва (за напрямом руху). Сила Кориоліса діє і при коливанні маятника. Площина коливань маятника в північній півкулі повертається відносно Землі у напрямі годинникової стрілки. При цьому за добу вона здійснює на полюсі один оберт. Можна показати, що на широті φ площина коливань маятника повертається за добу на кут $2\pi \sin \varphi$. Відносно геліоцентричної системи відліку площина коливань маятника залишається незмінною, а Земля повертається відносно неї. Отже, спостереження за обертанням площини коливань маятника (маятники, що використовуються з цією метою, називають маятниками Фуко) дають безпосередній доказ обертання Землі навколо своєї осі.

§ 11. Закон всесвітнього тяжіння

Всі тіла в природі взаємно притягуються. Закон, що описує це притягання, встановлений Ньютоном. Його називають законом всесвітнього тяжіння. За цим законом *будь-які дві матеріальні точки притягуються одна до одної з силами, що прямо пропорційні добутку їхніх мас і обернено пропорційні квадрату відстані між ними:*

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (2.23)$$

де G — коефіцієнт пропорційності, який називають гравітаційною сталою. Для визначення сили взаємодії тіл, які не можуть розглядатись як матеріальні точки, їх треба розділити на точкові елементарні маси Δm , знайти значення сили взаємодії кожної елементарної маси одного тіла з елементарними масами іншого, а потім додати ці сили.

У випадку довільних тіл, тобто тіл різної густини та форми, розв'язання такої задачі досить складне. Ця задача спрощується для однорідних куль і таких тіл, в яких масу умовно можна зосередити в одній точці. Для таких тіл можна застосувати закон всесвітнього тяжіння у вигляді (2.23).

Гравітаційні сили порівняно слабкі. Наприклад, вони значно слабші за електричні. Тому процеси всередині атома визначаються практично тільки електричними силами (якщо не враховувати внутрішньоядерні процеси).

Гравітаційні сили стають відчутними для тіл великих мас і космічних тіл — планет, зірок тощо. Маса Сонця в 750 раз більша від сумарної маси всіх планет Сонячної системи. Тому планети значно більше притягуються Сонцем, ніж одна одною. Наприклад, Місяць є природним супутником Землі і на нього найбільше впливає поле її тяжіння.

ня. Центр мас Сонячної системи зміщений від центра Сонця всього на $2,15R$ Сонця (радіус Сонця 695 989 км, відстань центра Сонця від центра мас Сонячної системи близько 1 486 000 км).

Для визначення сили гравітаційної взаємодії між тілами за законом Ньютона (2.23) треба знати гравітаційну сталу G . Вперше її експериментально визначив у 1798 р. Кавендіш. Він виміряв силу тяжіння між свинцевими кулями за допомогою круглих терезів. Схематично основну частину приладу зображено на рис. 2.5. На одному стержні підвішено дві масивні свинцеві кулі, на другому — дві невеликі свинцеві кульки. Всю установку вміщували в спеціальну камеру

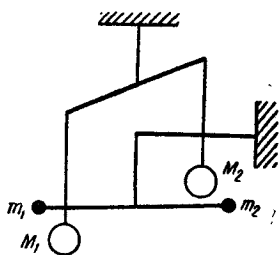


Рис. 2.5

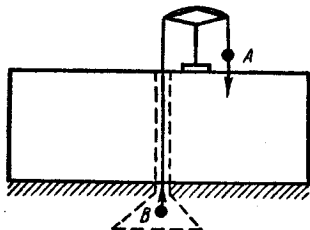


Рис. 2.6

і захищали від коливань температури. Повертаючи стержень з великими кулями, можна було спостерігати, що стержень з малими кульками, який підвішено на нитці з відомими пружними властивостями, повертається на деякий кут назустріч важким кулям. За кутом закручування підвісу Кавендіш підраховував сумарну силу притягання $2F$ між кулями M_1 і m_1 та M_2 і m_2 . Відстань між центрами куль точно вимірювалась. Визначена Кавендішем величина G відрізнялась лише на 1 % від тієї, яку дістали в наступних дослідах.

У 1898 р. Ріхарц до 100-річчя досліду Кавендіша за ідеєю Жоллі визначив гравітаційну сталу іншим способом. Схему досліду Ріхарца подано на рис. 2.6. До кінця коромисла терезів підвішено дві кульки A і B , що мають однакові маси (з урахуванням підвісу). Свинцева плита масою 100 т своїм тяжінням збільшує вагу кульки A і зменшує вагу кульки B . Тому терези відхиляються від положення рівноваги. За величиною відхилення коромисла терезів можна судити про силу тяжіння між кулями й свинцевою плитою. Цей спосіб визначення G вважається найбільш точним. Встановлено, що $G = 6,67259 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$.

Використовуючи закон всесвітнього тяжіння (2.23), можна знайти залежність прискорення вільного падіння від висоти над поверхнею Землі. Дійсно, вага тіла зв'язана з його масою співвідношенням

$$P = mg. \quad (2.24)$$

Якщо нехтувати впливом добового обертання Землі, то за законом тяжіння вага тіла визначається за формулою

$$P = GM_3m/r^2, \quad (2.25)$$

де M_3 — маса Землі; m — маса тіла; r — віддаль тіла від центра Землі, яка дорівнює радіусу Землі ($R_3 = 6\,378\,164$ м), якщо тіло лежить на її поверхні. З формули (2.25) видно, що вага тіла зменшується з віддаленням тіла від земної поверхні. Оскільки маса тіла залишається сталою, то ця закономірність обумовлена характером поведінки прискорення вільного падіння від висоти. Якщо прирівняти співвідношення (2.24) і (2.25), то дістанемо аналітичний вираз цієї залежності

$$g = GM_3/(R_3 + h)^2, \quad (2.26)$$

де R_3 — радіус Землі.

§ 12. Інертна і гравітаційна маси

Маса фігурує у двох різних законах: у другому законі Ньютона і в законі всесвітнього тяжіння. В першому випадку вона характеризує інертні властивості тіла, у другому — гравітаційні властивості, тобто властивість тіл притягувати одне одного. У зв'язку з цим виникає запитання, чи відрізняються між собою за величиною інертна і гравітаційна маси тіл. Ньютон вважав, що ці дві фізичні характеристики тіла збігаються, тому він користувався одним терміном — «кількість матерії», що рівнозначний тепер слову «маса». Справедливість твердження про рівність інертної і гравітаційної мас впливає з того, що прискорення вільного падіння в даній точці Землі для різних тіл є сталим. Справедливість цього твердження перевіряли спочатку І. Ньютон, потім Бессель та Р. Етвеш. За Бесселем, різниця між інертною і гравітаційною масами не перевищує 1/20 000; за Етвешом, вона не може перебільшувати 1/10 000 000.

Принцип еквівалентності інертної і гравітаційної мас належить до таких положень наукового знання, для яких остаточне дослідне доведення неможливе: можна лише підтверджувати цей принцип з деяким ступенем точності, який можливий для даного етапу розвитку науки. Проте на відміну від більшості інших відносних істин цей принцип в своєму абсолютному виразі не викликає ніяких сумнівів через свою фундаментальність. В наш час еквівалентність інертної і гравітаційної мас встановив на досліді В. Б. Брагинський та інші з відносною точністю 10^{-12} .

Отже, сукупність дослідних фактів вказує на те, що інертна і гравітаційна маси всіх тіл пропорційні одна одній. Це означає, що при певному виборі одиниць вимірювання інертна і гравітаційна маси стають тотожними, тому в фізиці прийнято говорити просто про масу. Тотожність інертної і гравітаційної мас покладено Ейнштейном в основу загальної теорії відносності.

§ 13. Визначення мас Сонця і Землі

Розглянемо рух Землі навколо Сонця, приймаючи земну орбіту за колову. Щоб Земля рухалася по коловій орбіті, на неї повинна діяти доцентрова сила $F_d = mv^2/r$, роль якої виконує сила тяжіння між Землею і Сонцем. Прирівнявши ці сили і зробивши необхідні перетворення, знайдемо

$$M_C = \frac{4\pi^2 r^3}{GT^2}, \quad (2.27)$$

де M_C — маса Сонця; G — гравітаційна стала; $T = 31\,536\,000$ с — період обертання Землі навколо Сонця (рік); $r = 149,6 \cdot 10^9$ м — віддал від Землі до Сонця. Підставивши значення величин у вираз (2.27), дістанемо $M_C = 1,98 \cdot 10^{30}$ кг. Аналогічно можна обчислити масу планет, що мають супутники.

Масу Землі можна визначити, прирівнявши вагу тіла на поверхні Землі до сили тяжіння тіла до Землі. Поправку на вагу (динамічну складову), обумовлену добовим обертанням Землі, не враховуватимемо, оскільки розрахунок виконаємо для полюса ($g_n = 9,83$ м/с², $r = 6371,2 \cdot 10^3$ м):

$$M_3 = r^2 g_n / G. \quad (2.28)$$

З співвідношення (2.28) маємо $M_3 = 5,98 \cdot 10^{24}$ кг. Можна також розрахувати середнє значення густини земної кулі, знаючи її масу та об'єм:

$M_3 = \sqrt{\rho} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho$; $\rho = 5500$ кг/м³. Оскільки густина поверхневих шарів Землі $\rho_n = 2500$ кг/м³, то густина в центрі земної кулі $\rho_y = (10 \div 11) \cdot 10^3$ кг/м³. Тиск помітно зростає з наближенням до центра Землі: на глибині 100 км тиск повинен досягти 2000 МПа. В ядрі Землі, на глибині 3000 км і більше тиск досягає $9,8 \cdot 10^{10}$ Па.

Температура також підвищується з глибиною: в шахтах й бурових свердловинах — в середньому на один градус на кожні 33 м. Припускають, що на глибині близько 100 км температура доходить до $1500 \div 2000$ К і далі залишається сталою.

§ 14. Космічні швидкості. Освоєння космосу

Щоб тіло рухалося навколо Землі по коловій орбіті, яка мало відрізняється від радіуса Землі R_3 , воно повинно мати цілком певну швидкість v_1 . Цю швидкість можна визначити з рівності $mg = mv_1^2/R_3$. Звідси

$$v_1 = \sqrt{gR_3}. \quad (2.29)$$

Отже, для того щоб будь-яке тіло стало супутником Землі, йому треба надати швидкість v_1 , яку називають *першою космічною швидкістю*.

Віддаль супутника від центра Землі $r = R_3 + H$, де R_3 — радіус Землі; H — висота супутника над поверхнею Землі. Оскільки $H \ll \ll R_3$, при розрахунках величиною H можна знехтувати. Підставляючи значення g і R_3 у формулу (2.29), дістанемо

$$v_1 = \sqrt{9,8 \text{ м/с}^2 \cdot 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}} = 7,9 \cdot 10^3 \text{ м/с}. \quad (2.30)$$

Маючи швидкість v_1 , тіло не падатиме на Землю. Проте цієї швидкості замало для того, щоб тіло вийшло за межі впливу земного тяжіння. Необхідну для цього швидкість v_2 називають *другою космічною швидкістю*. Щоб знайти цю швидкість, треба обчислити роботу, що потрібна для подолання сили земного тяжіння. Обчислимо цю роботу вздовж прямої, що проходить через центр Землі. Елементарна робота на шляху dr становитиме

$$dA = Fdr = G \frac{mM_3}{r^2} dr.$$

Роботу на шляху від $r = R_3$ до $r = \infty$ знаходимо інтегруванням

$$A = \int_{R_3}^{\infty} dA = \int_{R_3}^{\infty} G \frac{mM_3}{r^2} dr = -G \frac{mM_3}{r} \Big|_{R_3}^{\infty} = G \frac{mM_3}{R_3}. \quad (2.31)$$

Щоб подолати притягання Землі і вийти за межі дії сили земного тяжіння, тіло повинно мати запас енергії для виконання роботи (2.31). Найменша необхідна для цього швидкість v_2 і є другою космічною швидкістю. Її визначимо з умови

$$mv_2^2/2 = GmM_3/R_3, \quad (2.32)$$

де $mv_2^2/2$ — кінетична енергія тіла масою m на поверхні Землі.

Оскільки прискорення вільного падіння $g = G \frac{M_3}{R_3^2}$, то

$$v_2 = \sqrt{2gR_3}. \quad (2.33)$$

Порівнюючи (2.33) і (2.29), бачимо, що друга космічна швидкість в $\sqrt{2}$ раз більша за першу. Добуток $7,9 \text{ км/с}$ на $\sqrt{2}$ дає для v_2 значення близько $11,2 \text{ км/с}$. При цій швидкості тіло долає силу земного тяжіння і рухається по параболі; траєкторія його стає гіперболічною, якщо $v > 11,2 \text{ км/с}$. При $v_3 \geq 16,7 \text{ км/с}$ тіло вийде за межі Сонячної системи. Цю швидкість називають *третьою космічною швидкістю* (рис. 2.7).

К. Е. Ціолковський вивів формулу для визначення швидкості польоту ракети. З врахуванням дії на ракету сили тяжіння і опору повітря швидкість ракети при вертикальному старті можна визначити за формулою:

$$v_k = ku \ln \frac{M_0}{M_k}, \quad (2.34)$$

де v_k — кінцева швидкість при згорянні всього палива; k — коефіцієнт, що враховує опір повітря й силу тяжіння; u — швидкість витікання газів із сопла двигуна; M_0 — початкова маса ракети; M_k — кінцева маса ракети.

Як видно із формули (2.34), кінцева швидкість ракети v_k залежить від двох величин — швидкості витікання газів u і відношення мас повної і пустої ракети $\frac{M_0}{M_k}$ (це відношення називається *числом Ціолковського* й позначається буквою z).

Звідси зрозуміла причина використання багатоступінчастих ракет: звільняючись від баласту, зменшують масу ракети і, отже, збільшують її швидкість (число Ціолковського збільшується). К. Е. Ціолковський є засновником теоретичної космонавтики.

4 жовтня 1957 р. старт потужної ракети з космодрому Байконур поклав початок новій ері в науково-технічному прогресі людства.

12 квітня 1961 р. в Радянському Союзі стартував космічний корабель «Восток», який вперше пілотувала людина, льотчик-космонавт Ю. О. Гагарін.

Штучні супутники Землі щоденно несуть трудову космічну вахту, широко застосовуються для розв'язання різних наукових і практичних завдань народного господарства — метеорології, дальнього радіозв'язку, телебачення, навігації, розвідки природних ресурсів нашої планети тощо.

§ 15. Робота. Енергія

Нехай тіло, на яке діє сила F , рухаючись по деякій траєкторії, проходить шлях s . При цьому під дією сили або змінюється швидкість тіла (сила надає тілу прискорення), або компенсується дія іншої сили (або сил), що протидіє руху. Дію сили F на шляху s характеризують величиною, яку називають *роботою*.

Робота — це скалярна величина, що дорівнює добутку проекції сили на напрям переміщення F_s , на шляху s , який проходить точка прикладання сили,

$$A = F_s \cdot s. \quad (2.35)$$

Вираз (2.35) справедливий в тому випадку, якщо проекція сили на напрям переміщення залишається незмінною. Зокрема, це має місце

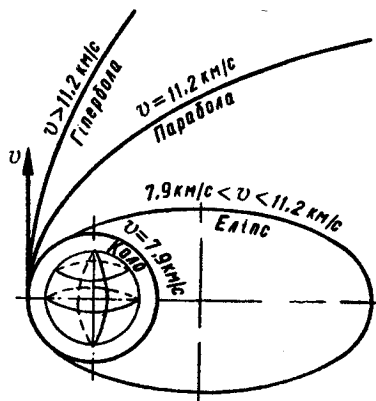


Рис. 2.7

людина, льотчик-космонавт

тоді, коли тіло рухається прямолінійно, а стала за величиною сила \vec{F} утворює з напрямом руху сталий кут α .

Оскільки $F_s = F \cos \alpha$, вираз (2.35) можна записати так:

$$A = F s \cos \alpha. \quad (2.36)$$

Робота — алгебраїчна величина. Якщо сила і напрям переміщення утворюють гострий кут ($\cos \alpha > 0$), то робота додатна. Якщо кут α тупий ($\cos \alpha < 0$), робота від'ємна. При $\alpha = \pi/2$ робота дорівнює нулю. Звідси випливає, що поняття роботи в механіці істотно відрізняється від звичайного уявлення про роботу.

Якщо проекція сили на напрям переміщення не залишається сталою під час руху, то для обчислення роботи шлях s ділять на елементарні ділянки Δs так, щоб під час проходження тілом цієї ділянки силу F_s можна було вважати практично незмінною. Тоді робота на кожній елементарній ділянці буде

$$\Delta A = F_s \Delta s, \quad (2.37)$$

а робота на всьому шляху —

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i \cong \sum_{i=1}^n F_{si} \Delta s_i. \quad (2.38)$$

При прямуванні всіх Δs_i до нуля наближена рівність (2.38) переходить в точну:

$$A = \lim_{\Delta s_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n F_{si} \Delta s_i = \int F_s ds. \quad (2.39)$$

На рис. 2.8 побудовано графік залежності F_s від положення точки вздовж траєкторії (горизонтальну вісь можна назвати віссю s , а довжина відрізка вздовж цієї осі між точками s_1 та s_2 дорівнює довжині шляху). З рисунка видно, що робота A на шляху від одної точки до другої чисельно дорівнює площі фігури, обмеженої кривою, ординатами, що проходять через точки s_1 та s_2 , і віссю s .

Дослід показує, що деякі тіла здатні виконувати роботу над іншими тілами. Фізичну величину, що характеризує здатність тіла або системи тіл виконувати роботу, називають енергією. Енергія тіла може бути обумовлена, по-перше, рухом тіла з деякою швидкістю, а, по-друге, знаходженням його в потенціальному полі сил. Енергію першого типу називають *кінетичною*. Енергію другого типу називають *потенціальною*. Коротко можна сказати, що кінетична енергія — це енергія руху, а потенціальна — енергія положення.

Кінетична енергія матеріальної точки m , що рухається із швидкістю v ,

$$E_k = mv^2/2. \quad (2.40)$$

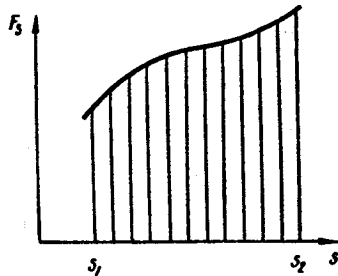


Рис. 2.8

Помноживши на m чисельник і знаменник виразу (2.40) і взявши до уваги, що добуток mv дорівнює імпульсу тіла p , вираз для кінетичної енергії запишемо так:

$$E_k = p^2/(2m). \quad (2.41)$$

Робота, що виконується над тілом, дорівнює зміні його кінетичної енергії $\Delta E_k = E_k' - E_k$.

Розглянемо матеріальну точку в потенціальному полі сил. Поставимо у відповідність кожній точці поля, що характеризується радіус-вектором \vec{r} , певне значення деякої функції $U(\vec{r})$, здійснивши це так. Для деякої вихідної точки O візьмемо довільне значення функції, що дорівнює U_0 . Щоб дістати значення U_1 в деякій точці 1 , додамо до U_0 роботу A_{10} , що виконується силами поля над тілом при його переміщенні з точки 1 в точку O :

$$U_1 = U_0 + A_{10}. \quad (2.42)$$

Визначена так функція має розмірність енергії або роботи. Оскільки робота в потенціальному полі сил не залежить від шляху, знайдене так значення U_1 виявляється однозначним.

Аналогічно визначимо значення $U(\vec{r})$ для всіх точок поля. Зокрема, значення $U(\vec{r})$ в точці 2 буде

$$U_2 = U_0 + A_{20}. \quad (2.43)$$

Обчислимо різницю $U_1 - U_2$. Для цього віднімо від (2.42) вираз (2.43) і використаємо той факт, що $A_{20} = -A_{02}$. При цьому дістанемо $U_1 - U_2 = (U_0 + A_{10}) - (U_0 + A_{20}) = A_{10} + A_{02}$. Але сума $A_{10} + A_{02}$ дорівнює роботі, яку здійснюють сили при переміщенні тіла з точки 1 в точку 2 по траєкторії, що проходить через точку O . Проте робота, що виконується над тілом при його переміщенні по будь-якій іншій траєкторії, буде такою самою. Тому суму $A_{10} + A_{02}$ можна записати як A_{12} , і, отже, дістанемо співвідношення

$$U_1 - U_2 = A_{12}. \quad (2.44)$$

За допомогою функції $U(\vec{r})$ можна визначити роботу, що здійснюється над тілом силами поля на будь-якому шляху, обмеженому точками 1 і 2 . Ця робота дорівнюватиме зменшенню функції $U(\vec{r})$ на шляху $1-2$. Останнє дає підставу трактувати фізичну величину $U(\vec{r})$ як один з різновидів механічної енергії, яку називають потенціальною.

Кожній точці потенціального поля відповідає деяке значення сили F , що діє на тіло, і потенціальної енергії тіла U . Отже, між силою і потенціальною енергією повинен існувати певний зв'язок. Для встановлення цього зв'язку використаємо вираз для елементарної роботи ΔA (2.37), яку здійснюють сили поля при малому переміщенні тіла

Δs , що відбувається вздовж довільно обраного напрямку в просторі, який позначимо буквою s .

Оскільки в даному випадку робота здійснюється за рахунок запаса потенціальної енергії, вона дорівнює зменшенню потенціальної енергії на відріжку Δs осі s :

$$\Delta A = -\Delta U. \quad (2.45)$$

Порівнявши (2.37) і (2.45), дістанемо $F_s \Delta s = -\Delta U$,

$$F_s = -\frac{\Delta U}{\Delta s}. \quad (2.46)$$

Звідси маємо середнє значення F_s на відріжку Δs . Щоб дістати значення F_s в даній точці, треба виконати граничний перехід

$$F_s = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta s}. \quad (2.47)$$

Оскільки U змінюється не лише при переміщенні вздовж осі s , а й при переміщенні вздовж інших напрямків, то границя в формулі (2.47) є частинною похідною від U по s :

$$F_s = -\frac{\partial U}{\partial s}. \quad (2.48)$$

Для сил, що залежать лише від положення тіла, може трапитись, що робота, яку вони здійснюють над тілом, не залежить від шляху, а визначається лише початковим і кінцевим положенням тіла в просторі. В цьому випадку поле сил називають потенціальним, а самі сили — *консервативними*. Сили, робота яких залежить від шляху, по якому тіло переходить з одного положення в інше, називають *неконсервативними*. Прикладом неконсервативних сил можуть бути сили тертя.

Розглянемо, як змінюються кінетична і потенціальна енергії будь-якої ізольованої системи, в якій діють лише консервативні сили. Елементарна робота консервативних сил дорівнює взятій з протилежним знаком елементарній зміні потенціальної енергії (2.45). Крім того, оскільки інші сили в консервативній системі не діють, то та сама елементарна робота дорівнює елементарній зміні кінетичної енергії. Отже, $dA = dE_k = -dE_n$ або $d(E_k + E_n) = 0$, звідси

$$E_k + E_n = \text{const}. \quad (2.49)$$

Ця рівність є виразом закону збереження механічної енергії, який стверджує, що повна механічна енергія консервативної системи не змінюється. Один з основних законів механіки — закон збереження енергії — можна сформулювати так: *повна механічна енергія замкненої системи тіл, між якими діють лише консервативні сили, залишається сталою*.

В СІ одиницею роботи є джоуль (Дж), який дорівнює роботі, яку здійснює сила в 1 Н на шляху в 1 м.

В системі СГС — ерг, що дорівнює роботі, яку здійснює сила в 1 дин на шляху в 1 см. Між одиницями роботи існує співвідношення: $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot 1 \text{ м} = 10^5 \text{ дин} \cdot 10^2 \text{ см} = 10^7 \text{ ерг}$.

Енергія вимірюється в тих самих одиницях, що й робота.

§ 16. Поступальний і обертальних рух твердого тіла

Розглядаючи рух твердого тіла, розрізняють поступальний і обертальний рухи. *Поступальним* рухом твердого тіла називають такий його рух, при якому будь-яка пряма, проведена в тілі, залишається паралельною самій собі.

Обертальним рухом твердого тіла називають такий його рух, при якому всі точки, з яких складається тіло, описують кола, що лежать в паралельних площинах, а геометричне місце центрів цих кіл утворює пряму, яку називають віссю обертання.

Розглянемо поступальний і обертальний рухи абсолютно твердого тіла.

Поступальний рух абсолютно твердого тіла можна описати рухом окремої його точки. Як уже зазначалося (§ 1 розд. 1), *абсолютно твердим називають тіло, яке не змінює своєї форми при будь-яких діях*. Іншими словами, відстань між будь-якими точками абсолютно твердого тіла залишиться сталою за всіх умов. Звичайно таких тіл у природі не існує. Це поняття є зручною ідеалізацією, справедливою лише тоді, коли можна нехтувати деформацією тіл.

Якщо абсолютно тверде тіло переміщується поступально із швидкістю v , то й будь-яка його точка матиме ту саму швидкість. Умовно розділимо тіло A на n частин і знайдемо його кінетичну енергію як суму кінетичних енергій його частин:

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v^2}{2} = \frac{v^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i = \frac{Mv^2}{2}, \quad (2.50)$$

де M — маса тіла; m_i — маса його i -ї частини.

Отже, *кінетичну енергію твердого тіла, яке поступально рухається, можна визначити з формули, аналогічної формулі для кінетичної енергії матеріальної точки*.

Якщо тверде тіло обертається навколо осі з кутовою швидкістю ω , то лінійна швидкість окремих точок збільшуватиметься із збільшенням відстані від осі обертання відповідно до формули (1.21). Підставивши (1.21) в (2.50), дістанемо

$$E_k = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = \frac{I \omega^2}{2}, \quad (2.51)$$

де $I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$ — момент інерції тіла.

Момент інерції будь-якого тіла є фізичною величиною, яка враховує масу і її просторове розміщення відносно осі обертання. *Моментом інерції матеріальної точки* називають добуток маси точки на квадрат відстані її від осі обертання:

$$I = mr^2. \quad (2.52)$$

Для довільного тіла

$$I = \int r^2 dm. \quad (2.53)$$

Скориставшись формулою (2.53), можна визначити моменти інерції різних тіл. Наприклад, момент інерції тонкого кільця відносно геометричної осі $I = mr^2$, диска $I = mr^2/2$, кулі $I = 2mr^2/5$ тощо.

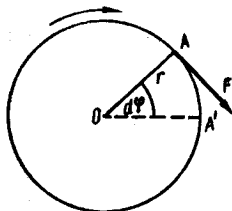


Рис. 2.9

Розглянемо тіло, яке обертається з кутовою швидкістю ω (рис. 2.9) і під дією сили F , що прикладена до точки A на відстані r від осі обертання. Через проміжок часу dt тіло з точки A переміститься в точку A' , а радіус-вектор точки переміститься на кут $d\varphi$, який зв'язаний з кутовою швидкістю ($d\varphi = \omega dt$). При цьому точка A опише дугу ds ($ds = r d\varphi$). Виходячи із загального визначення роботи (2.38), для даного випадку запишемо

$$F ds = Fr d\varphi = Fr \omega dt. \quad (2.54)$$

Ця робота йде на зміну кінетичної енергії обертання $E_k = \frac{I\omega^2}{2}$. Тому можна записати $Fr \omega dt = d\left(\frac{I\omega^2}{2}\right) = I\omega d\omega$. Після перетворень дістанемо

$$Fr dt = I d\omega, \quad (2.55)$$

де $M = Fr$ — момент сили. Врахувавши це, з (2.55) дістанемо

$$M = I \frac{d\omega}{dt}, \quad (2.56)$$

якщо $I = \text{const}$ і

$$M = \frac{d(I\omega)}{dt} = \frac{dL}{dt},$$

якщо $I \neq \text{const}$.

Добуток моменту інерції на кутову швидкість ($\vec{L} = I\vec{\omega}$) називають моментом імпульсу. Вираз (2.56) називають основним рівнянням динаміки обертального руху твердого тіла. Запишемо його так:

$$M dt = d(I\omega). \quad (2.57)$$

Якщо на систему не діють зовнішні сили або рівнодія на їх не створює моменту сил відносно осі обертання, то $M = 0$, і вираз (2.57) набуде

такого вигляду:

$$I\omega = \text{const.} \quad (2.58)$$

Отже, коли на систему не діють моменти зовнішніх сил, то момент імпульсу її залишається сталим. Це — закон збереження моменту імпульсу.

Наведемо приклади, що ілюструють закон збереження моменту імпульсу. Кулька утримується на нитці, що намотується на палку. Із зменшенням довжини нитки зменшується момент інерції кульки і, отже, збільшується кутова швидкість. Гімнаст під час стрибка через голову притискує до тулуба руки й ноги. Цим він зменшує свій момент інерції, а оскільки добуток $I\omega$ повинен залишатися незмінним, то кутова швидкість обертання ω збільшується, і в короткий проміжок часу, поки гімнаст перебуває в повітрі, він робить повний оберт, а то й кілька.

§ 17. Коливання. Гармонічні коливання

Коливаннями називають процеси, що відрізняються тим або іншим ступенем повторюваності. Така повторюваність властива, наприклад, коливанням маятника годинника, коливанням струни, зміні напруги між обкладками конденсатора в контурі радіоприймача тощо.

В залежності від фізичної природи процесу, що повторюється, розрізняють коливання: механічні, електромеханічні, електромагнітні тощо. В цьому розділі розглядатимемо механічні коливання.

Залежно від характеру дії на систему, що коливається, розрізняють вільні (або власні), вимушені, параметричні коливання та автоколивання. Найпростішими є гармонічні коливання, тобто такі, коли величина, яка змінюється при коливаннях (наприклад, відхилення маятника від положення рівноваги), змінюється з часом за законом синуса або косинуса. Цей різновид коливань важливо розглянути з таких причин: по-перше, коливання, що спостерігаються в природі і техніці, за своїм характером наближаються до гармонічних, а, по-друге, періодичні процеси іншої форми (з іншою залежністю від часу) можна уявити як накладання кількох гармонічних коливань. Коливальний рух має особливо простий характер тоді, коли вертальна сила збільшується пропорційно зміщенню від положення рівноваги тіла, що коливається. Саме в цьому випадку мають місце гармонічні коливання.

Розглянемо гармонічні коливання чисто кінематично. Нехай точка B (рис. 2.10) рухається по колу радіуса a з сталою кутовою швидкістю ω . Прослідкуємо за рухом точки C (проекції B на вертикальну вісь). В момент часу $t = 0$ радіус OB займав положення OA . Тоді в момент часу t радіус OB повернеться з початкового положення OA на кут φ . Зміщення x точки C , що дорівнює відрізку OC , визначається так:

$$x = a \sin \varphi. \quad (2.59)$$

Кут φ називають *фазою коливання точки C* .

Якщо 2π — довжина дуги повного кола в кутових одиницях, а T — час обходу точкою B повного кола, то кутова швидкість дорівнюватиме:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (2.60)$$

Величину ω також називають *коловою* або *циклічною частотою*. Звідси неважко виразити фазу φ через ω :

$$\varphi = \omega t = \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.61)$$

Підставивши це значення фази в рівняння (2.59), дістанемо

$$x = a \sin \omega t = a \sin \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.62)$$

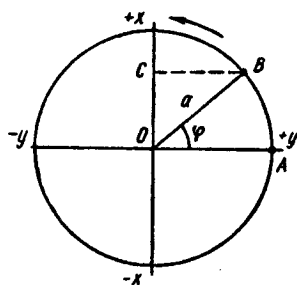


Рис. 2.10

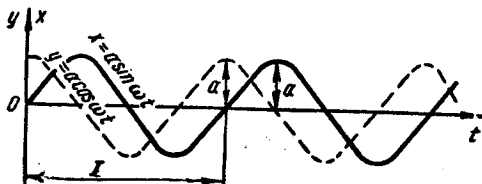


Рис. 2.11

Розглядаючи зміну проекції точки B на горизонтальну вісь, аналогічно дістанемо

$$y = a \cos \omega t = a \cos \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.63)$$

Коливальний характер руху, вираженого рівняннями (2.62) і (2.63), стає особливо наочним, якщо подати їх графічно, як це зроблено на рис. 2.11. Коливальний рух, що описується функцією синуса або косинуса, називається *простим гармонічним коливанням*. Цей рух повністю визначається такими величинами: 1. Амплітудою a — відстанню найбільшого відхилення від початкового положення. 2. Періодом коливань T , тобто часом, протягом якого точка (тіло), що коливається, здійснить повний цикл коливального руху, змішуючись спочатку в один, а потім в другий бік від початкового положення і знову повертаючись до нього. Замість періоду коливань можна задати його частоту ν , що визначається числом повних коливань за 1 с. За одиницю частоти взято 1 герц (Гц) — це частота такого коливання, період якого дорівнює 1 с. Період і частота зв'язані між собою так:

$$T = \frac{1}{\nu}; \quad \nu = \frac{1}{T}. \quad (2.64)$$

Колова частота ω дорівнює числу повних коливань за 2π секунд:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (2.65)$$

Визначимо силу, під дією якої виникатимуть прості гармонічні коливання. Для цього скористаємось, наприклад, рівнянням (2.62) і знайдемо спочатку швидкість v і прискорення w для точки, що гармонічно коливається:

$$\begin{aligned}x &= a \sin \omega t, \\v &= \frac{dx}{dt} = \omega a \cos \omega t, \\w &= \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 a \sin \omega t = -\omega^2 x.\end{aligned}\quad (2.66)$$

Помножимо ліву й праву частини рівняння (2.66) на масу матеріальної точки, тоді дістанемо диференціальне рівняння простого гармонічного коливання:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -cx, \quad (2.67)$$

де $c = m\omega^2$ — коефіцієнт вертальної сили. Отже, тіло здійснюватиме просте гармонічне коливання, якщо на нього діятиме вертальна сила, пропорційна зміщенню тіла від положення рівноваги. Гармонічне коливання — це рух, спричинений силою, що змінюється пропорційно відхиленню x тіла від положення рівноваги. Сила $F = -cx$ повністю характеризує коливання тіла поблизу положення рівноваги, тобто при малих амплітудах коливання. Із збільшенням амплітуди коливань може настати ангармонічність, і пропорційність між вертальною силою і зміщенням тіла порушується.

§ 18. Математичний маятник

Математичний маятник є фізичною абстракцією, під якою розуміють точкове тіло, підвішене на пружній нескінченно довгій і невагомій нитці. Практичним наближенням до математичного маятника буде система, що складається з кулі та підвісу, при цьому діаметр кулі значно менший від довжини нитки, до якої її підвішено.

Нехай зміщення маятника будуть невеликі. Як видно з рис. 2.12, вертальна сила в цьому випадку дорівнює $F_v = mg \sin \varphi$. Сила тяжіння mg у такому положенні маятника, коли він відхилився від початкового положення на кут φ , розкладається на дві складові: вертальну силу, що повертає маятник у попереднє положення, і складову, що напрямлена вздовж нитки й урівноважується реакцією нитки. Отже, вертальна сила

$$F_v = -mg \sin \varphi. \quad (2.68)$$

З рис. 2.12 видно, що $\sin \varphi = x/l$. Тоді

$$F_v = -\frac{mg}{l} x = -cx, \quad (2.69)$$

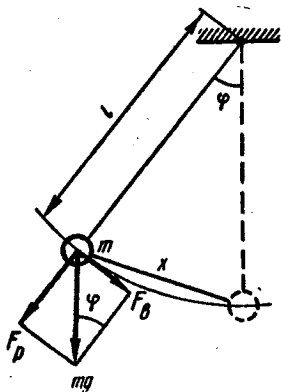


Рис. 2.12

де $c = mg/l$. Період T гармонічних коливань зв'язаний з коефіцієнтом вертальної сили c так:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{c}}. \quad (2.70)$$

Підставимо в (2.70) значення c для математичного маятника. Тоді

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{ml}{mg}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (2.71)$$

З співвідношення (2.71) випливає, що період коливань математичного маятника не залежить від його маси, а залежить від його довжини і прискорення вільного падіння.

Отже, за допомогою математичного маятника можна визначити прискорення вільного падіння g . Воно залежить від географічної широти місцевості та від порід, які залягають у ній.

§ 19. Хвильовий процес. Рівняння хвилі. Енергія хвилі

Коливальна система може віддавати енергію в зовнішнє середовище. Це передавання енергії можливе внаслідок того, що частинки середовища беруть участь у коливальному процесі. Кожне збурення, що виникає в певній ділянці середовища, буде поступово поширюватись, захоплюючи частинки, розміщені все далі від початкового збурення.

Частинка середовища, що лежить на відстані x від місця початкового збурення, почне коливатись лише тоді, коли до неї дійде коливальний процес, що поширюється в середовищі. Позначимо швидкість поширення коливального процесу через u . Він дійде до фіксованої частинки через проміжок часу

$$\tau = \frac{x}{u}. \quad (2.72)$$

Якщо коливання описуються рівнянням $y = a \sin(\omega t + \varphi_0)$, то коливання певної частинки відбуватимуться за тим самим синусоїдальним законом, але з запізненням на час τ :

$$\begin{aligned} y' &= a \sin(\omega(t - \tau) + \varphi_0) = a \sin\left(\omega\left(t - \frac{x}{u}\right) + \varphi_0\right) = \\ &= a \sin\left(\left(\omega t - \frac{\omega x}{u}\right) + \varphi_0\right), \end{aligned} \quad (2.73)$$

де a — амплітуда; φ_0 — початкова фаза коливань.

Вираз $y' = a \sin \left(\omega \left(t - \frac{x}{u} \right) + \varphi_0 \right)$ є рівнянням плоскої біжучої хвилі, що поширюється в додатному напрямі осі x .

Розглянемо тепер розподіл зміщень у просторі в певний момент часу ($t = \text{const}$). Виберемо цей момент за початковий, тобто, коли $t = 0$. Тоді

$$\begin{aligned} y' &= a \sin \left(\frac{\omega x}{u} + \varphi_0 \right) = a \sin \left(\frac{2\pi x}{uT} + \varphi_0 \right) = \\ &= a \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \varphi_0 \right) = a \sin (kx + \varphi_0), \end{aligned} \quad (2.74)$$

де $\lambda = uT$ і $k = 2\pi/\lambda$.

Оскільки T — період коливань, а u — швидкість поширення їх, то добуток uT визначає відстань, на яку поширяться коливальний процес за час одного періоду. Цю відстань називають довжиною хвилі. Дві частинки, що відокремлені одна від одної інтервалом $\lambda = uT$, коливаються в тій самій фазі. Кожна з них проходить через нульове положення одночасно з другою частинкою. Тому довжину хвилі можна розглядати також як відстань між двома найближчими точками середовища, для яких різниця початкових фаз коливань становить 2π . Величину $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ називають *хвильовим числом*.

Геометричне місце точок середовища, яких коливання досягають у фіксований момент часу t , називають *фронтом хвилі*. Він відокремлює ту частину простору, яка втягнута у хвильовий процес, від тієї, куди коливання ще не поширились.

Поряд з поняттям фронту хвилі використовують поняття хвильової поверхні. *Хвильовою поверхнею* називають геометричне місце точок, що коливаються в тій самій фазі. На відміну від фронту хвилі, в кожний певний момент часу існує нескінченна множина хвильових поверхонь, оскільки їх можна проводити через будь-яку точку простору, який охоплено хвильовим процесом. Зрозуміло, що фронт хвилі треба розглядати як окремий випадок хвильової поверхні. В залежності від конфігурації джерела коливань та властивостей середовища, в якому поширюється хвильовий процес, хвильові поверхні, а отже, і фронт хвилі можуть набирати певної форми — форми сфери, площини або навіть більш складної форми, яка в загальному випадку може змінюватись з часом. Виходячи з форми фронту хвилі, розрізняють сферичні, плоскі, еліптичні та інші хвилі. Сферична хвиля виникає, наприклад, в однорідному та ізотропному середовищі при наявності в ньому точкового джерела коливань. В такому випадку хвильові поверхні і фронт хвилі матимуть форму сфери. Умову реалізації хвильових поверхонь (фронту хвилі як окремого випадку хвильової поверхні) записують

так!

$$\varphi_i = \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) + \varphi_0 = \text{const}, \quad (2.75)$$

де φ_0 — початкова фаза коливань.

Різним значенням фази хвилі φ_i відповідатимуть різні хвильові поверхні. З формули (2.75) випливає, що фронт хвилі при цьому переміщується з швидкістю

$$\frac{dx}{dt} = u. \quad (2.76)$$

Оскільки з цією самою швидкістю переміщується також і поверхня сталої фази, то її називають *фазовою швидкістю*.

При поширенні хвильового процесу частинки середовища не захоплюються рухомою хвилею; вони здійснюють лише коливальні рухи навколо положення рівноваги. Швидкість хвилі u — це не швидкість поступального руху матеріальних частинок, це швидкість поширення імпульсу, що спричинює зміщення частинок. Оскільки проходження хвилі супроводжується коливаннями частинок середовища, то разом з хвилею поширюється в просторі і енергія коливань.

Уявімо собі елемент пружного середовища з об'ємом V , в якому поширюється хвиля з амплітудою a та частотою ω . Можна показати, що середнє значення енергії, яку приносить хвиля в цей об'єм, $\bar{E} = m\omega^2 a^2/2$. Поділивши його на об'єм, дістанемо вираз для середньої густини енергії хвилі

$$\bar{\kappa} = \bar{E}/V = \rho\omega^2 a^2/2, \quad (2.77)$$

де $\rho = m/V$ — густина речовини.

Густина енергії та її середнє значення (2.77) пропорційні густині середовища ρ , квадрату частоти ω і квадрату амплітуди хвилі a . Така залежність спостерігається не лише для плоскої хвилі з сталою амплітудою, а й для інших хвиль.

Таким чином, середовище, в якому поширюється хвиля, має додатковий запас енергії. Ця енергія передається від джерела коливань в різні точки середовища самою хвилею. Отже, хвиля переносить разом з собою енергію. Відношення кількості енергії ΔE до часу Δt , за який цю енергію перенесено, називають *потокм енергії*. Припускають, що $\Delta t \gg T$, де T — період коливань. Потік енергії — скалярна величина, що вимірюється в одиницях ват (СІ) та ерг за секунду (система СГС).

Потік енергії хвиль в різних точках середовища має різну інтенсивність. Для характеристики потоку енергії вводять векторну величину, яку називають *густиною потоку енергії* хвиль. Ця величина дорівнює відношенню потоку енергії до площі поверхні, яка розташована перпендикулярно до напрямку поширення хвиль. Напрямок вектора густини потоку енергії збігається з напрямком переносу енергії хвиль.

Нехай через площину ΔS_{\perp} перпендикулярно до напрямку поширення хвилі переноситься енергія ΔE за час Δt . Тоді густина потоку енергії

$$j = \frac{\Delta E}{\Delta S_{\perp} \Delta t}. \quad (2.78)$$

Враховуючи, що $\Delta E/\Delta t$ є потік енергії $\Delta \Phi$ через площину ΔS_{\perp} , можна записати

$$j = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S_{\perp}}. \quad (2.79)$$

Через площину ΔS_{\perp} за час Δt переноситься енергія ΔE_{\perp} , що міститься в об'ємі циліндра з основою ΔS_{\perp} та висотою $u \Delta t$ (u — фазова швидкість хвилі). Якщо розміри циліндра досить малі, то густину енергії κ у всіх точках такого циліндра можна вважати однаковою, і

$$\Delta E = \kappa \Delta S_{\perp} u \Delta t. \quad (2.80)$$

Підставивши вираз (2.80) у формулу (2.78), дістанемо

$$j = \kappa u. \quad (2.81)$$

Розглядаючи фазову швидкість u як вектор, напрям якого збігається з напрямом поширення хвиль (і переносу енергії), можна записати

$$\vec{j} = \kappa \vec{u}. \quad (2.82)$$

Видатний російський фізик М. О. Умов вперше ввів поняття вектора густини потоку енергії (вектора Умова). Вектор \vec{j} , як і густина енергії κ , неоднаковий у різних точках простору. Середнє його значення з урахуванням (2.77) можна записати так:

$$\vec{j}_0 = \kappa \vec{u} = \rho \omega^2 a^2 \vec{u} / 2. \quad (2.83)$$

Величину, що дорівнює добутку густини середовища на швидкість поширення хвиль $z = \rho u$, називають *хвильовим опором*.

§ 20. Інтерференція хвиль. Швидкість поширення хвиль

Часто в середовищі одночасно поширюються не один, а кілька хвильових процесів, наприклад кілька коливальних систем одночасно випромінюють хвилі. При цьому кожна частинка середовища, попадаючи в таке хвильове поле, здійснює результуючий коливальний рух, що складається з коливань, викликаних кожним із хвильових процесів. Результуюче зміщення частинки середовища у будь-який момент часу є геометричною сумою зміщень, викликаних кожним із складових коливальних процесів окремо.

Властивість незалежного поширення одночасно хвильових процесів називається *принципом суперпозиції*. Прикладом незалежного

накладання хвиль можуть бути звукові хвилі, що поширюються від кількох джерел звуку. Якби принципу суперпозиції не існувало, то хоровий спів і музика були б неможливими.

Проте при певних умовах спостерігається відхилення від принципу суперпозиції, а саме: при накладанні двох хвильових процесів в одних точках середовища коливання підсилюються (збільшується їхня амплітуда), в інших — слабшають (амплітуда коливань зменшується). Таке явище називають *інтерференцією хвиль*. Воно спостерігається тоді, коли через ту саму точку середовища поширюються два хвильових процеси з однаковою частотою й однаковим напрямом зміщення частинок, а різниця фаз коливань, що додаються, в кожній фіксованій точці середовища залишається сталою. Ці умови виконуються тоді, коли джерелом обох хвильових процесів є одна й та сама коливальна система. Дістати від одного джерела дві серії хвиль із сталою різницею фаз можна, наприклад, якщо використати поряд з прямою й відбиту хвилю (при цьому може утворитись стояча хвиля).

Таким чином, умовами інтерференції хвиль є *однакова частота, однаковий напрям зміщення частинок і сталість різниці фаз коливань*, що додаються. Хвилі, для яких виконуються ці умови, називають *когерентними*. Накладання кількох когерентних хвиль завжди приводить до виникнення інтерференції.

Хвилі, для яких напрям коливання частинок середовища збігається з напрямом хвильового процесу, називають *поздовжніми*. Прикладом поздовжніх хвиль можуть бути звукові хвилі в газах і рідинах: тут згущення й розрідження частинок періодично повторюється в напрямі поширення звуку. Хвилі, для яких напрям коливання частинок середовища перпендикулярний до напрямку поширення хвильового процесу, називають *поперечними*.

Для вивчення будь-якого хвильового процесу треба знати швидкість поширення хвиль, яка залежить від властивостей середовища. Тому знання швидкості поширення хвиль у середовищі дає важливу інформацію про його фізичні особливості. Помітних успіхів тепер досягла молекулярна акустика, яка вивчає речовини в різних агрегатних станах за допомогою поширення звукових хвиль. Наприклад, у більш пружному середовищі хвилі поширюються швидше, ніж у менш пружному.

Можна показати, що швидкість поширення в пружному середовищі поздовжніх хвиль

$$u_{\parallel} = \sqrt{K/\rho}, \quad (2.84)$$

а поперечних —

$$u_{\perp} = \sqrt{G/\rho}. \quad (2.85)$$

де K — модуль об'ємної пружності; G — модуль зсуву; ρ — густина середовища.

Якщо поздовжня хвиля поширюється в стержні, а не в нескінченно протягнутому середовищі, у формулі (2.84) модуль об'ємної пружності K треба замінити модулем Юнга E :

$$u = \sqrt{E/\rho}. \quad (2.86)$$

У твердих тілах поздовжні хвилі поширюються швидше від поперечних, оскільки модуль об'ємної пружності K значно більший від модуля зсуву G . Наприклад, у залізі $u_{\parallel} = 5170$ м/с; $u_{\perp} = 2550$ м/с. Різниця швидкостей поширення поздовжніх і поперечних хвиль в земній корі дає цінну інформацію про внутрішню будову Землі і дає змогу визначити місцеположення епіцентрів землетрусів.

Швидкість поширення хвиль на поверхні моря залежить від співвідношення між його глибиною та довжиною хвилі. Для припливних хвиль (обумовлені сукупністю дій тяжіння до Сонця й Місяця) довжина хвилі досягає сотень кілометрів, тобто значно більша від глибини. Внаслідок цього швидкість поширення припливних хвиль практично залежить лише від глибини моря h і визначається формулою $u = \sqrt{gh}$, де g — прискорення вільного падіння.

§ 21. Звук. Явище Доплера

Звук — це хвильовий процес. У твердих тілах звук поширюється у вигляді поздовжніх і поперечних хвиль. Оскільки рідини й газу практично не мають пружності зсуву, то в таких середовищах звук поширюється тільки у вигляді поздовжніх хвиль. У газах і рідинах звукові хвилі є періодичними згущеннями й розрідженнями середовища, що віддаляються від джерела звуку з певною характерною для даного середовища швидкістю.

Звук характеризують *інтенсивністю* (силою) та *складом і частотою* пов'язаних з ним хвильових процесів; за суб'єктивним відчуттям розрізняють такі характеристики звуку: *гуцність, тембр і висоту*.

Власне звуковими коливаннями (звуком) називають коливання, що поширюються в пружному середовищі і частота яких лежить у межах (16—20000) Гц. Пружні хвилі з частотою, меншою за 16 Гц, називають *інфразвуковими*, а більшою від 20000 Гц — *ультразвуковими*. Ультразвукові коливання набули широкого застосування в техніці. Останнім часом при вивченні речовини інтенсивно використовують гіперзвук, якому відповідають частоти понад 10^9 Гц.

Швидкість поширення звуку в повітрі при кімнатній температурі дорівнює 340 м/с. У воді звук поширюється з швидкістю 1450 м/с, у склі — 5600 м/с.

► Розглянемо явище Доплера для звуку. Нехай джерело звуку рухається до спостерігача з швидкістю v_2 . Швидкість звуку позначимо через u , а частоту — через ν . Довжина звукової хвилі у випадку неру-

хомого джерела $\lambda = \frac{u}{v}$, але при русі джерела із швидкістю v_2 за один період $\left(\frac{1}{v}\right)$ довжина хвилі зменшиться на величину $v_2 \frac{1}{v}$. Тоді довжиня звукової хвилі, яку зафіксує спостерігач,

$$\lambda' = \frac{u}{v} - \frac{v_2}{v} = \frac{u - v_2}{v}. \quad (2.87)$$

Отже, спостерігач сприйматиме звук меншої довжини хвилі λ' . При цьому частота сприйнятих коливань збільшиться і становитиме

$$v' = \frac{u}{\lambda'} = \frac{uv}{u - v_2} = \frac{v}{1 - \frac{v_2}{u}}. \quad (2.88)$$

Неважко переконатися, коли джерело звуку віддалятиметься від спостерігача, то частота сприйнятого ним звуку буде

$$v' = \frac{v}{1 + \frac{v_2}{u}}. \quad (2.89)$$

Якщо до нерухомого джерела наблизатиметься спостерігач із швидкістю v_1 , то при частіших «зустрічах» з гребенями хвиль частота сприйнятих коливань збільшиться,

$$v' = \frac{u + v_1}{\lambda}. \quad (2.90)$$

Оскільки $v = \frac{u}{\lambda}$, то

$$v' = v \left(1 + \frac{v_1}{u}\right). \quad (2.91)$$

При русі спостерігача від нерухомого джерела відповідно дістанемо

$$v' = v \left(1 - \frac{v_1}{u}\right). \quad (2.92)$$

В загальному випадку, коли одночасно рухаються джерело і спостерігач, зв'язок частоти сприйнятого звуку v' і частоти звуку джерела v виражатиметься об'єднаною формулою

$$v' = v \frac{u \pm v_1}{u \mp v_2}, \quad (2.93)$$

де u — швидкість звуку; v_1 — швидкість руху спостерігача; v_2 — швидкість руху джерела звуку відносно нерухомої системи координат.

Отже, на підставі виразу (2.93), можна зробити висновок: зменшення відстані між джерелом звуку і спостерігачем завжди супроводжу-

ється збільшенням частоти сприйнятого звуку, і, навпаки, збільшення відстані між джерелом звуку і спостерігачем приводить до зменшення частоти сприйнятого звуку.

§ 22. Філософські висновки з механіки Ньютона

У XV—XVII ст. під час зародження капіталістичних відносин в Західній Європі досягли значного розвитку промислове виробництво, військова справа та мореплавання. Господарчі та культурні зв'язки між різними країнами і поява друкарського верстата стимулювали наукове спілкування, обмін знаннями між народами. Це поставило перед наукою нові завдання і підготувало умови для їхнього розв'язання.

Щоб виконати завдання, поставлені розвитком виробництва, наука повинна була стати на шлях самостійного розвитку та систематичного експериментального дослідження природи. Початком такого дослідження була геліоцентрична система Коперника, яка прийшла на зміну космологічній системі Птолемея.

Розвиваючи геліоцентризм Коперника, Кеплер відкрив основні закони руху планет навколо Сонця. Галілей виявив також внутрішню суперечливість динаміки Арістотеля і розробив деякі її основні наукові принципи. Дослідження Галілея в галузі динаміки і астрономії поклали початок впровадженню експериментального методу в природознавстві. Систематизуючи і узагальнюючи результати, одержані Галілеєм, Кеплером та іншими своїми попередниками, Ньютон сформулював основні закони механіки. Ньютонівська фізична картина світу розглядалась не лише як основа для наукового пояснення явищ природи, а й як синтез наукових знань свого часу. Оскільки в ті часи механіка була головною наукою, наукове пояснення природи було механічним, а синтез наукових знань про природу ототожнювався або з самою механікою, або з механічною картиною світу. Як наслідок цього механічна картина світу іноді охоплювала такі явища, які фактично не належали до механіки. Вона була засобом механічного пояснення немеханічних явищ (теплових, електромагнітних) та основою для спроб побудувати механічні теорії цих явищ. Вважалось, що механічна картина світу в принципі спроможна дати пояснення будь-якому явищу природи. При цьому за ідеал наукового приймалось пояснення, що виходить з простих і наочних механічних моделей.

У ньютонівській механіці простір і час розглядаються як об'єктивні форми існування матерії, але у відриві один від одного та від руху матеріальних тіл. Ньютон гадав, що тіла та їхні рухи аж ніяк не впливають на перебіг часу та властивості простору. Погляди Ньютона на матерію, простір і час, їхній взаємозв'язок суперечливі.

Поряд з відносним часом та відносним простором, які характерні для повсякденного життя, Ньютон вводить поняття абсолютного часу

та абсолютного простору, що існують незалежно від процесів і тіл. Абсолютний простір за своєю суттю незалежний по відношенню до всього зовнішнього, залишається завжди однаковим, нерухомим. Абсолютний час сам по собі і за своєю суттю, без всякого відношення до чогось зовнішнього, плине рівномірно. Його називають ще тривалістю.

Абсолютний час та абсолютний простір існують незалежно від тіл і процесів у природі, незалежно один від одного. Взаємозв'язок між абсолютним простором та тілами за Ньютоном має такий характер: простір є необмежене вмістилище матеріальних тіл, в якому відбуваються процеси природи і яке існує як

Таблиця 2.1

Механіка Ньютона	Теорія відносності Ейнштейна	Квантова механіка Шредінгера	Релятивістська квантова механіка Дірака та ін.
$M \gg m_a$ $v \ll c$ $h = 0$	$M \gg m_a$ $v \approx c$ $h = 0$	$M \approx m_a$ $v \ll c$ $h \neq 0$	$M \approx m_a$ $v \approx c$ $h \neq 0$

Примітка: M — маса тіла; m_a — маса атома; v — швидкість тіла; c — швидкість світла у вакуумі; h — стала Планка.

простору, часу і матерії. Але якщо немає порожнього простору, позбавленого будь-яких видів матерії та матеріальних процесів, то взаємодія між тілами відбуватиметься обов'язково з участю проміжного середовища, яке розділяє їх. При цьому вона передаватиметься з деякою скінченною швидкістю, а сигнал, що йде від одного тіла до іншого, викличе в оточуючому їх просторі певні матеріальні процеси, що вимагають певного проміжку часу. В цьому полягає основна ідея теорії близькодії.

І. Ньютон був першим, хто сформулював повну систему принципів механіки і на їхній підставі побудував струнку будівлю цієї науки. Досягнення механіки Ньютона, а також його науковий авторитет майже на 200 років відвернули увагу вчених від недоліків його механіки. Серйозне критичне ставлення до механіки Ньютона з'явилося лише у другій половині XIX ст.

Після Ньютона механіка швидко розвивалась. Проте нічого принципово нового до фізичних основ механіки не було внесено аж до XX ст., коли положення змінилось у зв'язку з розвитком Ейнштейном теорії відносності. Теорія відносності підказала, а дослід підтвердив, що механіку Ньютона не можна застосовувати для описання руху частинок, швидкість яких наближається до швидкості світла у вакуумі. Дослід показує, що класичний підхід не можна застосовувати до ви-

вчення явищ мікросвіту, або, точніше, його застосовність до цього кола явищ обмежена. Адекватне описання явищ мікросвіту дає квантова механіка, яка істотно відрізняється від класичної.

Механіка Ньютона може бути охарактеризована як класична нерелятивістська механіка. Це означає, що вона вивчає повільні рухи макротіл. Релятивістська механіка є більш загальною теорією, порівняно з механікою Ньютона. Остання міститься в ній як наближений граничний випадок. Релятивістська механіка переходить в механіку Ньютона у випадку повільних рухів. Квантова механіка переходить у механіку Ньютона у випадку тіл досить великих мас, які рухаються в силових полях, що плавно змінюються.

Умовно зв'язок механіки Ньютона з іншими розділами сучасної фізики подано в табл. 2.1.

Отже, механіка Ньютона не втратила свого значення до цього часу. Відмовлятися від механіки Ньютона вимушені лише поза межами її застосовності, коли вона приводить або до неправильних, або до недостатньо точних результатів. Такими, наприклад, є задачі про рух заряджених частинок в прискорювачах, де слід використовувати рівняння релятивістської механіки, і про рух електронів в атомах, які розв'язуються за допомогою квантової механіки.

Контрольні запитання

1. Що називається масою тіла? 2. Який фізичний зміст поняття сили? 3. Сформулюйте закони Ньютона. В яких системах відліку вони виконуються? Який взаємозв'язок між цими законами? 4. Як можуть рухатись одна відносно одної інерціальні системи відліку? Запишіть перетворення Галілея. 5. Сформулюйте принцип відносності Галілея. 6. Розкрийте суть детермінізму Лапласа. В чому його обмеженість? 7. Дайте визначення закону збереження імпульсу. Для яких систем він справедливий? Виведіть цей закон і наведіть приклади, що ілюструють його. 8. В яких системах відліку діють сили інерції? 9. Чи можна застосовувати третій закон Ньютона для сил інерції? 10. Чому в північній півкулі ріки підсвоювати правий берег і праві рейки залізничних колій зношуються більше від лівих? 11. Як визначити силу всесвітнього тяжіння між двома тілами, що мають довільні розміри і форму? 12. Що таке вага тіла і від чого вона залежить? 13. Що таке поле тяжіння? Які величини характеризують це поле і як вони зв'язані між собою? 14. Запишіть умови запуску штучного супутника Землі та умови подолання земного тяжіння. Вирахуйте першу й другу космічні швидкості. 15. Чому для запуску штучних супутників Землі та космічних кораблів застосовують багатоступінчасті ракети? Дайте визначення числа Ціолковського. 16. У чому полягає відмінність між поняттями енергії і роботи? 17. Для яких систем тіл виконується закон збереження механічної енергії і як він формулюється? 18. Які рухи називаються гармонічними коливаннями? 19. Назвіть фізичні величини, що характеризують гармонічні коливання. 20. Що називається математичним маятником? 21. Як період коливань маятника залежить від амплітуди при малих амплітудах? 22. Яка сила називається вертальною? 23. Що називається хвилею? Дайте визначення поперечної і поздовжньої хвилі. 24. Що називається довжиною хвилі? 25. Які хвилі називаються когерентними? 26. Що називається фронтом хвилі? Яку форму він має, якщо джерело коливань точкове і середовище однорідне? 27. Який діапазон частот звукових хвилі? 28. Чи може звук поширюватись у вакуумі?

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА

Статистичний метод у молекулярній фізиці. Атомістичні уявлення в фізиці. Газ Ван дер Ваальса. Будова і властивості кристалів, аморфних тіл та рідин. Діаграма стану речовини. Ф. Енгельс про вузлові точки. Термодинамічний метод у фізиці. Енергія, робота й теплота. Начала термодинаміки. Енергетизм та причини його виникнення. Ентропія та статистичний зміст другого начала термодинаміки. Третє начало термодинаміки, негативні температури. Філософські висновки.

Розділ 3

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА

§ 1. Молекулярно-кінетична теорія та статистичний метод у молекулярній фізиці

Молекулярна фізика вивчає фізичні властивості речовини в різних агрегатних станах — твердому, рідкому та газоподібному — у зв'язку з її будовою, міжмолекулярною взаємодією та особливостями руху молекул.

Відповідно до молекулярно-кінетичних уявлень будь-яке тіло — тверде, рідке або газоподібне — складається з великої кількості дуже малих частинок — молекул*. Молекули будь-якої речовини перебувають у безладному, хаотичному русі, в якому не можна виділити переважного напрямку, а інтенсивність його залежить від температури речовини.

Безпосереднім доказом існування хаотичного руху молекул є броунівський рух. Це явище полягає в тому, що дуже малі (їх можна спостерігати лише за допомогою мікроскопа) завислі в рідині частинки завжди перебувають у стані безперервного, безладного руху, який не залежить від зовнішніх причин, а є проявом внутрішнього руху частинок, з яких побудована речовина. Броунівські частинки здійснюють рух під впливом безладних зіткнень з молекулами речовини.

Молекулярно-кінетична теорія має на меті пояснити властивості тіл, що безпосередньо спостерігаються на досліді (тиск, температуру та ін.), як сумарний ефект дії молекул. Для цього вона використовує ста-

* Атоми можна розглядати як одноатомні молекули.

тистичний метод, розглядаючи не рух окремих молекул, а лише деякі усереднені величини, які характеризують рух великої сукупності частинок.

Молекулярна фізика розглядає явища, які є результатом сукупності дії багатьох частинок. Ці явища, в яких бере участь величезна кількість частинок, підлягають законам великих чисел, або, інакше, законам статистики.

Сукупність великого числа молекул має властивості, яких немає в кожній молекулі окремо. Такими властивостями сукупності є, наприклад, тиск, температура, теплопровідність, в'язкість тощо. Тому рух такої сукупності молекул є вже новою, якісно відмінною від механічної, формою руху матерії, хоч рух кожної молекули окремо підлягає законам механіки. Виникнення у сукупності молекул нових властивостей, які відсутні у випадку окремих молекул, є одним з конкретних проявів положення діалектичного матеріалізму про виникнення нової якості внаслідок кількісних змін.

Існує певний якісний і кількісний зв'язок між властивостями сукупності молекул і середніми значеннями тих фізичних властивостей, які характеризують поведінку та властивості кожної молекули окремо. Наприклад, температура газу зв'язана з середнім значенням кінетичної енергії молекул. Для встановлення цього зв'язку немає потреби точно знати положення або швидкість кожної окремої молекули, а досить знати ймовірні значення їх.

Статистика оперує середніми значеннями тих фізичних величин, які характеризують поведінку і властивості кожної окремої молекули. Тому ні напрям руху, ні швидкість окремої молекули, ні концентрація їх у кожному малому об'ємі тепер не відіграють істотної ролі, а важливі тільки середні значення цих величин. Введення середніх значень величин у молекулярній фізиці обумовлене не лише тим, що ми не можемо стежити за рухом кожної молекули окремо через велику кількість їх, а тим, що сукупність величезної кількості молекул має нові властивості, яких немає в кожній молекулі окремо, і підлягає новим, а саме, статистичним законам.

Категорії ймовірності відіграють у науці ХХ ст. все зростаючу роль і тісно пов'язані з пізнанням внутрішніх властивостей, з розкриттям внутрішньої структури відносно елементарних об'єктів. Динамічні закони діють тільки там, де можна не враховувати внутрішню структуру об'єктів. Врахування структури, аналіз багатьох фізичних властивостей неодмінно пов'язаний з введенням ймовірностей і застосуванням ймовірнісних методів. Статистичні закони виражають об'єктивну необхідність в її нерозривному зв'язку з випадковістю, вони не нехтують випадковістю, а розглядають її як форму виявлення необхідності.

Звертаючись до історії розвитку молекулярно-кінетичних уявлень, слід насамперед вазначити, що уявлення про атомістичну будову

речовини були висловлені ще стародавніми греками. Вони стверджували, що основою всіх речей є матерія, розуміючи під нею речовину.

Фалес уявляв матерію як нескінченний прояв основної речовини — води. Анаксімен за єдине матеріальне першоначало брав повітря. Основоположник старогрецької діалектики Геракліт пішов далі Фалеса та Анаксімена. Він стверджував, що світ єдиний із всього, не створений ніким із богів і ніким із людей, а був, є і буде вічно живим вогнем, який закономірно спалахує і закономірно згасає.

За Гераклітом, вогонь є першоосновою, рухомою силою. Грецькі філософи Левкіпп (5 ст. до н. е.), Демокріт (бл. 460—370 до н. е.) та Епікур (341—270 до н. е.) були впевнені в існуванні межі подільності матерії. З надзвичайною переконливістю, з поетичним пафосом вчення атомістів викладено в філософській поемі Лукреція Кара (бл. 96—55 до н. е.) під назвою «Про природу речей», що дійшла до наших днів. У грецьких філософів атоми неподільні в геометричному і механічному розумінні. Саме слово «атом» грецького походження означає «неподільний». Взаємодію між атомами філософи-атомісти зводили до суто механічної, наділяючи атоми спеціальним механічним пристроєм, щоб забезпечити їм можливість зчеплення.

У XVIII та XIX ст. вчені вважали, що існує спеціальний вид сил, так звані сили хімічної «спорідненості», внаслідок яких відбувається взаємодія між атомами і молекулами речовини. Енгельс гостро критикував дуже поширений тоді метод з'ясування нового явища введенням спеціальних сил. Він писав, що «... ми шукаємо іноді порятунку в слові «сила» не тому, що ми цілком пізнали закон, але саме тому, що ми його *не* пізнали, тому, що ми ще *не* з'ясували собі «досить заплутаних умов» цих явищ» [1, 377].

Великий внесок у розвиток атомно-молекулярних уявлень зробив М. В. Ломоносов (1711—1765). Він піднявся до розуміння закону збереження матерії і руху як єдиного і загального закону природи, чим випередив розвиток фізики більш як на півтора століття. М. В. Ломоносов є основоположником молекулярно-кінетичної теорії, він розкрив природу теплоти, зв'язаної з рухом частинок тіла та взаємну перетворюваність теплової і механічної форм руху.

Велике значення для науки в цілому, і для атомістичної теорії зокрема, мало відкриття у 1869 р. періодичного закону Д. І. Менделєєвим, за допомогою якого він встановив періодичну залежність властивостей простих тіл і сполук елементів від атомних мас елементів. На підставі цього закону Менделєєв дійшов висновку, що число елементів обмежене, періодичність елементів є законом природи, передбачив існування ряду елементів та їхні властивості. Ці далекосяжні теоретичні передбачення дали змогу на досліді перевірити закон, на багато років вперед вказати шлях розвитку не тільки хімії, а й фізики. До Менделєєва хімічні елементи розглядались ізольовано, поза зв'язком між ними, поза розвитком їх, тому спроби систематизації елемен-

тів не давали істотних наслідків. Відкриття Менделєєва було не тільки науковим, а й філософським узагальненням. Періодичний закон є одним з наочних проявів діалектичного закону виникнення нової якості в результаті кількісних змін.

Отже, у ХІХ ст. молекулярні уявлення закріпились у науці остаточно. Визнання реального існування атомів було покладено в основу молекулярно-кінетичної теорії газів К. Максвеллом, Л. Больцманом, М. М. Пироговим та іншими фізиками, які спирались у своїх наукових дослідженнях на матеріалістичні уявлення про навколишній світ.

§ 2. Агрегатні стани речовини

Речовина залежно від термодинамічних параметрів — тиску, об'єму і температури — може перебувати в трьох агрегатних станах: твердому, рідкому та газоподібному. Крім того, речовина при певних умовах може бути в стані плазми. Сучасні агрегатні стани дещо нагадують чотири стихії древніх: Земля — твердий стан, вода — рідкий стан, повітря — газоподібний стан, вогонь — плазму.

Будова тіл і характер молекулярного руху визначаються силами взаємодії між молекулами, а сили взаємодії тим менші, чим більші міжмолекулярні відстані. В газах середня відстань між молекулами досить велика порівняно з розмірами молекул. Молекули рухаються хаотично, змінюючи напрям руху при зіткненнях одна з одною або із стінками посудини, але між зіткненнями молекули рухаються практично незалежно одна від одної, оскільки сили взаємодії малі. В твердих кристалічних тілах відстані між молекулами значно менші, ніж в газах, а тому міжмолекулярні сили більші. Через те молекулярний рух у кристалах має зовсім інший характер, ніж у газах. У кристалах молекули, атоми або іони (залежно від роду речовини) переходять з місця на місце порівняно рідко, більшу частину часу вони перебувають у коливальному русі відносно деяких нерухомих точок, або вузлів, які є положеннями рівноваги. Ці вузли розподіляються в просторі залежно від характеру міжмолекулярної взаємодії. Підвищення температури твердого тіла призводить до збільшення амплітуди коливань молекул, до збільшення відстаней між вузлами (розширення тіла від нагрівання) і, отже, до послаблення сил зчеплення. Від цього атоми частіше залишають свої вузли, а при певній температурі, що називається *температурою плавлення*, зникає впорядкованість у розміщенні центрів коливань, решітки руйнуються, і відбувається перехід у рідкий стан.

Гази і кристали відрізняються будовою і характером молекулярного руху. Гази характеризуються хаотичністю, кристали — впорядкованістю у розміщенні молекул. У цьому розумінні гази і кристали мають протилежні властивості. У рідинах діалектично поєднуються ці протилежні властивості. Молекули газів рухаються поступально, а

молекули кристалів коливаються навколо нерухомих положень рівноваги. Молекули рідин коливаються подібно до молекул кристалів, але положення рівноваги, відносно яких відбуваються коливання, не залишаються нерухомими, а у кристалах, а час від часу зміщуються. У рідині виступають в єдності порядок, характерний для кристалів, і безпорядок, характерний для газів. Молекули рідини не так міцно зв'язані одна з одною, як молекули твердих тіл, але зв'язки між ними значно більші, ніж у газоподібному стані. Молекули рідини можуть долати ці сили зв'язку. При певній температурі молекули рідини мають різну швидкість і та чи інша молекула може набути достатньої енергії для подолання сил зв'язку. Якщо рух молекули напрямлений до поверхні рідини, то вона може вийти з неї. Цей процес називається *випаровуванням*. Він можливий при будь-якій температурі. Наведені міркування можна застосувати також і для твердого тіла, щоб пояснити можливість випаровування твердих тіл без попереднього перетворення в рідину. Це явище називають *сублімацією*.

Густина газу за нормальних умов значно менша від густини тієї самої речовини в рідкому стані: $\rho_p \approx 1000 \rho_r$. Зв'язок відстаней між частинками для газу і рідини такий: $R_r = \sqrt[3]{1000 R_p}$. Довжина вільного пробігу молекул у газоподібному стані $\lambda \approx 10^{-7}$ м, середня швидкість руху молекул газу при кімнатній температурі $400 \div 500$ м/с. Розміри одного атома близько 10^{-10} м, молекули — $3 \cdot 10^{-10}$ м. Середня густина атомів у Сонячній системі дорівнює 10^9 атомів/м³, у Галактиці — 10^6 атомів/м³, поза межами Галактики $10^5 \div 10^6$ атомів/м³.

За законом Авогадро, якщо які-небудь два гази займають однакові об'єми при однаковому тиску і мають однакові температури, то в цих об'ємах міститься однакове число молекул. З цього закону випливає, що молі будь-яких речовин у газоподібному стані при однакових тисках і однакових температурах займають однакові об'єми. Число молекул у молі будь-якої речовини $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹. Це число називається *числом Авогадро*. Дослід показує, що моль будь-якої речовини в газоподібному стані при нормальних умовах займає об'єм $22,4 \cdot 10^{-3}$ м³. Звідси можна визначити кількість молекул газу, що міститься при нормальних умовах в 1 см³. Це число називається *числом Лошмідта* і дорівнює $2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

Закон Дальтона для суміші газів формулюється так: *тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків газів, які утворюють суміш. Парціальним тиском називається тиск, який мав би газ, коли б він один заповнював весь об'єм.*

§ 3. Діаграма стану речовини

Графічна залежність тиску від температури для даної кількості речовини при сталому об'ємі називається *діаграмою стану*. Загальний вигляд такої діаграми зображено на рис. 3.1. Для більшості речовин діаграма стану має вигляд, зображений на рис. 3.1 суцільними лініями, а для води та речовин, об'єм яких збільшується при переході з рідкого до твердого стану, — штриховою лінією.

Крива OB називається кривою плавлення, OC — кривою випарування, OA — кривою сублімації. Всі ці криві можна назвати ще кривими співіснування кристал — рідина (OB), рідина — пара (OC), кристал — газ (OA). Точка C називається *критичною точкою* або, за Д. І. Менделєєвим, *точкою абсолютного кипіння*. В критичній точці зникає відмінність між рідиною і газом. При температурі, вищій за критичну, неможливо перетворити газ у рідину. Точку O називають *потрійною*. У цій точці речовина перебуває в трьох агрегатних станах — твердому, рідкому й газоподібному. Прикладом такої точки може бути потрійна точка води: $t = 0,0075^\circ\text{C}$ і $p = 613,28$ Па. За цих умов лід плаває у воді, а над ними знаходиться водяна пара.

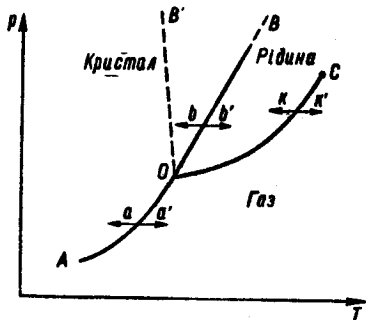


Рис. 3.1

Криві OA , OB і OC визначають так звані *фазові переходи*, коли нагромаджені в речовині непомітні кількісні зміни переходять в якісні стрибкоподібно. Наприклад, нагріваючи кристал при $p = \text{const}$, можна поступово наблизитись до кривої співіснування OB , де речовина стрибкоподібно втрачає типові властивості кристалічного тіла й переходить у рідкий стан (bb'). Аналогічно можна уявити інші фазові переходи: рідина — газ (kk'), кристал — газ (aa'). Фазові переходи можна здійснити при сталій температурі, якщо змінювати тиск. Звичайно, в загальному випадку можна змінювати обидва параметри. При цьому зміна окремої властивості, чи втрата її, не означає якісного перетворення, перетворення в якісно інший стан. Адже зміна якості — це докорінне перетворення тіла. Зігнутий цвях — цвях, намагнічене залізо — залізо, нагрітий кристал — кристал, стиснений газ — газ і т. д. Отже, якщо тілу надавати або відбирати теплоту, то змінюють його окремі властивості, але ці кількісні зміни спричиняють перехід тіла в нову якість лише при перетині кривих співіснування.

Проте фазовий перехід обумовлений не тільки тиском і температурою, а й конкретними умовами експерименту, наприклад доміш-

ками сторонніх речовин. Наприклад, сторонні домішки при кристалізації можуть істотно вплинути на форму кристалів. Якщо їх немає, можна минути кристалізацію і перевести тіло з рідкого в аморфний стан (твердий стан, для якого немає впорядкованості в розміщенні частинок).

Прикладом якісних перетворень можуть бути хімічні реакції, заміна пружної деформації пластичною при певних навантаженнях для даного тіла, перехід ламінарного потоку рідини в турбулентний при великих швидкостях. Якісні зміни обумовлені хімічним складом, внутрішньою будовою тіл, їхньою формою, внутрішньою енергією, а частіше поєднанням всіх цих факторів. Якість виражає відносну стійкість тіла, збереження його основних особливостей. Кількість виражає мінливість властивостей тіла, визначає відношення його до інших тіл. *Кількісні зміни — поступові, можуть бути незначними, непомітними, прихованими; зміни якісні — перервні, різкі, явні. Точки кипіння, плавлення, кристалізації та інші, при яких кількісні накопичення приводять до якісних змін*, Енгельс назвав *вузловими точками*. «Одним словом,— писав він,— так звані константи фізики в значній своїй частині є не що інше, як позначення вузлових точок, де кількісне додавання або зменшення руху спричиняє якісну зміну в стані відповідного тіла,— де, отже, кількість переходить в якість» [1, 363].

§ 4. Ідеальний газ. Закони ідеального газу

При вивченні зміни стану важливо встановити зв'язок між різними величинами, що характеризують властивості речовини і мають назву *параметрів стану*. Найважливішими з них є *густина* (або зв'язаний з нею *питомий об'єм*, що займає одиниця маси речовини), *тиск* і *температура*.

Рівняння, що зв'язує для даної маси речовини об'єм, тиск і температуру, називається термічним рівнянням стану речовини, яке надалі називатимемо просто рівнянням стану. Запишемо це рівняння у загальному вигляді

$$f(p, V, T) = 0. \quad (3.1)$$

Найбільш простого вигляду рівняння стану набуває для ідеального газу. Ідеальний газ — це фізична абстракція (модель), яка реально не існує, але з якою порівнюють реальні гази.

Під ідеальним газом розуміють такий газ, в якому частинки між собою на відстані не взаємодіють, а розмірами їх можна нехтувати, тобто вважати, що маса їх зосереджена в точці. Реальні гази поведуть себе як ідеальний газ при високих температурах й малих тисках. Проте практично деякі гази навіть при атмосферному тиску і кімнатній температурі в першому наближенні можна характеризувати зако-

нами ідеального газу. Закони ідеального газу виведені для незмінної маси газу.

Закон Бойля — Маріотта справедливий при сталій температурі (ізотермічний процес):

$$pV = \text{const.} \quad (3.2)$$

Закон Гей-Люссака передає залежність об'єму газу від температури при сталому тиску (ізорбарний процес):

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad (3.3)$$

де $\alpha = 1/273 \text{ K}^{-1}$ — називається *термічним коефіцієнтом об'ємного розширення*.

Закон Шарля характеризує залежність тиску газу від температури при сталому об'ємі (ізохорний процес):

$$p = p_0(1 + \alpha t). \quad (3.4)$$

Аналізуючи рівняння (3.2) — (3.4), можна дістати об'єднаний газовий закон:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n V_n}{T_n}. \quad (3.5)$$

Фізичний зміст цієї формули такий: якщо помістити газ у закриту посудину, об'єм якої можна змінювати, наприклад у циліндр з поршнем, то при довільній зміні об'єму й температури тиск буде змінюватись так, що відношення добутку тиску на об'єм до абсолютної температури дорівнюватиме деякій сталій величині. Ця величина, як покаже дослід, залежить від маси газу.

Для одного моля будь-якого газу це відношення буде таким:

$$pV = RT, \quad (3.6)$$

де R — універсальна газова стала (в СІ $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, в системі СГС $R = 8,31 \cdot 10^7 \text{ ерг}/(\text{моль} \cdot \text{К})$).

Рівняння (3.6) називають *рівнянням Менделєєва — Клапейрона*. Найбільш загальна форма цього рівняння для довільної маси газу m така:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT; \quad pV = nRT, \quad (3.7)$$

де μ — молярна маса газу; n — число молів газу.

§ 5. Основне рівняння кінетичної теорії газів

Молекулярно-кінетична теорія дає змогу вивести всі закони ідеального газу (в тому числі й рівняння Менделєєва — Клапейрона) теоретично як висновки з основного рівняння кінетичної теорії газів. Це рівняння виводиться на базі уявлень про хаотичний рух молекули.

Густина газу дуже мала, тому частина загального об'єму посудини, зайнятої молекулами, незначна порівняно з об'ємом вільних проміжків, які залишаються між ними. Отже, молекули не дуже густого газу можна розглядати як матеріальні точки. Силами взаємодії між молекулами такого газу нехтуватимемо, тому що для розрідженого газу середні відстані між молекулами значно більші від тих, на яких сили взаємодії значні. Зіткнення молекул із стінками посудини вважатимемо пружними. Молекули в першому наближенні можна вважати кульками. Отже, молекули ідеального газу можна уявити собі у вигляді пружних кульок, які взаємодіють одна з одною та з стінками тільки при зіткненнях, що відбуваються за законами пружного удару.

Характерною властивістю ідеального газу є хаотичність руху його молекул, яка виявляється в рівномірному розподілі молекул по об'єму і напрямках руху.

Розглянемо тепер деякий газ, що складається з n молекул і міститься в посудині у вигляді куба з ребром Δl . Якщо довжина ребра Δl , то площа однієї грані куба $\Delta S = \Delta l^2$, об'єм куба $V = \Delta l^3$. Оскільки в посудині міститься n молекул газу, то середнє значення густини молекул газу $n_0 = \frac{n}{(\Delta l)^3}$.

Визначимо тиск газу на стінки посудини. В момент зіткнення молекули із стінкою посудини вона передає їй імпульс mv , якщо удар непружний, і $2mv$ у випадку пружного удару. Приклад пружного удару — удар м'яча об тверду стінку, непружного — удар об стінку шматка мокрої глини. Пружний удар можна розглянути спрощено. Спочатку молекула зупиняється, причому імпульс mv її передається стінці, потім, «відштовхуючись» від стінки, знов надає їй такий самий імпульс mv . Якщо удар непружний, весь процес удару закінчується першою стадією, молекула не відскакує від стінки, як м'яч, а прилипає до неї, як шматок глини. Зіткнення молекул газу з стінками посудини вважатимемо пружними. Запишемо другий закон Ньютона для випадку пружного зіткнення молекули із стінкою посудини:

$$mv - (-mv) = 2mv = F\delta t = \overline{\Delta F}\Delta t, \quad (3.8)$$

де $2mv$ — зміна імпульсу молекули; $F\delta t$ — імпульс сили, що визначається добутком сили, яка діє в момент зіткнення, на час зіткнення. Величину $F\delta t$ можна прирівняти імпульсу сили $\overline{\Delta F}\Delta t$, де $\overline{\Delta F}$ — середнє значення сили за проміжок часу Δt , поки молекула пройде відстань між стінками посудини туди й назад $2\Delta l$. Отже,

$$\Delta t = \frac{2\Delta l}{v}. \quad (3.9)$$

Підставимо значення Δt у рівність (3.8):

$$2mv = \overline{\Delta F} \frac{2\Delta l}{v}; \quad \overline{\Delta F} = \frac{mv^2}{\Delta l}. \quad (3.10)$$

Якщо молекули рухаються в напрямі до стінки із швидкостями v_1, v_2, \dots, v_n і мають масу m , то загальну силу, з якою вони діють на стінку куба, можна записати у такому вигляді:

$$F = \frac{mv_1^2}{\Delta l} + \frac{mv_2^2}{\Delta l} + \dots + \frac{mv_n^2}{\Delta l} = \frac{m}{\Delta l} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2) = \\ = \frac{m}{\Delta l} \left(\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n'} \right) n' = \frac{\overline{mv^2}}{\Delta l} n'. \quad (3.11)$$

Величина $v^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n'}$ є середнім значенням квадратів швидкостей. Підставивши значення $n' = \frac{n}{3}$ та поділивши ліву й праву частини виразу (3.11) на площу Δl^2 (саме на неї діє сила F), дістанемо вираз для тиску

$$p = \frac{F}{(\Delta l)^2} = \frac{\overline{mv^2} n}{(\Delta l)^2 3} = \frac{1}{3} n_0 \overline{mv^2}. \quad (3.12)$$

Це і є вираз для тиску, який створюють молекули газу на стінку посудини. Помноживши та поділивши праву частину рівності (3.12) на 2, дістанемо зв'язок між тиском та середньою кінетичною енергією поступального руху молекули газу

$$p = \frac{2}{3} n_0 \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{2}{3} n_0 E_k. \quad (3.13)$$

Отже, відповідно до (3.13), тиск газу дорівнює двом третинам кінетичної енергії поступального руху молекул, що містяться в одиниці об'єму. Рівняння (3.13) є основним в кінетичній теорії газів. Помножимо ліву і праву частини рівності (3.13) на об'єм моля V_0 . Тоді

$$pV_0 = \frac{2}{3} n_0 V_0 \overline{E}_k = \frac{2}{3} N_A \overline{E}_k, \quad (3.14)$$

де $N_A = n_0 V_0$ — число Авогадро. Виходячи з рівняння Менделєєва — Клапейрона (3.6), у виразі (3.14) зробимо заміну $pV_0 = RT$. Отже, $\frac{2}{3} N_A \overline{E}_k = RT$, звідси можна визначити середню кінетичну енергію молекули

$$\overline{E}_k = \frac{3}{2} \left(\frac{R}{N_A} \right) T = \frac{3}{2} kT, \quad (3.15)$$

де k — стала Больцмана:

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \cdot 10^7 \text{ ерг/(К} \cdot \text{моль)}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ ерг/К} = \\ = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К.}$$

При одержанні рівняння (3.15) було враховано лише поступальні ступені вільності. Якщо врахувати обертальні та коливальні ступені вільності, то вираз для середньої кінетичної енергії молекули набуває такого вигляду:

$$\bar{E}_k = \frac{i}{2} kT, \quad (3.16)$$

де i — загальне число ступенів вільності.

Ступені вільності — це незалежні (вільні) переміщення тіла в просторі, або незалежні координати, що визначають положення тіла в просторі. Число ступенів вільності для молекул одноатомного газу дорівнює 3 — це поступальні ступені вільності, які враховано у формулі (3.15). Для багатоатомних молекул слід враховувати також і обертальні ступені вільності. Тому у випадку жорстких двоатомних молекул $i = 5$, для багатоатомних $i = 6$. З (3.16) випливає, що середня кінетична енергія молекули прямо пропорційна абсолютній температурі.

§ 6. Внутрішня енергія та теплоємність ідеального газу

Оскільки молекули ідеального газу на відстані не взаємодіють, внутрішня енергія такого газу складається лише з кінетичних енергій окремих молекул. Тоді внутрішня енергія одного моля ідеального газу дорівнюватиме добутку числа Авогадро на середню кінетичну енергію однієї молекули:

$$U_A = N_A \bar{E}_k = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT. \quad (3.17)$$

Внутрішня енергія довільної маси газу m дорівнює внутрішній енергії одного моля, помноженій на число молів, які містяться в масі m :

$$U = \frac{m}{\mu} U_m = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT. \quad (3.18)$$

Теплоємністю називають фізичну величину, що визначається кількістю теплоти, яка потрібна для нагрівання даної маси на один градус. Якщо надана тілу кількість теплоти dQ підвищує його температуру на dT , то його теплоємність

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (3.19)$$

Одиниця теплоємності — джоуль на кельвін (Дж/К). Розрізняють молярну та питому теплоємності. Теплоємність моля речовини позначають літерою C . Одиниця вимірювання її — джоуль на моль кельвін (Дж/(моль · К)). Теплоємність одиниці маси речовини називають

питомою теплоемністю. Її позначають літерою c . Одиниця питомої теплоемності—джоуль на кілограм-кельвін (Дж/(кг · К)).

Між молярною та питомою теплоемностями речовини існує така залежність:

$$C = \mu c, \quad (3.20)$$

де μ — молярна маса.

Теплоемність залежить від умов, при яких відбувається нагрівання тіла. Найбільший інтерес становить теплоемність для випадків, коли нагрівання здійснюється при сталому об'ємі і сталому тиску. В першому випадку теплоемність називають теплоемністю при сталому об'ємі (C_V), в другому — теплоемністю при сталому тиску (C_p).

Якщо нагрівання відбувається при сталому об'ємі, тіло не здійснює роботи над зовнішніми тілами, і, отже, вся теплота йде на приріст внутрішньої енергії тіла:

$$dQ_V = dU. \quad (3.21)$$

Звідси випливає, що теплоемність будь-якого тіла при сталому об'ємі

$$C_V = \frac{dU}{dT}. \quad (3.22)$$

Отже, щоб дістати вираз для теплоемності моля ідеального газу при сталому об'ємі, треба продиференціювати по температурі вираз (3.17) для внутрішньої енергії газу. Виконавши диференціювання, дістанемо

$$C_V = \frac{i}{2} R. \quad (3.23)$$

Як випливає з цієї формули, теплоемність ідеального газу при сталому об'ємі залишається величиною сталою, що не залежить від параметрів стану газу, зокрема від температури.

Розглянемо один моль ідеального газу в двох різних станах, які мають однаковий об'єм, а за температурою відрізняються один від одного на один градус. Використавши вираз (3.17), дістанемо

$$C_V = U'' - U' = \frac{i}{2} R (T + 1) - \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} R. \quad (3.24)$$

Знайдемо значення молярної теплоемності газу при сталому тиску $C_p = C_V + \Delta A$, де ΔA — робота, яку виконує газ при розширенні, величина якої при $p = \text{const}$ визначається за формулою $\Delta A = p\Delta V$. Тоді

$$C_p = C_V + p\Delta V, \quad (3.25)$$

де ΔV — зміна об'єму газу при нагріванні його на один градус при $p = \text{const}$. Для визначення ΔV використаємо рівняння стану для моля газу: $pV = RT$; $V = \frac{RT}{p}$. Звідси

$$\Delta V = \frac{R}{p} (T + 1) - \frac{R}{p} T = \frac{R}{p}. \quad (3.26)$$

Підставивши значення ΔV в рівняння (3.25), дістанемо

$$C_p = C_v + R. \quad (3.27)$$

Таким чином, робота, яку здійснює моль ідеального газу при підвищенні його температури на один градус при сталому тиску, дорівнює універсальній газовій сталій.

З урахуванням формули (3.24) можна дістати для C_p такий вираз:

$$C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (3.28)$$

Поділивши (3.28) на (3.24), знайдемо характерне для кожного газу відношення C_p до C_v :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{2}. \quad (3.29)$$

Як випливає з (3.29), відношення теплоємностей γ визначається числом ступенів вільності молекули.

§ 7. Розподіл молекул газу за швидкостями. Закон Максвелла

У рівноважному стані параметри газу залишаються незмінними, проте мікростани — взаємне розташування молекул, їхні швидкості — безперервно змінюються.

Оскільки всі напрями руху рівноймовірні, розподіл молекул за напрямом буде рівномірним. Числові значення швидкостей молекул містяться в межах від нуля до нескінченності і не є рівноймовірними.

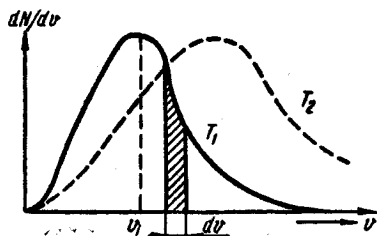


Рис. 3.2

Дуже великі і дуже малі в порівнянні з середнім значенням швидкості малоймовірні, до того ж імовірність певного значення v прямує до нуля як при $v \rightarrow 0$, так і при $v \rightarrow \infty$. З сказаного випливає, що швидкості молекул групуються в основному біля деякого найімовірнішого значення.

Отже, розподіл молекул за швидкостями не довільний і повинен підлягати певному закону. Цей закон стосується не кожної даної молекули, а всієї сукупності молекул, тобто він є статистичним. Закон розподілу молекул за швидкостями встановив Максвелл у 1869 р. Обґрунтуванню та встановленню меж застосування його присвячені наукові праці російського фізика М. М. Пирогова. Розподіл молекул за швидкостями зображено на рис. 3.2.

По осі абсцис відкладено значення швидкості окремих молекул газу. Якщо v і $v + dv$ — досить близькі значення швидкості, а $\frac{dN}{dv}$ —

відповідне середнє значення ординати, то $\frac{dN}{dv} \cdot dv = dN$ (площа елементарної смуги під кривою) є числом молекул, швидкість яких лежить у межах від v до $v + dv$. Тоді площа під кривою дорівнюватиме загальному числу молекул досліджуваного газу N . Вважають також, що всі молекули цього газу однакові і температура в усіх частинах газу та сама.

Розглядаючи криві розподілу швидкостей молекул, можна зазначити такі особливості їх:

1. Крива розподілу швидкостей молекул газу проходить через початок координат. Отже, немає молекул, які б не рухались.

2. Крива має максимум, після якого асимптотично наближається до осі абсцис. Отже, дуже великі швидкості малоймовірні. Це можливо тільки за умови, що молекула при багатьох зіткненнях з іншими молекулами діставатиме енергію, а не віддаватиме її, що є неможливим.

3. Крива розподілу швидкостей не симетрична — з одного боку спад кривої крутіший, ніж з другого.

Закон розподілу Максвелла можна записати так:

$$dN = N \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_i} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_i} \right)^2} d \left(\frac{v}{v_i} \right), \quad (3.30)$$

де N — загальне число молекул у заданій масі газу; dN — число молекул, швидкості яких лежать у межах v і $v + dv$; v_i — найімовірніша швидкість.

На рис. 3.2 крива, зображена штриховою лінією, відповідає розподілу молекул за швидкостями при більш високій температурі, ніж температура, якій відповідає крива, зображена суцільною лінією. Зіставлення цих двох кривих наочно виявляє особливості розподілу Максвелла. Крива Максвелла з підвищенням температури стає більш пологою: це означає, що розподіл молекул за швидкостями стає більш рівномірним. Чим вища температура, тим вище йде права частина кривої і тим нижче опускається її ліва частина. Це означає, що з підвищенням температури збільшується частина молекул, швидкості яких перевищують найімовірнішу швидкість, і зменшується частина молекул з малими швидкостями.

Швидкість v_i , яка відповідає максимуму кривої розподілу швидкостей молекул (див. рис. 3.2), називається *найімовірнішою швидкістю*. Згідно з теорією Максвелла найімовірнішу швидкість можна визначити за формулою:

$$v_i = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}, \quad (3.31)$$

де R — універсальна газова стала; T — абсолютна температура; μ — молярна маса.

Середня квадратична швидкість визначається так:

$$V_{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (3.32)$$

Середню арифметичну швидкість, згідно з теорією, можна обчислити за формулою:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (3.33)$$

Виходячи з співвідношень (3.31) — (3.33), можемо записати таку нерівність:

$$v_i < \bar{v} < V_{\bar{v}^2}.$$

Будь-якому явищу, що відбувається в середовищі з великою кількістю частинок, властивий статистичний характер. Такі явища підлягають законам великих чисел. Закон розподілу молекул за швидкостями є типовим прикладом статистичного закону. Висновки з нього мають імовірнісний характер.

Слід підкреслити, що встановлений Максвеллом закон розподілу молекул за швидкостями і всі висновки з нього справджуються лише для газу, що знаходиться в рівноважному стані.

§ 8. Експериментальна перевірка закону розподілу Максвелла

Перше експериментальне визначення швидкостей молекул здійснив у 1920 р. О. Штерн. Прилад, використаний для цього, складався з двох коаксіальних циліндрів. На рис. 3.3 схематично зображено поперечний переріз приладу.

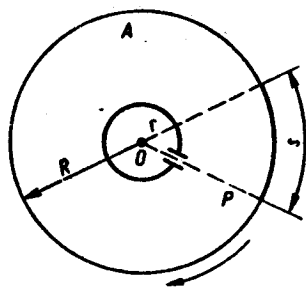


Рис. 3.3

По осі приладу натягнута посріблена платинова дротина, що нагрівається електричним струмом. При цьому з її поверхні випаровуються атоми срібла. Швидкості атомів, що випаровуються, відповідають температурі дротини. Покинувши дротину, атоми рухаються по радіальних напрямках. Щоб атоми срібла не відхилялися внаслідок зіткнень з молекулами повітря, всередині приладу створюють вакуум (тиск у приладі становив $133,3 \cdot 10^{-5}$ Па). У внутрішньому циліндрі невеликого діаметра зроблено поздовжню щілину, через яку пучок атомів срібла (молекулярний пучок) вилітає в напрямі до зовнішнього циліндра радіуса R , на якому залишає слід у вигляді смуги атомів, що осядуть, і яка розташована проти щілини у випадку нерухомих циліндрів. Якщо обидва циліндри обер-

татимуться з кутовою швидкістю ω навколо їхньої спільної осі, перпендикулярної до напрямку молекулярного пучка, то срібна пляма на зовнішньому циліндрі зміститься. Справді, поки частинки срібла летять від джерела O до зовнішнього циліндра A в напрямі OP , точка P зміститься на деяку відстань s . Якщо радіус внутрішнього циліндра r , то відстань $R - r$ атом срібла подолає при швидкості \bar{v} за час $t = \frac{R-r}{\bar{v}}$. При цьому зміщення плями становитиме $s = \omega R t$, де ω — кутова швидкість обертання приладу. Час, протягом якого частинки пролітають у зазорі між циліндрами, становитиме $t = (R - r)/\bar{v}$ або

$$t = \frac{s}{\omega R}. \quad (3.34)$$

Ліві частини рівностей однакові, тому рівні й праві:

$$\frac{R-r}{\bar{v}} = \frac{s}{\omega R}.$$

Отже,

$$\bar{v} = \frac{\omega (R-r) R}{s}. \quad (3.35)$$

Таким чином, вимірявши зміщення плями s та швидкість обертання приладу ω , можна визначити швидкість атомів \bar{v} .

Оскільки молекули розподіляються за швидкостями за законом Максвелла, то й значення величини s матиме певний «розподіл», внаслідок чого від частинок срібла слід буде дещо розмитим. Із розподілу густини нальоту можна вивести також закон розподілу молекул за швидкостями. Дослід Штерна показав, що теоретичні значення швидкості збігаються з визначеними експериментально. Для срібла, наприклад, швидкість атомів при кімнатній температурі дорівнює 650 м/с.

Отже, результати дослідів Штерна підтвердили справедливність оцінки середньої швидкості атомів, яка впливає з розподілу Максвелла. Про характер цього розподілу дослід має лише наближені відомості.

Молекулярно-кінетична теорія газів була першим важливим кроком на шляху пізнання мікроструктури речовини. Наступний етап у розв'язанні цієї проблеми нової фізики, пов'язаний з встановленням внутрішньої будови атомів, розпочався з досліджень процесів у газорозрядних трубках, досліджень, які завершилися відкриттями рентгенівського випромінювання (1895) та електрона (1897) Дж. Томсоном.

§ 9. Реальний газ. Рівняння стану реального газу

Досвід свідчить, що закони, які характеризують ідеальний газ, в першому наближенні можна застосовувати до розріджених реальних газів. Для реальних газів з помірно та великою густиною відхилення від законів ідеального газу значні.

Для багатьох реальних газів взаємна потенціальна енергія частинок змінюється залежно від відстані між ними за законом Леннарда — Джонса:

$$U(r) = -\frac{\alpha}{r^6} + \frac{\beta}{r^{12}}, \quad (3.36)$$

де перший член враховує притягання між частинками, а другий — відштовхування між ними. Загальний вигляд потенціалу Леннарда — Джонса зображено на рис. 3.4.

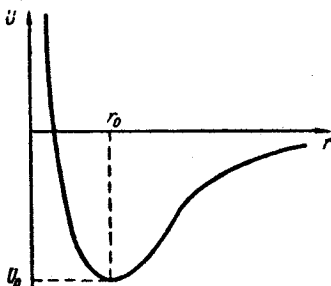


Рис. 3.4

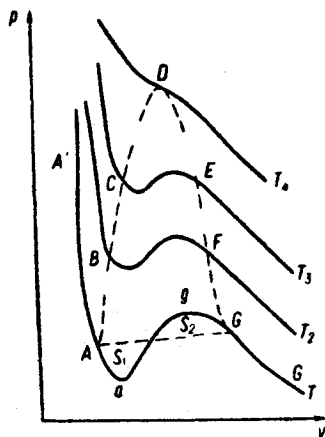


Рис. 3.5

Сили притягання між частинками реального газу називають вандерваальсовими силами за ім'ям голландського фізика Ван дер Ваальса (1837—1923), який їх відкрив. Теорію вандерваальсових сил притягання розробив П. Дебай для газів, молекули яких мають сталий дипольний момент, В. Кеезом — для газів, у яких лише частина молекул характеризується сталим дипольним моментом, Ф. Лондон — для газів з бездипольними молекулами.

Хоч на сьогодні відомо понад 150 рівнянь стану реальних газів, знайдених емпірично та теоретично, рівняння стану реального газу Ван дер Ваальса (1873 р.) не втратило свого наукового значення. Це пояснюється насамперед тим, що воно теоретично обґрунтоване і має порівняно простий вигляд. Для одного моля реального газу

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (3.37)$$

де a/V^2 — поправка на сили притягання між молекулами, або так званий внутрішній тиск газу; b — поправка на власний об'єм моле-

кул. Важливим результатом рівняння Ван дер Ваальса є те, що воно допускає безперервний перехід між рідким і газоподібним станами. Порівнюючи теоретичні ізотерми Ван дер Ваальса з експериментальними ізотермами Ендрюса для CO , дійшли більш глибокого розуміння фізичного змісту як окремих ділянок ізотерм, що відповідають однофазним та двофазним станам, так і критичного стану речовини.

На рис. 3.5 зображено ізотерми Ван дер Ваальса для різних температур ($T_1 < T_2 < T_3 < T_4$). На цих ізотермах спостерігається S-подібна ділянка, яка тим більша, чим нижча температура, якій відповідає ізотерма. Щоб теорія Ван дер Ваальса принаймні якісно пояснювала фазові переходи, її формально доповнюють правилом Максвелла. Згідно з цим правилом горизонтальні прямі (штрихові лінії на рис. 3.5) проводять так, щоб площі S_1 та S_2 , що відсікаються цією прямою та ізотермою Ван дер Ваальса, були однакові. Ізотерми з горизонтальною ділянкою збігаються з експериментальними ізотермами Ендрюса. Розглянемо більш уважно ізотерми Ван дер Ваальса на прикладі ізотерми, що відповідає температурі T_1 . Відрізок $G'G$ відповідає газоподібному стану, GA — двофазному стану рідина — пара, AA' — рідкому стану, Gg — переохолодженій парі, а aA — перегрітій рідині. Відрізок ga практично реалізувати неможливо, оскільки для станів, що відповідають цьому відрітку, із збільшенням об'єму має зростати і тиск, тобто $\frac{dp}{dV} > 0$, що суперечить умові стабільного стану. Криву $ABCDEFGFG$ називають *бінодаллю*. Вона відокремлює геометричне місце точок, що відповідають двофазним та метастабільним однофазним станам. Вершина цієї кривої збігається з критичною точкою D , а критична ізотерма, на відміну від інших ізотерм, має лише точку перегину. Для критичної точки

$$\frac{dp}{dV} = 0 \quad \text{і} \quad \frac{d^2p}{dV^2} = 0.$$

Тоді з рівняння Ван дер Ваальса неважко дістати значення критичних параметрів через сталі a і b :

$$V_k = 3b; \quad p_k = \frac{a}{27b^2}; \quad T_k = \frac{8a}{27bR}. \quad (3.38)$$

Зауважимо, що хоч рівняння Ван дер Ваальса і правильно передає основні закономірності поведінки реальних газів, проте кількісні результати, добуті за допомогою цього рівняння, не завжди досить задовільні. Тому виникла необхідність пошуку інших, більш точних, рівнянь стану.

Однією з причин недосконалості рівняння Ван дер Ваальса є те, що в цьому рівнянні не береться до уваги можливість асоціації молекул, тобто утворення груп. Сучасні експериментальні та теоретичні дослідження свідчать про те, що в газах, навіть при високих темпера-

турах, молекули утворюють групи з двох, трьох, чотирьох і більше молекул. Чим нижча температура, тим більше багатоатомних молекулярних комплексів, тим міцніший зв'язок між молекулами в групі. При певних умовах починається процес інтенсивного групоутворення — процес конденсації.

Теорія реальних газів набула помітного розвитку внаслідок застосування нових статистичних методів, запропонованих М. М. Боголюбовим, Р. Майером та іншими.

Рівняння стану реальних газів, виведене статистичними методами, має такий вигляд:

$$pV = RT \left(1 + \sum_{n \geq 2} \frac{B_n}{V^{n-1}} \right), \quad (3.39)$$

де B_n — віріальні коефіцієнти, які можна розрахувати, якщо відомий характер взаємодії між молекулами.

§ 10. Будова і властивості кристалів

Істотною особливістю кристалічного тіла є впорядкованість у розміщенні частинок, з яких воно побудоване: атомів, молекул, іонів тощо. Зручним способом описання цього розміщення частинок є просторові решітки.

Як наслідок упорядкованого розміщення частинок, кристали набувають ряду властивостей, які відсутні у випадку некристалічних тіл. Однією з таких властивостей є плоскогранність і сталість кутів між гранями монокристалів. Ця особливість кристалічних тіл часто відразу впадає в око, і тому зовнішня форма кристалів була вивчена значно раніше, ніж експериментально було досліджено їхню внутрішню будову. Якщо ми говоримо про який-небудь кристал, у нас виникає образ тіла, що має певну правильну форму, а не уявлення про впорядкованість у розміщенні частинок, хоч останнє є основною властивістю кристала. Найважливішими властивостями кристала, зумовленими закономірним розподілом частинок у ньому, є анізотропія, симетрія в розподілі напрямів з однаковими фізичними властивостями, однорідність.

У XIX ст. накопичено великий експериментальний матеріал з вивчення кристалів. Було видано одинадцятитомну працю російського вченого М. І. Кокшарова (1818—1892) «Матеріали з мінералогії Росії». Проте зібраний на той час матеріал ще не мав теоретичного обґрунтування й узагальнення. Спроби деяких учених зустрічали уперту протидію з боку німецької формальної школи, представники якої заперечували реальне існування атомів. Є. С. Федоров, на відміну від формальної школи німецьких кристалографів, створив теорію кристалів, поклавши в основу її єдиний геометричний базис. У 1885 р. вийшла в світ перша монографія Є. С. Федорова «Начала вчення про

фігури». З цього моменту в історії кристалографії починається новий період.

Є. С. Федоров показав, що існує чотири типи просторових фігур (багатогранників), що заповнюють простір. Перші три типи фєдорівських решіток — кубічні, четверта — гексагональна. Отже, за Федоровим, існують два основні типи просторових решіток: кубічні та гексагональні. Йому належать також відкриття 32 сукупностей елементів симетрії для кристалічних тіл, 230 способів розміщення частинок у кристалах, відкриття кристалохімічного аналізу і створення спеціальної апаратури та методів дослідження кристалів.

Велике наукове значення має застосування рентгенівського випромінювання для дослідження мікроструктури кристалів. Розробляючи теорію розсіювання рентгенівського випромінювання кристалами, Г. В. Вульф в Росії та Ф. Л. Брегг в Англії вивели важливе рівняння, яке називається формулою Вульфа — Бреґга:

$$2d \sin \Theta = n\lambda, \quad (3.40)$$

де d — відстань між паралельними атомними площинами; Θ — кут між напрямом падаючого променя і відбивальною атомною площиною кристала; λ — довжина хвилі рентгенівського випромінювання; $n = 1, 2, 3, \dots$

Формула Вульфа — Бреґга характеризує особливість відбивання рентгенівського випромінювання кристалом, яка є наслідком інтерференції проміння, розсіяного атомами, розміщеними у вузлах просторової решітки.

Для визначення будови кристалів за допомогою рентгенівського випромінювання використовують рентгенівський аналіз, основне завдання якого полягає в розшифруванні рентгенограм. Для цього широко використовують метод проб і помилок, який полягає в побудові такої моделі кристала, коли теоретично обчислена рентгеноструктурна картина збігається з експериментальною.

У 1946 р. на основі ідеї щільного упакування молекул О. І. Кйтайгородський розробив геометричний метод структурного аналізу, що дає змогу визначити орієнтацію молекул в кристалі. Щоб скористатися цим методом, треба знати тільки елементарну комірку і симетрію кристала.

У розробці методів рентгенографічного вивчення структури велика роль належить М. В. Белову. Останнім часом широко використовуються електронграфічний та нейтронграфічний методи вивчення будови кристалів.

Одним з результатів упорядкованого розміщення частинок у кристалічних тілах є неоднаковість багатьох фізичних властивостей монокристалів в різних напрямках. Так від напрямку залежить теплопровідність, електричний опір, коефіцієнт теплового розширення, міцність на розрив, показник заломлення світла, діелектрична проникність

тощо. Проте є й такі кристали, для яких не всі перелічені властивості залежать від напрямку. Наприклад, у кристалах, елементарна комірка яких має форму куба, виявляються незалежними від напрямку такі властивості, як електричний опір, коефіцієнт теплопровідності, показник заломлення світла і деякі інші. Є й такі властивості, що ніколи не залежать від напрямку, хоч би яка була будова кристала. Такою властивістю є, наприклад, густина.

Залежність фізичних властивостей від напрямку називається *анізотропією*. Тіла, для яких якась властивість залежить від напрямку, називають *анізотропними*. Тіла, фізичні властивості яких від напрямку не залежать, називають *ізотропними*. Монокристали є анізотропними, принаймні щодо деяких з фізичних властивостей. Полікристали взагалі ізотропні, але можуть стати анізотропними під впливом зовнішніх дій (теплових, механічних тощо). Зовнішніми діями можна зробити анізотропними навіть некристалічні тіла.

Таким чином, хоч анізотропія — властивість кристала, яка виникає внаслідок упорядкованого розміщення частинок, вона не є якісною особливістю кристала. І в некристалічних тілах може виникнути анізотропія, якщо в них, внаслідок діяння зовнішніх факторів, утворюється певний ступінь упорядкованості в розміщенні молекул.

На початку ХХ ст. остаточно склалися уявлення про роль сил притягання та відштовхування у кристалі. Якщо на кристал не діють будь-які зовнішні сили, розміщення частинок відповідає рівності сил притягання і відштовхування, що діють на кожну частинку з усіх боків. При дії на кристалічне тіло зовнішніх сил, які намагаються розтягнути його, віддаль між частинками збільшується, а сили притягання переважають над силами відштовхування і після припинення дії зовнішньої сили повертають частинки в початкове положення. Навпаки, при спробі стиснути тіло, воно чинить опір, зумовлений переважанням сил відштовхування.

Згідно з сучасними уявленнями, існує чотири типи зв'язку в твердих тілах: іонний, ковалентний, металевий, вандерваальсовий. Відповідно до характеру сил зв'язку всі кристали поділяються на чотири групи. До першої групи слід віднести іонні кристали. Типовим прикладом іонних кристалів є кристали NaCl, що складаються з по черезно розміщених позитивних іонів Na і негативних іонів Cl (рис. 3.6). Іонні кристали звичайно не проводять електричного струму, оскільки в них електрони міцно утримуються на орбітах окремих іонів. Проте при нагріванні іонні кристали стають провідниками з іонною провідністю.

До другої групи належать атомні кристали. Вони побудовані з атомів, які зв'язані один з одним ковалентним зв'язком, тобто таким, який здійснюється внаслідок того, що у двох або кількох атомів є спільні електрони. До атомних кристалів належать, наприклад, кристали амазу, сірки. На рис. 3.7 показано будову кристалічної решіт-

ки алмазу. Атомні кристали не проводять електричного струму не лише при середніх, а й при високих температурах і навіть у розплавленому стані.

У випадку ковалентного зв'язку сили зв'язку мають напрямлений характер. Так, у атомів алмазу зв'язки йдуть у чотирьох напрямках, які утворюють один з одним кути $109^{\circ}30'$. Другою особливістю ковалентного зв'язку є те, що сили діють як в напрямі прямої, що сполучає частинки, так і в напрямі, перпендикулярному до неї.

Особливу групу кристалів становлять метали. З погляду міжатомних зв'язків метали і сплави металів можна розглядати як сукупність

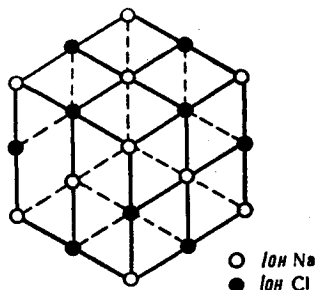


Рис. 3.6

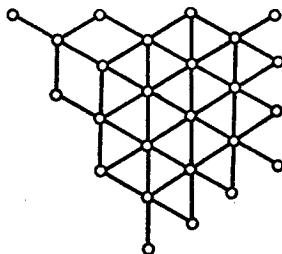


Рис. 3.7

позитивних іонів, які містяться в середовищі вільних електронів, що хаотично рухаються. Природа металевого зв'язку істотно відрізняється від іонного зв'язку, але спільним для них є незалежність сил зв'язку від взаємної орієнтації частинок. Метали відрізняються від інших кристалічних речовин доброю тепло- і електропровідністю, оптичною непрозорістю і високою відбивною здатністю (блиском).

Ще одну групу кристалів становлять молекулярні кристали з вандерваальсовим зв'язком, що обумовлений електричною взаємодією між молекулярними диполями. Прикладами цих кристалів можуть бути CO_2 , O_2 , N_2 та інші в твердому стані. Низька точка плавлення, велика стисливість, великий коефіцієнт теплового розширення цих тіл вказує на те, що цей тип зв'язку дуже слабкий. У деяких твердих тілах здійснюється не один, а два і більше типів зв'язку. Так, у кристалах графіту має місце три типи зв'язку: ковалентний і металевий в межах одного плоского шару і вандерваальсовий між шарами. Всі тіла, в тому числі і метали, розширюються при нагріванні. Досвід свідчить про те, що лише збільшенням амплітуди коливань атомів теплове розширення тіл пояснити не можна. Треба, крім того, взяти до уваги характер сил, які діють між атомами і спричиняють коливання атомів навколо положення рівноваги. Якби всі ці сили були гармонічними, тобто пропорційними зміщенню атома від положення рівноваги,

то теплового розширення не було б. Насправді ці сили ангармонічні, що і зумовлює теплове розширення.

Криву потенціальної енергії двох атомів, що взаємодіють, зображено на рис. 3.8. Положенню рівноваги або центру коливань відповідає мінімуму потенціальної енергії. Це положення характеризується віддаллю r_0 між атомами і відповідає рівності сил притягання і сил відштовхування між атомами. На віддалі $r < r_0$ переважає сила відштовхування, а на віддалі $r > r_0$ — сила притягання. При малому зміщенні атома з положення рівноваги сила, що його повертає в положення рівноваги, прямо пропорційна зміщенню. Проте при знач-

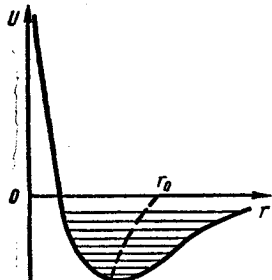


Рис. 3.8

ному зміщенні пропорційність між зміщенням і вертальною силою порушується.

Якщо перетнути криву потенціальної енергії горизонтальними прямими, то повна енергія атома, що коливається, визначатиметься віддаллю відповідної прямої від осі абсцис. Точка, яка ділить пополам кожен з цих прямих, визначає відповідне положення рівноваги. Беручи до уваги, що на рис. 3.8 повна енергія зростає знизу вгору, і порівнюючи положення точок рівноваги, або центрів коливань, при різних енергіях, бачимо, що при збільшенні енергії атома, що коливається,

положення центра коливань зміщується вправо. Отже, при нагріванні віддалі між центрами коливань атомів повинна зростати, тобто тіло повинно розширюватись, що ми й спостерігаємо насправді.

Речовина в твердому стані може бути як кристалічною, так і аморфною. Прикладами твердих аморфних тіл є янтар, скло, різноманітні пластмаси. За своєю молекулярною будовою аморфні тіла займають проміжне положення між рідинами і кристалами. Тверді аморфні тіла мають будову, яка характеризується наявністю близького порядку в розміщенні частинок. Цим вони подібні до рідин і відмінні від кристалів, в яких, крім близького порядку, є також і далекий порядок. Тверді аморфні тіла, як і рідини, ізотропні, тобто їхні фізичні властивості однакові у всіх напрямках (якщо зовнішні впливи не спричиняють анізотропії). На відміну від рідин, де близький порядок змінюється із зміною температури, в аморфних тілах він зберігається в досить широких межах температур.

З рідкого стану в твердий аморфний стан речовина переходить не при певній температурі, а в деякому інтервалі температур. Під час переходу речовини з рідкого стану в аморфний, а також під час зворотного переходу з аморфного в рідкий усі фізичні властивості — питомий об'єм, питома теплоємність, діелектрична стала тощо — змінюються безперервно на відміну від явища кристалізації, коли ці властивості змінюються стрибкоподібно.

Особливий науковий інтерес становить також рідкокристалічний (або мезоморфний) стан речовини, що має структурні властивості, які є проміжними між властивостями твердого кристала і рідини (див. § 13 розд. 3).

§ 11. Будова і властивості рідин

На діаграмі стану речовини рідина займає проміжне положення між кристалом і газом. Тому при вивченні рідин виходили з подібності їх до газів або до кристалів.

До 20-х років нашого століття перевага надавалась аналогії рідини — газ. Вважали, що рідина відрізняється від газу лише тим, що в ній менше хаосу в розміщенні і русі частинок, більша густина, тобто рідина відрізняється від газу лише кількісно. Відмінність між рідиною і кристалом, що має як близький, так і далекий порядок, вважалась якісною, принциповою. Розвитку таких поглядів на природу рідин значно сприяла теорія Ван дер Ваальса, яка підтверджувалась експериментами Ендрюса, і з неї логічно випливає безперервний перехід рідини — газ.

Проте аналіз експериментальних даних показав, що рідина має також багато спільного і з твердим тілом. Про подібність рідини до твердого стану свідчать багато фактів. Так, відносна зміна об'єму тіл при плавленні дуже мала порівняно із зміною об'єму при переході рідини в пару. Наприклад, пегомий об'єм водяної пари в 1650 раз більший від питомого об'єму води при нормальному тиску, а при плавленні твердих тіл збільшення об'єму не перевищує 10 %. Це відповідає збільшенню віддалі між молекулами в середньому на 3,3 % і дає змогу зробити висновок про те, що в рідинах молекули упаковані майже так само щільно, як і в твердих тілах.

При малому збільшенні міжатомних віддалей при плавленні сили, які зв'язують атом один з одним у кристалічних решітках, продовжують діяти і після плавлення кристала, через що розміщення атомів у рідині зберігає сліди тієї впорядкованості, яка була в кристалі. Дійсно, так звана прихована теплота плавлення твердого тіла значно менша (в 30—40 раз) від прихованої теплоти випаровування. Прихована теплота — це кількість енергії, яку збирає або віддає тіло при переході з одного стану в інший при сталій температурі. Якщо віднести цю енергію до однієї молекули (атома), вона може бути мірою роботи, яку треба затратити, щоб відокремити один атом від кристала або від рідини. Отже, теплоту плавлення або теплоту випаровування, віднесені до однієї молекули (атома), можна розглядати як міру того, наскільки в одному стані зв'язок між молекулами міцніший, ніж в іншому. Дослід показує, що зміна сил зв'язку при переході речовини з твердого стану в рідкий в багато разів менша, ніж при переході з рідкого в газоподібний стан.

Теплоємність тіл практично не змінюється при плавленні, що свідчить про збереження того характеру теплового руху молекул в рідині, який властивий для твердих тіл, тобто молекули рідини також здійснюють коливання навколо положень рівноваги. Незначні зміни теплоємності при плавленні стають зрозумілими, коли взяти до уваги, що характер теплового руху молекул залежить від сил взаємодії між ними, а величина цих сил майже не змінюється при переході речовини з твердого стану в рідкий, бо при цьому віддали між молекулами майже не змінюються. В значній мірі встановленню нових уявлень про природу рідини сприяли результати дослідження молекулярної структури рідин рентгенографічним методом. Як правило, на рентгенограмах рідин можна виявити 2—3 досить чітких максимуми.

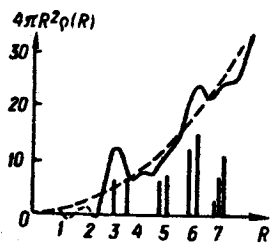


Рис. 3.9

На рис. 3.9 зображено криву атомного розподілу для рідкої ртуті. Після відповідної обробки рентгенограм дістають залежність інтенсивності розсіяного рентгенівського випромінювання від кута розсіяння. З цієї залежності визначають функцію радіального розподілу частинок. Якщо порівняти криву розподілу, наприклад, атомів в рідких металах з рентгенограмою для тих самих металів

у твердому стані, то виявляється, що максимумами кривої розподілу в рідині практично збігаються з максимальними лініями на рентгенограмі твердого тіла. Звідси можна зробити висновок, що розплавлена кристалічна речовина, принаймні поблизу точки плавлення, зберігає сліди тієї будови, яку вона мала в твердому кристалічному стані. При підвищенні температури рідини вище від точки плавлення максимуми на кривій розподілу атомів (молекул) знижуються. Отже, з підвищенням температури розподіл частинок в рідині стає дедалі безладнішим.

Основи теорії рентгенографічного дослідження рідин розроблені вченими П. Дебаєм, Ф. Принсом, Д. Уорреном. Для кількісної характеристики взаємного розміщення частинок в рідині Дебай у 1927 р. запропонував радіальну функцію міжатомних віддалей, а Церніке і Принс запропонували функцію розподілу атомної густини. Ці функції визначають за експериментальними кривими інтенсивності. Розроблений метод дістав назву Фур'є-аналізу кривих інтенсивності.

На початку 30-х років Уоррен запропонував метод Фур'є-аналізу кривих інтенсивності кристалічних порошків та твердих аморфних тіл, ввів функцію розподілу електронної густини. Пізніше цей метод було поширено на молекулярні рідини та розчини.

Початок рентгенографічних досліджень рідин в Україні було покладено В. І. Даниловим та І. В. Радченком у 1934—1936 рр. Ними були досліджені дифракційні ефекти для ряду легкоплавких металів

та їхніх сплавів в рідкому стані з різною кристалічною структурою в твердому стані (свинець, олово, вісмут). Пізніше їхні учні та послідовники А. Ф. Скришевський, О. В. Романова, Я. Й. Дутчак та ін. продовжили експериментальні дослідження структури рідин різного типу сучасними рентгенографічними методами і багато зробили для вдосконалення уявлень про молекулярну будову рідин.

Поряд з рентгенографією широкого застосування набув метод електронографії, який з успіхом використовують при дослідженні будови молекул газів, кристалічної та аморфної структури тонких шарів, кінетики кристалізації та будови їх. Великі можливості має і метод нейтронографії, який оснований на явищі розсіяння повільних нейтронів. Цим методом досліджуються розподіл та орієнтація магнітних моментів атомів у магнітних речовинах, атомна динаміка, структура сполук, що містять водень, з дуже близькими атомними номерами, та сполук, що містять ізотопи того самого елемента. Рентгенографія, електронографія та нейтронографія доповнюють одна одну і є прямими методами вивчення молекулярної будови речовини.

Експериментальні методи дослідження структури рідин, що підтверджують спільність між рідким і твердим станами речовини, були узагальнені Я. І. Френкелем і стали експериментальною основою для розвитку теорії рідин. Молекули газу, перебуваючи в безперервному русі, переходять з місця на місце, рухаючись між двома послідовними зіткненнями по прямій лінії і змінюючи напрям руху лише при зіткненнях. Молекули твердих тіл звичайно коливаються навколо вузлів решіток, як навколо положень рівноваги, але час від часу зриваються з своїх місць, переходячи в міжвузля або на вакантні місця у вузлах решіток. Молекули рідини не зв'язані з будь-якими вузлами, як у кристалів, але й не рухаються в такій мірі вільно, як у газах. Кожна молекула рідини оточена тісним кільцем інших молекул, які перебувають від неї на середній віддалі порядку діаметра самої молекули. Її рух можна образно уявити собі як ряд спроб вийти з оточення, в якому вона перебуває, щоб перейти в інше місце, де вона також робитиме коливальні рухи, поки трапляються сприятливі умови для переміщення в нове місце.

За обчисленнями Я. І. Френкеля, молекули води за одну секунду встигають змінити своє місце перебування 10^{10} — 10^{11} раз, роблячи між двома переходами з місця на місце близько 100 коливань. Отже, молекули рідини коливаються подібно до молекул твердих тіл, але положення рівноваги, відносно яких ці коливання відбуваються, лишаються незмінними тільки протягом незначного проміжку часу. Я. І. Френкель описав рух довільної молекули рідини, як «дрейфування» серед інших молекул того центра, навколо якого розглядувана молекула коливається.

Рідини є текучими, а не твердими, оскільки вони не мають пружності на зсув. Проте молекулярна теорія показує, що такі уявлення

неправильні, неправильне саме протиставлення твердості і текучості. Адже текучість рідини полягає в тому, що молекули рідини легко піддаються дії зовнішньої сили, переміщаючись у напрямі дії цієї сили і не повертаючись на попереднє місце при як завгодно малому зсуві. Проте це можливо лише за умови, що зовнішня сила діє на рідину в одному й тому самому напрямі протягом досить довгого проміжку часу. Оцінити цей проміжок часу можна виходячи з уявлень про молекулярний рух у рідині.

Молекули рідини перебувають у стані коливального руху навколо центрів, які не лишаються нерухомими і змінюють своє місцезнаходження з часом. Нехай τ буде час, протягом якого центр коливань молекули лишається нерухомим. Якщо тривалість дії зовнішньої сили t мала порівняно з τ , ця сила може спричинити тільки пружні зсуви центрів коливань молекул, які зникають після припинення дії сили. В цьому випадку рідина не тече і протистоїть дії зовнішньої сили як пружне тверде тіло. Проте, якщо зовнішня сила діє в один бік протягом часу, який значно перевищує час τ , зовнішня сила змусить молекули переміщатись переважно в тому напрямі, в якому вона діє.

При нормальних умовах час τ , протягом якого центр коливань молекули лишається нерухомим, має порядок 10^{-13} с. Із зниженням температури він значно подовжується. Згідно з теорією Я. І. Френкеля τ можна обчислити за такою формулою:

$$\tau = \tau_0 e^{E/(kT)}, \quad (3.41)$$

де k — стала Больцмана; T — абсолютна температура; τ — час осілого життя молекули; E — енергія, потрібна для того, щоб молекула могла залишити своє місце і перейти на нове, сусіднє. Отже, чим нижча температура, тим довше має діяти сила в одному й тому самому напрямі, щоб спричинити текучість. Дослід показує, що із зниженням температури текучість рідини зменшується. Винятком є рідкий гелій при дуже низьких температурах. Гелій останнім з газів був переведений у рідкий стан (1908 р.). Згодом виявилось, що в рідкому стані він відрізняється від інших рідин рядом особливих властивостей: під тиском своєї пари гелій, наприклад, не переходить у твердий стан навіть при температурах, близьких до абсолютного нуля, і може закристалізуватися тільки під тиском $23, 23 \cdot 10^5$ Па. Проте найцікавішою особливістю гелію є те, що, охолоджуючись, він переходить при температурі $2,19$ К у новий стан, в якому багато його властивостей різко змінюється (питома теплоємність, швидкість звуку, текучість). Вище від температури $2,19$ К (так звана α -точка) гелій називається He I, а нижче від α -точки — He II. Згідно з теорією Л. Д. Ландау гелій нижче від λ -точки являє собою суміш гелію в двох різних станах: в нормальному, в якому він перебуває вище від λ -точки, і в особливому, надтекучому, в якому весь гелій перебував би при абсолютному нулі. Чим ближче до абсолютного нуля, тим більша частина гелію перебуває

в надтекучому стані, але при температурі вище $T = 2,19 \text{ К}$ весь гелій перебуває в нормальному стані. В'язкість He II не перевищує $10^{-12} \text{ Па} \cdot \text{с}$, тобто в'язкість гелію при $T < 2,19 \text{ К}$ значно менша навіть від в'язкості повітря, яка при $0 \text{ }^\circ\text{C}$ становить $1,18 \cdot 10^{-9} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Тому He II називають надтекучою рідиною. Явище надтекучості відкрив П. Л. Капіца.

Явище переходу He I в He II — це приклад фазових переходів другого роду. Іншими прикладами фазових переходів другого роду є перехід феромагнетика в парамагнетик, сегнетоелектрика в діелектрик, а також явище впорядкування в бінарних сплавах.

При певних умовах можна виявити крихкість рідин. Наприклад, струмінь рідини, що витікає з отвору в дні посудини, обтікає переривник при малих швидкостях його руху і руйнується як крихке тіло при великих швидкостях. Так струмінь рідини, в'язкість якої близька до $50 \text{ Па} \cdot \text{с}$, ламається подібно до скляної палички при швидкості руху переривника 23 м/с .

Багато властивостей, які здаються несумісними з рідким станом, ми не помічаємо лише тому, що вони маскуються іншими, до деякої міри протилежними їм властивостями (наприклад, твердість рідини маскується її текучістю). Але за певних умов, коли усувається маскуючий ефект, приховані раніше властивості виявляються в повній мірі.

Можна ще наводити приклади на користь аналогії рідина — кристал, але при цьому не треба забувати, що існує багато наукових даних, що свідчать про подібність рідкого та газоподібного станів речовини.

Тривалий час подібність рідини абсолютизувалась до твердого тіла при вивченні будови та властивостей рідин. Тепер спостерігається тенденція критично переосмислити не тільки експериментальні дані, які стосуються будови і властивостей рідин, а й механізм теплового руху молекул в рідинах. Новий погляд на природу рідин особливо чітко виявляється в роботах, присвячених вивченню дифузії в рідких металах і сплавах. Одержані результати з дифузії можна пояснити, якщо виходити з припущення про безактиваційний механізм руху частинок. При цьому частинки переміщуються колективно на довільні віддалі, які менші за міжатомні, для чого немає потреби в накопиченні енергії окремими молекулами.

Критично слід розуміти і схожість будови у випадку рідкого і кристалічного станів речовини. Близький порядок в рідині, встановлений рентгенографічним методом, якісно відрізняється від близького порядку у відповідному кристалі. Якщо в кристалі близький порядок визначається числом z , яке практично не змінюється з часом, то близький порядок в рідинах — термодинамічна величина, для якої властиві флуктуації. Під подібністю структур розуміють насамперед саме наявність близького порядку в рідині і кристалі. При цьому не можна не брати до уваги вказану якісну відмінність між ними. Разом з тим

крива радіального розподілу атомів для рідини подібна до відповідної кривої для газів великої густини.

Отже, досить обґрунтованим можна вважати той факт, що рідина за своєю молекулярною будовою і властивостями займає проміжне місце між твердим і газоподібним станами. При високих температурах і великих питомих об'ємах властивості рідини наближаються до властивостей газів; при температурах, що наближаються до точки кристалізації, і малих питомих об'ємах багато властивостей рідин подібні до властивостей твердого тіла. В рідині діалектично поєднуються протилежні властивості газів і кристалів. Тому невиправданою є абсолютизація якогось одного з вказаних підходів.

Розвитку і ствердженню сучасних уявлень про природу рідин багато в чому сприяли науково-дослідні праці вчених М. М. Боголюбова, І. Р. Юхновського, Й. З. Фішера, О. З. Голика, І. Г. Михайлова, А. Р. Регеля, М. П. Вукса та інших.

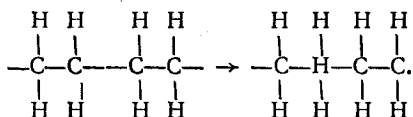
§ 12. Полімери: будова й властивості

Деякі з матеріалів, які нині називаються полімерами, відомі давно. Близько ста років тому назад були вивчені характерні властивості натуральних полімерних матеріалів, таких як папір, шовк, бавовна, смоли та ін.

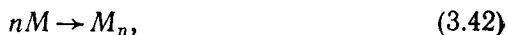
Основними методами одержання синтетичних полімерів є *полімеризація* і *поліконденсація*. Розглянемо ці процеси на конкретних при-

кладах. Структурна формула етилену має вигляд $\begin{array}{c} \text{H} \quad \text{H} \\ | \quad | \\ \text{C} = \text{C} \\ | \quad | \\ \text{H} \quad \text{H} \end{array}$. За певних

умов, наприклад, під впливом тепла, світла, іонізуючого випромінювання або хімічним шляхом, подвійний зв'язок між атомами вуглецю вдається розірвати. Тоді дві найближчі молекули, що мають вільні зв'язки, можуть утворити більш складні сполуки:

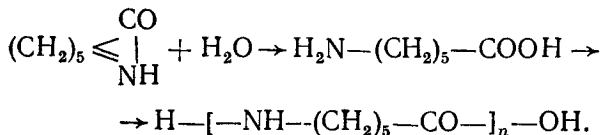


До такої сполуки можуть ще приєднатися молекули з вільними зв'язками, молекулярний ланцюг при цьому збільшиться аж до довгих ланцюгових молекул, що будуть молекулами *поліетилену*. Отже, *полімеризація* — це реакція сполучення молекул мономеру, що приводить до утворення полімерних ланцюгів. Загальна схема такої реакції



де M — молекула мономеру; M_n — полімерна молекула; n — ступінь полімеризації. Полімеризацію можна здійснити лише тоді, коли вихідні низькомолекулярні сполуки містять подвійні і потрійні зв'язки. Зазначимо, що реакція полімеризації проходить без виділення сторонніх продуктів. Ступінь полімеризації в полімерів може змінюватись від кількох десятків одиниць до 10 000.

Полімери можна одержувати з мономерів, що не мають подвійних зв'язків. При цьому використовується реакція поліконденсації. Створення макромолекули відбувається в результаті процесу, що супроводжується відщепленням від вихідної молекули атомів або атомних угруповань, здатних до хімічної взаємодії. Виникнення при цьому вільних хімічних зв'язків забезпечує сполучення в макромолекули. Реакція поліконденсації відбувається з виділенням сторонніх продуктів, таких як вода, аміак тощо. Для прикладу розглянемо реакцію поліконденсації, яку використовують для одержання капрону (найлону-6). Вихідним продуктом тут є ϵ -капролактан, який термічно опрацьовують з водою,





Всі природні і синтетичні полімерні речовини є сумішшю молекул з різним ступенем полімеризації, тобто в полімері завжди є молекули різних довжин і, отже, різних молекулярних мас. Знаючи молекулярну масу ланки M і середній ступінь полімеризації \bar{n} , можна підрахувати середню молекулярну масу полімера $\bar{M}_n = M\bar{n}$. Наприклад, молекулярна маса поліетилену досягає значень 140 кг/моль, а капрону — 26 кг/моль.

Взагалі твердим полімерам більш властивий аморфний стан, ніж кристалічний (див. табл. 3.1). Деякі полімери можна одержати аморфними, якщо вони здатні навіть кристалізуватися при швидкому охолодженні розплаву (каучук, полівінілхлорид). Інші полімери, подібні поліетилену і тетрафторетилену, ніколи не вдавалось одержати в переохолодженому стані*.

Аморфні полімери в залежності від температури можуть бути в склоподібному, високоеластичному та в'язкотекучому (рідкому) станах. При цьому збільшення температури викликає їхню зміну в зазначеній вище послідовності. Зміна стану аморфного полімеру в залежності від температури відбувається на фізичних властивостях, зокрема деформації. Якщо взяти полімерний зразок у вигляді стержня і розтягувати його сталою за величиною силою, то відносна деформа-

* Гросберг А. Ю., Хохлов А. Р. Физика в мире полимеров.— М. : Наука, 1989.

Таблиця 3.1

Мономер	Формула мономеру	Полімер	Формула ланки молекули полімеру
Етилен Пропилен	$\text{CH}_2=\text{CH}_2$ $\text{CH}_2=\text{CH}-\text{CH}_3$	Поліетилен Поліпропилен	$-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$ $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$ $\quad $ $\quad \text{CH}_3$
Стирол	$\text{CH}_2=\text{CH}$ 	Полістирол	$-\text{CH}_2-\text{CH}$ 
Ізопрен	$\text{CH}_2=\text{CH}-\text{C}-\text{CH}_3$ $\quad $ $\quad \text{CH}_3$	Поліізопрен (природний і синтетичний каучук)	$-\text{CH}_2-\text{CH}=\text{C}-\text{CH}_3-$ $\quad $ $\quad \text{CH}_3$
Вінілхлорид	$\text{CH}_2=\text{CHCl}$	Полівінілхлорид	$-\text{CH}_2-\text{CHCl}-$ $\quad $ $\quad \text{CH}_3$
Метилметакрилат	$\text{CH}_2=\text{C}(\text{CH}_3)\text{COOCH}_3$	Поліметилметакрилат	$-\text{C}-\text{CH}-$ $\quad $ $\quad \text{COOCH}_3$
Тетрафторетилен	$\text{CF}_2=\text{CF}_2$	Політетрафторетилен	$-\text{CF}_2-\text{CF}_2-$

ція $\epsilon = \Delta l/l$ виявляється залежною від температури. На рис. 3.10 зображено залежність $\epsilon = f(T)$ (графік називається термомеханічною кривою). Залежність $\epsilon = f(T)$ від 0 до T_0 (температура склування)

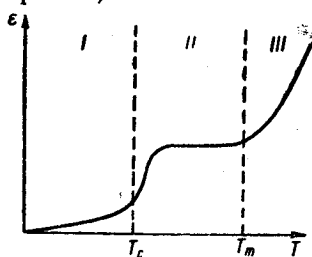


Рис. 3.10

Таблиця 3.2

Полімер	t , °C
Силіконовий каучук	-123
Натуральний каучук	-72
Полівінілацетат	29
Полівінілхлорид	80
Полістирол	90
Поліметилметакрилат	105

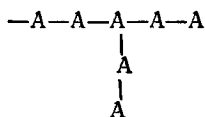
характеризується невеликими оборотними деформаціями (область склоподібного стану полімеру). Вище від температури T_c виникає високоеластичний стан, який зберігається до температури плинності T_n . Подальше нагрівання викликає перехід речовини у в'язкоплинний стан (рідкий). При дуже високих температурах настає деструкція полімерів.

Температура склування є однією з найбільш важливих характеристик аморфних полімерів. Значення цієї температури для деяких полімерів наведено в табл. 3.2.

Температура склування більшості пластиків лежить в інтервалі температур від -80 до $+140$ °С. Температура склування може бути підвищена шляхом вулканізації — процесу встановлення хімічних зв'язків між сусідніми молекулами, що приводить до обмеження їхніх відносних переміщень.

При текучості полімерів відбувається послідовне переміщення окремих сегментів молекулярних ланцюгів. Внаслідок текучості молекули поступово розпрямляються вздовж ліній потоку, в результаті чого в потоці збільшується міжмолекулярна взаємодія, полімер стає більш жорстким і переходить із в'язкотекучого у склоподібний стан. Це явище називається *механічним склуванням*.

В залежності від форми і будови молекул полімери можуть бути лінійними, розгалуженими і сітчастими. Лінійні полімери мають форму $-A-A-A-$, де А означає мономерну ланку. Форма розгалужених полімерів відрізняється наявністю, крім основного ланцюга, сторонніх відгалужень (сторонні ланцюги):



Сітчасті полімери характеризуються тим, що їхні ланцюги утворюють структури, що зв'язані в просторову сітку.

Якщо ланки, які входять до складу макромолекули, однакові, то такі полімери називають гомополімерами (поліетилен, політетрафторетилен та інші). Якщо макромолекула складається з різних по складу ланок, то такі сполуки називаються сополімерами.

Зміна властивостей зі збільшенням ступеня полімеризації пояснюється зростанням міжмолекулярних сил внаслідок збільшення числа взаємодіючих між собою ланок, що належать різним полімерним молекулам. Здатність того чи іншого полімера бути пластиком чи еластомером визначається структурою молекулярних ланцюгів і міжмолекулярною взаємодією. Чим сильніша взаємодія між ланцюгами, тим більша імовірність, що при кімнатній температурі полімер буде склоподібним. Як правило, всі склоподібні полімери одержують із полярних мономерів із значною взаємодією ланцюгів.

Повну енергію, необхідну для відщеплення молекули від агрегату, називають *енергією когезії*, яка є мірою взаємодії однієї молекули системи з усіма іншими молекулами. В низькомолекулярних сполуках енергія когезії завжди менша від енергії хімічних внутрішньомолекулярних зв'язків, тому вони завжди легко перетворюються в пару (газоподібний стан). У типових полімерах молекули взаємодіють

багатьма десятками своїх ланок, внаслідок чого їхня енергія когезії значно перевищує енергію хімічного зв'язку між ланками молекулярного ланцюга. Це пояснює той факт, що полімер може знаходитись лише в твердому і рідкому станах.

Для кристалізації полімерів, очевидно, необхідний деякий вільний тепловий рух молекул і їхніх частин (сегментів), який би дозволяв їм здійснювати зміщення і повороти для утворення кристалічних структур. Такий вільний тепловий рух можливий лише в високоеластичному стані. Саме тому кристалізація полімерів відбувається при

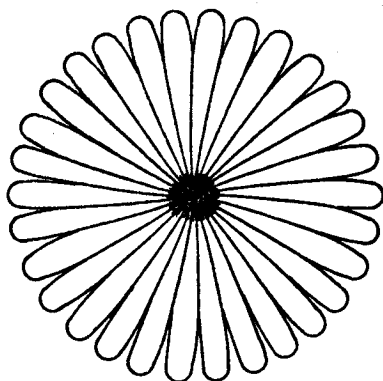


Рис. 3.11

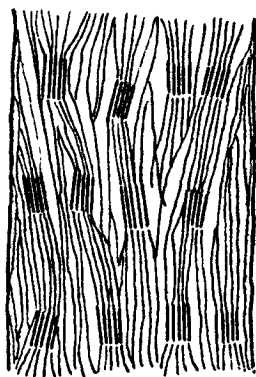


Рис. 3.12

температурах, які знаходяться вище від температур склування їх. Виникнення в полімерах кристалічної структури супроводжується зміною механічних властивостей, зокрема у полімера зникає високоеластичність.

Кристалічні полімери утворюються у вигляді полікристалічних агрегатів. Початкова стадія кристалізації в більшості полімерів зв'язана з виникненням кристалічних пачок ланцюгових молекул, які в залежності від умов, складаються в стрічки, пластини або так звані сферолітні утворення. При утворенні сферолітів пачки молекул ростуть із спільного центра, як це схематично показано на рис. 3.11.

У кристалічних полімерах сферолітні структури зустрічаються досить часто. Розміри сферолітів можуть бути від кількох мікрометрів до одного міліметра.

Структура полікристалічного полімера в значній мірі залежить від швидкості росту кристалів і від концентрації в зразку центрів кристалізації. В загальному випадку вона характеризується розподілом кристалічних областей в масі аморфного полімеру. При цьому одна і та сама молекула полімеру може переходити через кілька кристалічних і аморфних областей, як це схематично зображено на рис. 3.12.

Такий взаємозв'язок областей зумовлює значну міцність полімерних зразків.

Кристалічні полімери характеризуються долями в кристалічному стані матеріалу, розмірами, формою і орієнтацією кристалів, а також температурою плавлення $T_{пл}$, вище від якої зникають всі кристалічні області. Низькомолекулярним кристалам властива певна температура плавлення. Плавлення полімерних кристалів відбувається в інтервалі температур, який становить 3—4 °С. Це пояснюється тим, що в полімерних кристалах є досить помітне відхилення від строго просторового розподілу ланок молекул як на поверхні, так і в об'ємі кристала.

Особливий інтерес становлять біологічні макромолекули (біополімери) білків, РНК і ДНК, головна особливість яких полягає в тому, що ланцюг білка, РНК або ДНК — це не лише молекула певної речовини, а і своєрідна машина (або автомат), яка виконує певні операції. Наприклад, послідовність ланок молекули ДНК (дезоксирибонуклеїнової кислоти) містить запис інформації (генетичної інформації), і вона кодує «тексти» білків шляхом так званого генетичного коду. Білок з одним текстом приймає кванти світла в сітківці ока, з другим — створює зусилля у м'язах, з третім — працює в системі імунітету і т. д. Яким чином прочитується текст ДНК і як по інструкції, яка міститься в ньому, будується білок? Ці та всі подібні питання належать до фізики біополімерів.

Важливим поштовхом до розвитку фізики полімерів послужила книга австрійського фізика Е. Шредінгера, видана у 1944 р.* Послідовниками Е. Шредінгера були наукові співробітники Кавендишської лабораторії Дж. Уотсон, Ф. Крік і М. Уілкінс. Ці вчені здійснили одне із значних відкриттів в біології ХХ ст.: встановили структуру молекули ДНК — генетичного матеріалу клітини, який зберігає інформацію про спадкові ознаки організму. За це відкриття у 1962 р. їм було присуджено Нобелівську премію**. Було встановлено, зокрема, що ДНК є основною молекулою живої природи. Нових законів фізики в біології не було встановлено, але центральну проблему, проблему будови генів, вирішити вдалось.

Відкриття структури ДНК відіграло в розвитку біології таку саму роль, як відкриття атомного ядра в фізиці. Вивчення будови атома привело до виникнення квантової фізики, а відкриття будови ДНК — до створення молекулярної біології.

Раніше рівень технічного розвитку тієї чи іншої країни визначався за обсягом виплавки сталі і заліза. З розвитком практичного використання синтетичних матеріалів потреба в металах не зменшується і їхнє виробництво неперервно зростає. Разом з тим значення полімерних матеріалів стало настільки великим, що уже рівень технічно-

* Шредінгер Е. Что такое жизнь? (С точки зрения физика).— М. : Атомиздат, 1972.

** Уотсон Дж. Двойная спираль.— М. : Мир, 1969.

го прогресу держав визначається не лише об'ємом виробництва і використанням металів, а й об'ємом одержання полімерних матеріалів, асортиментом і напрямками використання їх.

§ 13. Рідкі кристали: структура і властивості

Наприкінці XIX ст. були відкриті речовини, внутрішня структура яких у рідкому стані мала властивості, характерні як для рідин (велика текучість, здатність перебувати в краплеподібному стані, злиття краплин при зіткненні), так і для твердого тіла (анізотропія). Такий стан речовин було названо мезоморфним, що означає стан з проміжною структурою, а самі речовини пізніше стали називати рідкими кристалами. Зустрічаються вони досить часто. Із двохсот заново синтезованих речовин, щонайменше одна — рідкокристалічна. Нині число рідких кристалів перевищує 3000.

У 1888 р. ботанік Ф. Рейнітцер (Австрія) опублікував свої спостереження про поведінку синтезованого ним холестерилбензоату при зміні температури. Кристали цієї речовини плавився при температурі 145,5 °С і перетворювалися в каламутну рідину. Ця рідина ставала прозорою при температурі 175,5 °С і такою залишалась при подальшому підвищенні температури.

О. Леман (Німеччина) вивчив дану речовину за допомогою поляризаційного мікроскопа і встановив, що каламутна фаза оптично анізотропна. Препарат становив собою сукупність хаотично орієнтованих мікроскопічних областей спонтанної оптичної анізотропії. Розсіяння світла на межі цих областей обумовлювало каламутність препарату. Пізніше Леман встановив, що такі самі властивості притаманні й іншим сполукам: *n*-азоксианізолу, *n*-азоксифенетолу, етиловому ефіру *n*-азоксибензойної кислоти.

Сам факт існування речовини в рідкокристалічному стані ставився під сумнів ще протягом 20 років. Проте численні дослідження О. Лемана, Г. Шенка та інших вчених переконливо довели, що рідкокристалічний стан є самостійним термодинамічним станом речовини, а рідкі кристали відрізняються від звичайних рідин не лише своїми оптичними властивостями, а й електричними, магнітними та іншими. О. Леман поділив рідкі кристали на два види: до першого виду відносяться «власне рідкі кристали», в'язкість яких близька до в'язкості води; до другого виду відносяться «текучі кристали», в'язкість яких перевищує в'язкість перших в 10 раз.

Ж. Фрідель, як і О. Леман, розрізняв два рідкокристалічні стани. Для них він ввів нові терміни: «*сметичний*» і «*нематичний*» стани. Вони об'єднуються загальною назвою — «*мезоморфний*» стан. Слово «*сметичний*» походить від грецького слова «смеґма» — мило, оскільки цей стан властивий багатьом милам. Назва «*нематичний*» також походить від грецького слова «нема» — нитка: для речовин у цьому

стані під мікроскопом спостерігаються тонкі рухливі нитки. Термін «мезоморфний» («мезо» означає проміжний) вказує на те, що смектичному й нематичному станам властива молекулярна впорядкованість, проміжна між впорядкованістю молекул у кристалах і в аморфних тілах.

Слід також зазначити, що мезофази можуть виникати не лише при нагріванні чи охолодженні певних органічних речовин, а й при розчиненні неорганічних і органічних сполук в певних розчинниках. Такі рідкі кристали називають *ліотропними* на відміну від *термотропних*. До ліотропних рідких кристалів відносяться, наприклад, водні системи багатьох мил, деяких поліпептидів та інші. Зі збільшенням концентрації розчинника система стає спочатку смектичною, потім нематичною і, нарешті, ізотропною рідиною. Багато речовин утворюють рідкокристалічний стан лише одного типу.

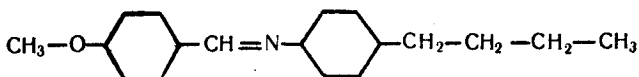
Рідкі кристали довгий час не знаходили застосування в техніці. Починаючи з середини 60-х років, інтерес до рідких кристалів небувало зріс у зв'язку з успішним використанням їх в оптико- і мікроелектроніці, в різних індикаторних пристроях і т. д. За останні десятиріччя було створено основи фізики рідких кристалів, одержано нові типи рідких кристалів, вивчено їхні властивості, які знаходять все нові застосування в науці і техніці.

Теоретично і експериментально показано, що рідкокристалічний стан речовини є самостійним термодинамічним станом. Отже, можна умовно вказати область його існування на діаграмі стану (рис. 3.13).

Нині загальноприйнятою є класифікація рідких кристалів на три основні стани: нематичний, смектичний і холестеричний.

Нематичний стан рідких кристалів. Нематичні рідкі кристали (нематики, скорочено позначають НРК) характеризуються такою структурою: центри тяжіння видовжених молекул розміщені хаотично, а їхні довгі осі орієнтовані вздовж певного напрямку. Паралельна орієнтація сусідніх молекул в нематичній мезофазі пояснюється тим, що потенціальна енергія взаємодії їх має різко виражений мінімум. Будову НРК схематично зображено на рис. 3.14.

Типовим нематичним кристалом є метоксибензиліден-*n*-бутиланилін (МББА). Він має таку структурну формулу:



*Нематична мезофаза цієї речовини існує в доступному для дослідження інтервалі температур: 22—49 °С. В першому наближенні молекули нематиків можна вважати простими стержнями.

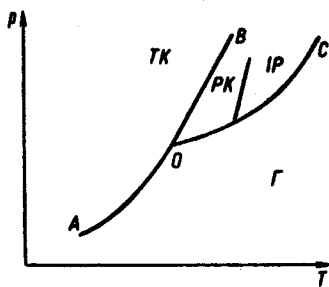


Рис. 3.13

Використовуючи різні методи орієнтації молекул, можна одержати тонкі шари, в яких молекули орієнтовані в одному напрямі, тобто однорідні текстури, які можуть бути використані для дослідження властивостей НРК.

В оптичному відношенні нематичні рідкі кристали мають всі властивості одноосьових кристалів.

Холестеричний стан рідких кристалів. Холестеричні рідкі кристали (холестерики, скорочено позначають ХРК) на відстанях порядку

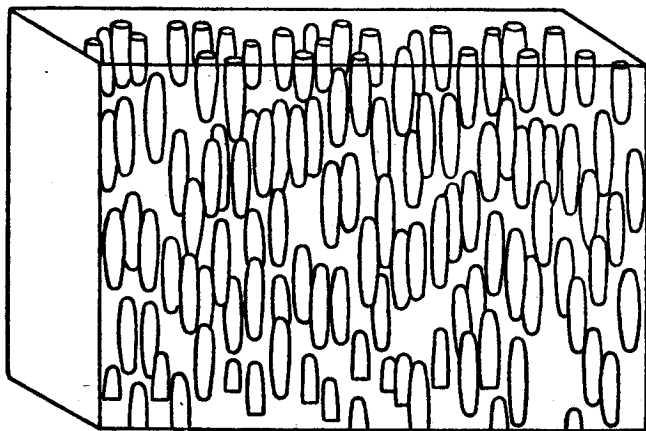
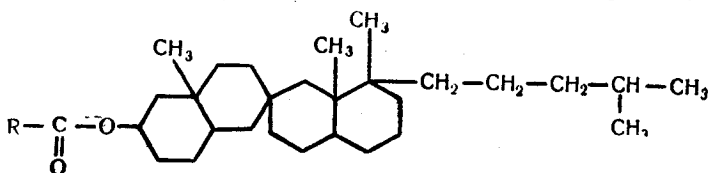


Рис. 3.14

розмірів молекул, нічим не відрізняються від нематиків: довгі осі всіх молекул орієнтовані в одному напрямі. Проте на великих відстанях напрям переважної орієнтації закономірно змінюється: всі молекули поступово повертаються, утворюючи спіральну структуру. Будову ХРК схематично зображено на рис. 3.15. Крок спіралі в різних сполук різний: від десятка ангстрем до мікрометрів. Якщо крок спіралі має порядок довжини хвилі видимого світла, то періодичність структури приводить до бреггівського дифракційного розсіювання світла на ній, і такі холестерики здаються зафарбованими. Це явище має назву селективного відбивання світла і є типовим для складних ефірів холестерину. Оскільки похідні холестерину були першими представниками рідких кристалів, то від них походить назва всього типу цих кристалів.

Ефіри холестерину мають досить складну молекулярну структуру:



(R — радикал жирної кислоти). Якщо $R = C_8H_{17}$, то дістанемо структурну формулу холестерилцинамату. Рідкокристалічний стан його реалізується при температурах 156—197 °С. На відміну від нематиків просторова будова молекул холестериків більш складна, ці молекули є хіральними, тобто не мають осей симетрії, поперечних площин і центрів симетрії. Хіральність молекул — головна ознака холестеричної мезофази, про що свідчить той факт, що добавка хіральних молекул у звичайний нематик перетворює його в холестерик. Для холестериків характерним є утворення гомогенної структури, яка називається *планарною*. У ній молекули лежать вздовж опорного скла, а вісь спіралі перпендикулярна до них, як це показано на рис. 3.15.

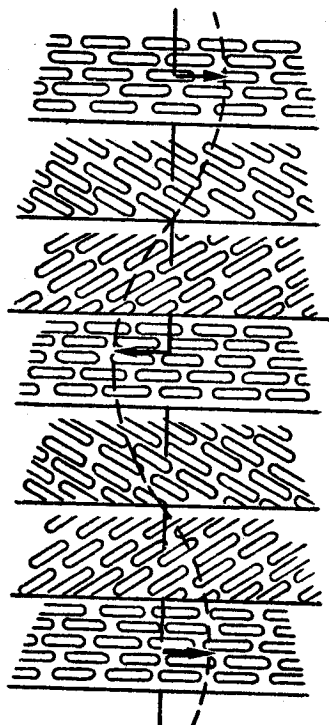
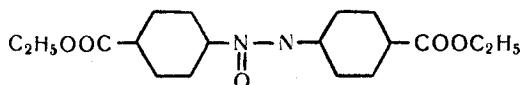


Рис. 3.15

Смектичний стан рідких кристалів.

Смектичні рідкі кристали (смектики, скорочено позначають СРК) за своїми властивостями ближчі до твердого тіла, ніж НРК. Будову смектичної мезофази схематично зображено на рис. 3.16.

Центри тяжіння видовжених молекул знаходяться в площинах, які містяться на однаковій відстані одна від одної. Типовим представником смектиків є етиловий ефір *n*-азоксибензойної кислоти, смектична мезофаза якого зберігається в інтервалі температур 114—120 °С. Його структурна формула така:



Тверді кристали цього ефіру плавляться при температурі 114 °С і переходять в рідкі кристали смектичного типу, молекули яких розміщені шарами. При температурі 120 °С рідкі кристали перетворюються в звичайну ізотропну рідину. При зниженні температури рідкокристалічні зародки випадають у формі паличок, швидкість зростання їх в осьовому напрямку приблизно в 65 раз більша, ніж в радіальному.

Оптичні дослідження дають змогу визначити структуру зразків, не доповнюючи результати досліджень даними інших методів. При дослідженні однорідного смектичного рідкого кристала етилового ефі-

ру — азоксибензойної кислоти в поляризованому світлі (з одним поляризатором) легко виявити явище дихроїзму (плеохроїзму). При обертанні препарат змінює своє забарвлення від темно-жовтого до білого. Дихроїзм встановлено і для інших смектичних рідких кристалів.

Рідкі кристали утворюються із тих сполук, молекули яких мають видовжену планкоподібну або пластинчасту форму. Найважливішою розга-

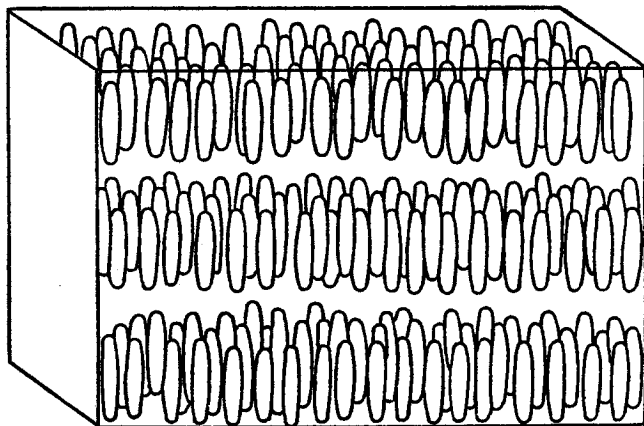
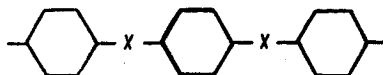
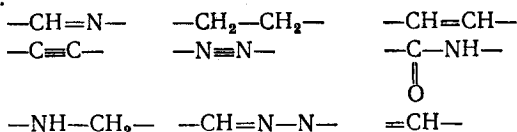


Рис. 3.16

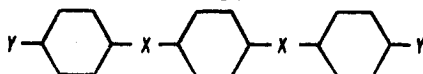
лужених молекул з боковими ланцюгами гальмує виникнення рідких кристалів. Багато речовин, для яких властивий рідкокристалічний стан, належать до ароматичних сполук. Більшість з них мають бензольні кільця з заміщенням в пароположенні (в орто- і метоположенні рідкокристалічний стан не виникає). Схильність до утворення рідких кристалів зростає із збільшенням числа сполучених бензольних кілець. Велике значення мають групи атомів X , які поєднують бензольні ядра в ланцюг



Рідкокристалічний стан реалізується частіше у сполук з такими X -групами атомів:



Подібний вплив мають і кінцеві групи Y



Речовини, які утворюють термотропні рідкі кристали, можуть перебувати в рідкокристалічному стані лише в певному інтервалі температур. Нижче межі існування мезофази центри тяжіння молекул утворюють тривимірну кристалічну решітку звичайного кристала молекулярного типу. З підвищенням температури речовини до температури плавлення відбувається фазовий перехід твердого тіла в рідкий кристал, при якому зникає далекий порядок в розміщенні центрів тяжіння молекул (координаційне плавлення), але зберігається порядок в орієнтації молекулярних осей. При цьому спостерігається досить каламутна рідина, якій властиве сильне двопронезаломлення. Це і є рідкокристалічний стан речовини.

Подальше підвищення температури приводить до фазового переходу, який супроводжується втратою орієнтаційного порядку, в результаті якого виникає ізотропна і тому прозора рідина. Такий фазовий перехід називається орієнтаційним плавленням. Температура, при якій це відбувається, називається температурою просвітлення. Температури плавлення і просвітлення визначають інтервал температур, в якому мезофаза термодинамічно стала.

Зазначимо, що обидва ці переходи (плавлення і просвітлення) є фазовими переходами першого роду, на що вказує існування захищеної теплоти переходу і стрибкоподібна зміна густини.

Рідким кристалом властиве явище поліморфізму, тобто мезогенні сполуки можуть мати кілька різних мезофаз. При нагріванні чи охолодженні речовини, молекули якої мають право-ліву симетрію, фазові перетворення в ній від твердих кристалів (ТК) до ізотропної рідини (ІР) відбуваються звичайно за схемою:



В речовинах, молекули яких оптично активні, фазові переходи здійснюються за такою схемою:



Можливі й інші схеми переходів, але ніколи не спостерігається перехід $HPK \rightleftharpoons XPK$.

Можливості застосування рідких кристалів дуже широкі (реєстрація температури і тиску в індикаторних пристроях, візуалізація теплових полів в медичній діагностиці і мікроелектроніці, пристрої відображення інформації, неруйнівний контроль деталей; візуалізація електромагнітного випромінювання, полів НВЧ, ультразвукових хвиль тощо). Дослідження в цьому напрямку, пошук нових матеріалів на основі рідких кристалів відносяться до найважливіших питань, які визначають прогрес у цій галузі*.

* Адамчук А., Стругальский З. Жидкие кристаллы.— М.: Сов. радио, 1979.

Контрольні запитання

1. Дайте визначення агрегатних станів речовини і вкажіть основні фізичні відмінності між ними. 2. Накресліть діаграму стану для води. Чим вона відрізняється від діаграми стану для інших речовин? 3. Який газ називають ідеальним? Сформулюйте основні закони ідеального газу. 4. Виведіть основне рівняння кінетичної теорії газів. 5. Яке молекулярно-кінетичне тлумачення абсолютної температури? У чому його обмеженість? 6. Накресліть криву максвеллівського розподілу швидкостей. Яка швидкість характеризує середню кінетичну енергію молекул газу? 7. Чим відрізняються реальні гази від ідеальних? 8. Накресліть і поясніть ізотерми Ван дер Ваальса, порівняйте їх з ізотермами для ідеального газу. 9. Назвіть основні характеристики структури кристалів та методи визначення їх. 10. Які основні особливості фізичних властивостей кристалів на відміну від інших агрегатних станів? 11. Якими параметрами визначають структуру рідин? 12. Який характер теплового руху молекул в рідинах? 13. Дайте визначення полімеризації. 14. Наведіть приклади аморфних і кристалічних полімерів, охарактеризуйте особливості їхніх фізичних властивостей. 15. Які ви знаєте біополімери та яке їхнє значення для живих організмів? 16. Дайте визначення рідких кристалів. 17. Яка структура смектичних, нематичних та холестеричних рідких кристалів? 18. Де практично застосовуються рідкі кристали?

Розділ 4

ОСНОВИ ТЕРМОДИНАМІКИ

§ 1. Параметри термодинамічної системи. Стан системи. Процес

Термодинаміка вивчає фізичні процеси з точки зору перетворення енергії, що відбуваються в них з урахуванням двох форм її передавання: роботи та теплообміну. Проте на відміну від молекулярно-кінетичної теорії, термодинаміка вивчає макроскопічні властивості тіл і явищ природи, залишаючи поза увагою їхню внутрішню будову. Не розглядаючи молекули і атоми, обминаючи мікроскопічний розгляд процесів, термодинаміка дає змогу зробити ряд висновків відносно протікання їх.

В основі термодинаміки лежить кілька фундаментальних законів, які називають *началами термодинаміки*: і які є узагальненням результатів численних дослідних фактів. Внаслідок цього висновки термодинаміки мають досить загальний характер.

Термодинаміка розглядає широке коло явищ. Закони термодинаміки можна застосовувати до процесів, що відбуваються у гальванічних елементах, до магнітних явищ, процесів усередині зірок та ін. Взагалі немає такої галузі фізики й хімії, в якій не можна було б застосувати термодинамічний метод. Бурхливий розвиток термодинаміки, оформлення її як науки припадає на XVIII — першу половину XIX ст. У механіці Ньютона різні процеси і закономірності поясню-

вали за допомогою «сили». Це поняття було основним. У термодинаміці аналогічну роль відіграє поняття «енергія».

Термодинамічна система складається з тіл, взаємодія яких з середовищем полягає у обміні енергією через роботу та через нагрівання. Середовищем вважаються всі тіла, що оточують систему, але до її складу не входять. Прикладом термодинамічної системи може бути газ або вода й пара над нею в закритій посудині.

Фізичний стан системи характеризується сукупністю числових значень фізичних величин, якими визначаються властивості системи. Такими величинами є тиск, температура, об'єм, діелектрична проникність, показник заломлення світла тощо.

У термодинаміці для характеристики стану системи звичайно користуються такими трьома величинами: тиском p , об'ємом V і температурою T . Ці величини називаються *параметрами термодинамічної системи*. При цьому параметри можуть бути внутрішніми, які стосуються даної системи, і зовнішніми, які характеризують зовнішні тіла. Наприклад, об'єм газу вважається зовнішнім параметром, тому що він залежить від розмірів посудини. Тиск газу — внутрішній параметр, він залежить від середньої кінетичної енергії молекул (формула (3.13)). Для характеристики термодинамічного стану сумішей використовують параметр, що називається *концентрацією*. Параметри стану зв'язані між собою так, що при зміні одного з них змінюється принаймні ще один. Зв'язок між параметрами стану термодинамічної системи можна виразити, як зазначалось раніше, рівнянням стану. У найпростішому випадку для ідеального газу залежність між об'ємом, тиском і температурою виражається рівнянням Менделєєва—Клапейрона. *Якщо параметри стану термодинамічної системи мають цілком певне значення і з часом не змінюються при незмінних зовнішніх умовах, то така система перебуває в стані рівноваги. Коли ж параметри стану змінюються з часом, то в системі відбувається термодинамічний процес.* Прикладом термодинамічного процесу може бути зміна об'єму газу, що супроводжується зміною тиску й температури.

Рівноважний стан системи можна зобразити графічно точкою на площині з прямокутними координатами, якщо відкласти по координатних осях значення будь-яких двох параметрів. Нерівноважний стан не можна так зобразити, оскільки в цьому разі хоч один з параметрів не матиме певного значення.

Графічно можна зобразити тільки рівноважний стан системи. Якщо термодинамічний стан системи характеризується спочатку точкою A , а потім точками B , C на діаграмі, то це означає, що система перейшла з одного стану в інший (рис. 4.1). Отже, в системі відбувається певний процес.

Будь-який процес, тобто перехід системи з одного стану в інший, зв'язаний з порушенням рівноваги в системі. Отже, при протіканні

в системі будь-якого процесу вона проходить через послідовність нерівноважних станів.

Процес називається *рівноважним*, якщо система в будь-який момент часу перебуває в стані рівноваги. Практично до рівноважного процесу наближаються такі процеси, які відбуваються дуже повільно. Якщо в системі відбуватиметься такий процес, то система проходить через ряд нескінченно близьких один до одного станів, а точка, що зображає стан, переміщуватиметься по якійсь кривій (наприклад, крива ABC).

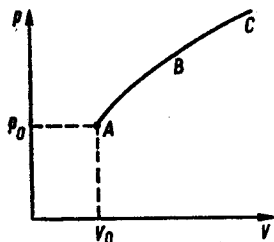


Рис. 4.1

Оборотним називається такий процес, який відбувається в обох напрямках (наприклад, ABC — CBA) так, що система повертається у вихідне положення без будь-яких змін у навколишньому середовищі. Для необоротних процесів ця вимога порушується.

В основу класифікації термодинамічних процесів можна покласти ознаку незмінності будь-якого з параметрів стану. Термодинамічний процес називається *ізобарним*, якщо залишається сталим тиск, *ізохорним* — коли не змінюється об'єм, *ізотермічним* — при сталій температурі. Процес, що відбувається без теплообміну з зовнішнім середовищем, називається *адиабатним*. *Коливним процесом*, або *циклом*, називається такий процес, при якому система виходить з якогось термодинамічного стану і, зазнавши змін, повертається до того самого стану.

§ 2. Робота термодинамічної системи

Нехай газ міститься в циліндрі з легкорухомим поршнем. Пісок, насипаний на поршень, підтримує його в рівновазі. При цьому газ перебуває під тиском $p = \frac{F}{S}$, де S — площа поршня; F — вага піску і поршня. Якщо підвищити температуру газу на величину dT або трохи зняти пісок, газ розшириться і поршень переміститься на відстань dh . При цьому тиск газу можна вважати сталим внаслідок незначного збільшення об'єму. Елементарна робота, яку виконує газ при розширенні,

$$dA = Fdh = pSdh = p dV, \quad (4.1)$$

тобто дорівнює добутку тиску на приріст об'єму. Такою самою формулою визначатиметься елементарна робота розширення довільного тіла, а не тільки газу, бо при виведенні формули (4.1) ми не користувалися будь-якими особливостями газоподібного стану.

Якщо при підвищенні температури від T_1 до T_2 об'єм збільшується

від V_1 до V_2 , а тиск залишається сталим, то робота буде

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1). \quad (4.2)$$

Отже, робота ізобарного розширення газу, тобто розширення при незмінному тиску, дорівнює добутку тиску на приріст об'єму. Формулу (4.2) можна перетворити, скориставшись рівнянням стану ідеального газу для довільної маси.

Запишемо рівняння стану ідеального газу, в якого маса m і молекулярна маса μ , до розширення:

$$pV_1 = \frac{m}{\mu} RT_1$$

і після розширення:

$$pV_2 = \frac{m}{\mu} RT_2.$$

Віднявши від другого рівняння відповідно ліву і праву частину першого рівняння, дістанемо

$$p(V_2 - V_1) = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1).$$

Беручи до уваги (4.2), маємо

$$A = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1). \quad (4.3)$$

Отже, робота ізобарного розширення ідеального газу дорівнює добутку універсальної газової сталої на підвищення температури та на число молів газу.

Із співвідношення (4.3) можна уявити фізичний зміст універсальної газової сталої: якщо $m = \mu$, а $T_2 - T_1 = 1$, то $R = A$. Отже, універсальна газова стала чисельно дорівнює роботі ізобарного розширення одного моля ідеального газу при нагріванні на один градус.

Аналітичний вираз роботи ізотермічного розширення ідеального газу дістанемо так: за рівнянням Менделєєва — Клапейрона $p = n \frac{RT}{V}$, а елементарна робота $dA = p dV$, тоді

$$A = \int_{V_1}^{V_2} dA = \int_{V_1}^{V_2} nRT \frac{dV}{V}. \quad (4.4)$$

Оскільки $T = \text{const}$, після інтегрування маємо

$$A = nRT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (4.5)$$

де n — число молів; V_1 і V_2 — початковий і кінцевий об'єми відповідно. Співвідношення (4.5) визначає роботу ізотермічного розширення ідеального газу.

Розглянемо графічне зображення роботи термодинамічної системи. На рис. 4.2 подано ізобару ідеального газу в координатній системі $p - V$. Точка B зображає початковий стан, точка C — кінцевий.

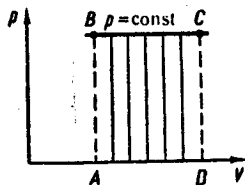


Рис. 4.2

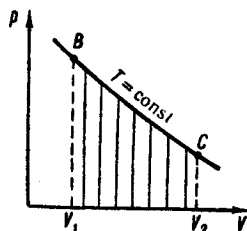


Рис. 4.3

Робота A ізобарного розширення обчислюється за формулою (4.2) і чисельно дорівнює площі $ABCD$ під ізобарою BC .

Якщо розширення ідеального газу від одного стану до іншого відбувається ізотермічно, то робота зображується площиною під відповідною частиною ізотерми, як показано на рис. 4.3. Отже, робота в цьому випадку визначається площею, яка обмежена ізотермою BC , двома ординатами (BV_1 та CV_2), що відповідають початковому та кінцевому станам, і відрізком V_1V_2 по осі абсцис.

§ 3. Енергія, робота, теплота

У природі існують різні форми руху матерії: механічний, тепловий, хімічний та ін. Ці якісно відмінні форми руху можна кількісно порівнювати тільки тому, що всі форми руху матерії мають спільну міру руху — енергію. Поняття енергії не можна ототожнювати з поняттям самої форми руху. Енергія є однією з характеристик тієї чи іншої форми руху. Це знаходить своє відображення в тому, що та сама форма руху характеризується кількісно не тільки за допомогою поняття енергії, а й інших понять, що не виводяться з поняття енергії. Наприклад, механічний рух характеризується крім енергії ще імпульсом, моментом імпульсу тощо. В XIX ст. було встановлено закон збереження і перетворення енергії. Ф. Енгельс пов'язав поняття енергії з поняттям про форми руху матерії і визначив поняття енергії як міри руху.

З поняттям «енергія» тісно пов'язане поняття «робота». Зміст поняття «робота» також з'ясував Енгельс. Щоразу, коли «... форма руху, що починає процес і перетворюється завдяки йому в іншу форму, — писав Енгельс, — виконує роботу, і до того таку кількість ро-

боти, яка відповідає її власній кількості. Отже, робота — це зміна форми руху, яка розглядається з її кількісного боку» [1, 391]. Основною умовою всякої фізичної роботи є якісна зміна — зміна форми руху.

Зміну форми руху при виконанні роботи Енгельс пояснює передаванням руху: «Зміна форми руху є завжди процесом, що відбувається принаймні між двома тілами, з яких одне втрачає певну кількість руху такої-то якості (наприклад теплоту), а друге дістає відповідну кількість руху такої-то іншої якості (механічний рух, електрика, хімічний розклад)» [1, 361]. Дуже поширене визначення енергії, як здатності тіла виконувати роботу, не зовсім правильне, тому що воно передбачає, що дано визначення поняття «робота», яке можна сформулювати тільки через поняття «енергія».

Три величини — енергія, робота й теплота — мають однакову розмірність (можуть бути вимірянні в однакових одиницях), але ці величини якісно відрізняються. Теплота, як і робота, є способом передавання енергії від одного тіла до іншого. Отже, функції роботи й теплоти еквівалентні, хоч самі поняття їх не тотожні. Завжди, коли виконується робота або передається теплота, в системі повинно бути принаймні два тіла: одне, яке віддає енергію, і друге, яке її отримує.

Робота й теплота — це дві єдино можливі форми передавання енергії від одного тіла до іншого. Одна з цих еквівалентних величин — кількість роботи або кількість теплоти — залежно від способу передавання енергії від одного тіла до іншого є кількісною мірою її. Теплота — це така форма передавання енергії, яка являє собою сукупність мікрофізичних процесів (обмін енергії при зіткненні молекул, випромінювання квантів світла і т. д.), це мікрофізична форма передавання енергії. Робота — це макрофізична форма передавання енергії. В цьому й полягає істотна відмінність між роботою й теплою.

Внутрішня енергія термодинамічної системи — це сума всіх енергій системи, крім тієї частини кінетичної енергії молекул, яка зумовлена рухом системи як цілого, і тієї частини потенціальної енергії, яка зумовлена положенням системи як цілого.

Теплота й робота є нерівноцінними формами передавання енергії. Вони нерівноцінні насамперед тому, що робота може бути безпосередньо здійснена для поповнення запасу будь-якого виду енергії (наприклад, потенціальної енергії тяжіння, електричної, магнітної), а теплота безпосередньо, тобто без перетворення в роботу, може витрачатися на поповнення лише внутрішньої енергії системи. Нерівноцінність теплоти й роботи в такому розумінні пов'язана з визначенням цих понять: робота — макрофізична, а теплота — мікрофізична форми передавання енергії.

Досвід свідчить, що одна форма руху матерії може переходити в іншу. Так механічний рух може перейти в безладний рух молекул тіла, тобто в теплову форму руху. В деяких випадках тепловий рух,

навпаки, може частково перейти у впорядкований рух, тобто в механічний. Відомо, що електричний струм спричиняє нагрівання провідників. Цей факт свідчить про перехід електричної форми руху матерії в теплову. Можна було б навести багато інших прикладів, але вже з наведених видно, що різні форми руху матерії взаємно пов'язані між собою і можуть переходити одна в іншу.

Численними дослідженнями та шляхом аналізу було доведено, що при переході однієї форми руху матерії в іншу зменшення енергії, що пов'язана з рухом однієї форми, дорівнює приросту енергії, що обумовлена рухом іншої форми. В цьому полягає один з основних законів природи — закон збереження енергії. Оскільки енергія — міра руху, то цей закон має глибокий філософський зміст: рух матерії незнищимий і не може виникнути з нічого. Матерія і рух нероздільні.

Щоб визначити, яка кількість енергії перейшла з однієї форми в іншу, треба підрахувати енергію тіла (системи) до переходу і енергію, що залишилась після того, як частина її перейшла в іншу форму, а після цього знайти різницю цих енергій. Цю різницю енергій називають роботою. Слід зазначити, що робота і кількість теплоти залежать не лише від початкового і кінцевого станів тіла, а й від шляху, по якому відбувається перехід. Тому не можна розглядати тепловий ефект процесу як різницю кількостей теплоти в кінцевому і початковому станах. Безглуздість такого поняття особливо наочно виявляється у випадку колових процесів, коли система повертається у вихідний стан, тимчасом загальна кількість теплоти, що поглинається (або виділяється), не дорівнює нулю. Лише внутрішня енергія U є *функцією стану*: кожному певному стану системи відповідає певне значення внутрішньої енергії. Тому зміна внутрішньої енергії системи є величиною, що залежить лише від кінцевого і початкового станів, тобто вона дорівнює різниці енергій в цих станах $U_2 - U_1$. Зокрема, у випадку колового процесу зміна внутрішньої енергії дорівнює нулю, а кількість теплоти Q , що поглинається тілом, і робота A , яку воно виконує, відмінні від нуля.

Отже, предмет термодинаміки, статистичної механіки і молекулярної фізики той самий. Ці три науки споріднені, розвиваються паралельно, але методи їх істотно відмінні. В основу термодинаміки покладено два основних та один додатковий закони фізики, встановлені з повною вірогідністю дослідно. Тому всі висновки є настільки вірогідними, як і закони, покладені в її основу. Термодинаміка як самостійна наука виникла тоді, коли були відкриті два основні її закони. Їх ще називають *початками термодинаміки*. Третій закон (так звана теплова теорема Нернста) було встановлено пізніше, і він є основою тільки для деяких додаткових розділів термодинаміки. Область поширення термодинаміки обмежена розмірами об'єктів дослідження, які повинні бути досить великими, щоб забезпечити вирівнювання випадкових явищ мікросвіту. Проте цю вимогу задоволь-

няють навіть розміри піщинки, яка містить молекул більше, ніж число відер води в Каспійському морі. Проте внаслідок прогресу експериментальної техніки, науковому вивченню стали доступні частинки речовини, які складаються з порівняно невеликої кількості частинок. Зрозуміло, що для з'ясування властивостей окремої такої частинки закони статистики не придатні, до них не можна застосувати і друге начало термодинаміки.

Властивості великої сукупності частинок (властивості «цілого») не є простою сумою властивостей окремих молекул (властивостей складових частин). На певному ступені збільшення кількості частинок в системі виникає нова «якість». Друге начало не можна застосовувати до окремих молекул і ультрамікроскопічних частинок речовини, але воно вступає в свої права при певній (великій) кількості молекул в системі. Отже, термодинаміка вивчає процеси, що відбуваються в тілах скінчених, а не елементарно малих розмірів.

§ 4. Перше начало термодинаміки

Перше начало термодинаміки є узагальнюючим законом збереження і перетворення енергії, сформульованим щодо процесів, в яких бере участь теплота.

Перше начало термодинаміки можна сформулювати так: *надана системі теплота йде на збільшення її внутрішньої енергії, а також на роботу проти зовнішніх сил.*

Цим законом було підведено підсумок численним експериментам щодо створення «вічного двигуна». Перший проект такого двигуна відомий ще в XIII ст. Проте вже в 1775 р. Французька академія наук прийняла рішення не брати на розгляд проекти вічних двигунів. Перше начало стверджує: *«перпетуум мобіле»* (від лат. *perpetuum mobile* — вічно рухомий) *першого роду неможливий*. Під вічним двигуном першого роду розуміють такий двигун, який, повторюючи довільне число разів той самий процес, здатний виконати більшу роботу порівняно з тією кількістю енергії, яку він поглинає ззовні. Інакше кажучи, *«перпетуум мобіле» першого роду — це такий двигун, який сам би породжував енергію*. Якби вдалося побудувати «перпетуум мобіле» першого роду, людству не потрібно було б більше турбуватися про паливо, хімічна енергія якого перетворюється в двигунах внутрішнього згоряння і в парових машинах в енергію механічну, споруджувати греблі на ріках для гідросилових установок і т. д.

Тому не дивно, що було дуже багато спроб побудувати такий вічний двигун. Проте це нікому не вдалось. А відповідь на запитання «чому?» дає перше начало термодинаміки. З філософського погляду це формулювання першого начала термодинаміки, а отже, і закону збереження енергії, менш задовільне, ніж попереднє, бо воно запе-

речне. Усяке твердження, подане в заперечній формі, має меншу пізнавальну та наукову цінність, ніж твердження, подане в стверджувальній формі. У заперечній формі закону збереження енергії криється його конкретний, реальний зміст як універсального і абсолютного закону природи. Найголовніше в законі збереження й перетворення енергії, як зазначав Енгельс, це перетворюваність форм руху матерії з однієї в іншу. Проте в заперечному формулюванні закон збереження енергії зводиться до простого констатування про неможливість сконструювати машину, яка б працювала, не витрачаючи енергії. Цим обмеженим змістом закону збереження енергії в зазначеній

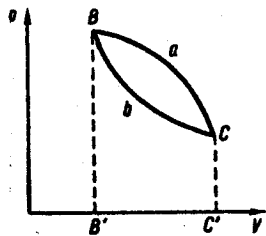


Рис. 4.4

заперечній формі користувались махісти в своїй боротьбі проти матеріалізму. Мах, наприклад, намагався довести, що закон про неможливість вічного двигуна першого роду тотожний закону причинності. Отже, Мах не бачив нічого нового в законі збереження енергії, крім простого констатування причинного зв'язку між явищами. Саму причинність Мах розумів ідеалістично, як обмеженість нашого суб'єктивного очікування, а не як закон природи.

Розглянемо термодинамічну систему, повна енергія якої

$$E = E_{\text{п}} + E_{\text{к}} + U, \quad (4.6)$$

де $E_{\text{п}}$ — потенціальна енергія системи; $E_{\text{к}}$ — кінетична енергія системи; U — її внутрішня енергія. Припустимо, що взаємодії системи з зовнішнім середовищем немає, тоді $E_{\text{п}} = 0$. Якщо система нерухома відносно зовнішніх тіл, то і $E_{\text{к}} = 0$.

Внутрішня енергія системи складається з кінетичної і потенціальної енергій складових її елементів:

$$U = U_{\text{к}} + U_{\text{п}}. \quad (4.7)$$

Припустимо, що в системі відбувається довільний коловий процес, коли система, зазнавши змін, повертається до свого початкового стану, як це схематично зображено на рис. 4.4. Чи зміниться енергія системи в стані B після колового процесу $BaCbB$? На підставі багатовікового досвіду, узагальненого в законі збереження й перетворення енергії, можна відповісти на це запитання так: внутрішня енергія системи в певному стані є величиною сталою і не залежить від того, як саме система прийшла до цього стану.

Якщо система, переходячи із стану B в стан C , внаслідок взаємодії з середовищем дістане енергію U_1 , а потім, повертаючись до стану B , віддасть середовищу енергію U_2 , то ці енергії дорівнюватимуть одна одній: $U_1 = U_2$. Інакше виходило б, що енергія виникає з нічого або зникає безслідно, що суперечило б закону збереження

й перетворення енергії. Звідси впливає важливий висновок: *внутрішня енергія термодинамічної системи є однозначною функцією стану, тобто кожному стану відповідає певне значення внутрішньої енергії*. Зрозуміло, що обернене твердження — кожному значенню внутрішньої енергії відповідає певний стан — цілком неправильне, бо даному значенню внутрішньої енергії можуть відповідати різні стани. Енергія є мірою руху. Рух є невід'ємною властивістю матерії. Тому збільшення чи зменшення енергії системи означає зміну в ній руху в кількісному та якісному відношенні. Зміна руху супроводжується зміною властивостей системи, її фізичного стану, який характеризується певними параметрами. Припущення, що в тому самому стані системи енергія може бути неоднаковою за величиною, рівнозначне припущенню, що рух не зв'язаний з матерією, а є чимось зовнішнім відносно неї. Проте це суперечить основам матеріалістичної діалектики про нерозривний зв'язок матерії й руху. Внутрішня енергія — однозначна функція термодинамічного стану. Внутрішня енергія системи в станах B і C (рис. 4.4) визначається станами системи і не залежить від того, як саме система перейшла, наприклад, із стану B в C (BaC чи BbC). Отже, *зміна внутрішньої енергії системи при переході з одного стану в інший не залежить від способу (шляху) переходу; вона залежить тільки від початкового й кінцевого станів*. Це є ще одним формулюванням першого начала термодинаміки.

Перейдемо до кількісного формулювання його. Розглянемо термодинамічну систему, наприклад газ у циліндрі з поршнем, що переміщується. Внаслідок взаємодії з середовищем енергія переходить до системи, або, навпаки, від системи до середовища. Цей обмін енергією можливий тільки двома способами: в результаті роботи або нагрівання. Ці два способи не виключають один одного і можуть діяти одночасно: наприклад, енергію газу можна збільшити одночасним стискуванням і нагріванням. Якщо тіло не одержує ззовні ніякої енергії, то робота, що її виконує газ при своєму розширенні, виконується за рахунок його внутрішньої енергії. Ця енергія U складається з кінетичної енергії теплового руху молекул та потенціальної енергії взаємодії їх.

Проте зміна внутрішньої енергії тіла при довільному процесі, взагалі кажучи, не збігається з виконаною роботою, бо тіло може одержувати (або віддавати) енергію також і через безпосередній перехід від інших тіл. При цьому механічна робота не виконується. Одержавно таким чином енергію називають *кількістю теплоти*. Вважатимемо цю величину додатною, якщо тіло дістає деяку кількість теплоти, і від'ємною, якщо воно віддає її.

Нехай газу під поршнем надали кількість теплоти $\Delta Q = Q_2 - Q_1$. Внаслідок розширення газу поршень підніметься на висоту Δh . Якщо тиск над поршнем залишається сталим ($p = \text{const}$), робота, яку

виконує газ, визначається формулою

$$\Delta A = p\Delta hS = p\Delta V. \quad (4.8)$$

Проте $\Delta Q \neq \Delta A$, оскільки частина підведеної до системи теплоти перетворюється у внутрішню енергію газу ΔU . Тоді справедлива така рівність:

$$\Delta Q = \Delta A + \Delta U, \quad (4.9)$$

де ΔQ — одержана кількість теплоти; ΔA — робота, що виконується; ΔU — зміна внутрішньої енергії системи при переведенні її під час нагрівання з одного стану в інший. Співвідношення (4.9) є кількісним виразом закону збереження енергії при теплових процесах, тобто є першим началом термодинаміки, яке можна сформулювати так: *кількість теплоти, надана системі, йде на приріст внутрішньої енергії та на виконання системою роботи над зовнішніми тілами.*

Повернемося до рис. 4.4. Нехай система при нагріванні переходить з стану B в стан C спочатку по шляху BaC , а потім — по шляху BbC . Робота, яку виконає система при цьому, визначатиметься площею, охопленою кривою BaC , ординатами BB' і CC' та віссю об'ємів у першому випадку, і площею, охопленою кривою BbC , ординатами BB' і CC' і віссю об'ємів — у другому випадку. З рис. 4.4 видно, що ці площі різні: при переході із стану B в стан C по шляху BaC система виконує більшу роботу, ніж при переході по шляху BbC . Отже, робота, яку виконує система при переході з одного стану в інший, залежить від шляху переходу. Оскільки ΔU в рівнянні (4.9) є величиною сталою для даних початкового й кінцевого станів, а кількість виконуваної роботи не є величиною сталою і залежить від шляху, то очевидно, що кількість теплоти, яку треба надати системі, щоб перехід відбувся, також залежить від шляху переходу. Як випливає з (4.9), для переходу з B в C по шляху BaC система повинна дістати більшу кількість теплоти, ніж для переходу по шляху BbC .

Отже, як робота, виконана системою, так і кількість теплоти, яку дістає система при переході з одного стану в інший, залежать від шляху переходу.

Цілком зрозуміло, що наведені міркування залишаються в силі і тоді, коли система при переході віддає теплоту або коли над системою виконується робота.

Таким чином, коли відомі тільки початковий і кінцевий стани системи, а шлях, яким відбувся перехід, невідомий, то не можна нічого сказати про те, скільки енергії система дістала (або втратила) в результаті роботи і скільки від нагрівання: *кількість роботи й кількість теплоти не є функціями стану термодинамічної системи.* Отже, зміст першого начала термодинаміки можна розкрити за допомогою внутрішньої енергії системи і двох єдино можливих еквівалентних форм передавання енергії — роботи й теплоти.

§ 5. Адіабатний процес. Рівняння адіабати

Адіабатним називають такий процес, який відбувається без теплообміну системи з навколишнім середовищем. Для здійснення адіабатного процесу треба оточити систему такою оболонкою, яка не пропускає теплоти, але заважає тому, щоб система виконувала роботу або робота виконувалась над системою. Таку оболонку називають адіабатною. Прикладом оболонки, близької до адіабатної, може бути оболонка з поганого провідника теплоти. При адіабатному процесі система обмінюється енергією з середовищем тільки в результаті роботи, при цьому вона не дістає і не віддає теплоти, тобто $\Delta Q = 0$. Перше начало термодинаміки для цього випадку і нескінченно малих величин має вигляд

$$dU + \delta A = 0, \quad (4.10)$$

де dU — повний диференціал; δA — неповний диференціал. Нехай один моль ідеального газу знаходиться під поршнем. Закріпивши поршень, підвищимо температуру газу на dT . Оскільки об'єм газу залишається сталим, то кількість теплоти, що потрібна для такого нагрівання, дорівнює $C_V dT$. А оскільки при цьому не виконується робота, то ця кількість теплоти дорівнює збільшенню внутрішньої енергії газу $dU = C_V dT$.

Якщо початковий стан (T, V) буде таким самим, що й в попередньому досліді, але поршень не закріплений, а може вільно переміщуватись при незмінному зовнішньому тиску p , то газ виконуватиме роботу $\delta A = p dV$. Оскільки внутрішня енергія газу залежить тільки від температури, то вона змінюється так само, як і у попередньому випадку.

Отже, при адіабатному процесі система виконує роботу за рахунок внутрішньої енергії, яка зв'язана з температурою. Зміна внутрішньої енергії при адіабатному процесі приводить до зміни температури системи. Враховуючи, що $\Delta A = p \Delta V$ (див. формулу (4.2)) і $\Delta U = C_V \Delta T$ (див. формули (3.18), (3.23)), формула (4.10) набуде такого вигляду:

$$C_V \Delta T + p \Delta V = 0. \quad (4.11)$$

При адіабатному розширенні газу, коли збільшується об'єм ($\Delta V > 0$), з формули (4.11) видно, що температура знижується ($\Delta T < 0$), тобто газ охолоджується. Якщо ж $\Delta V < 0$, то $\Delta T > 0$, тобто газ нагрівається. До речі властивість газів охолоджуватись при розширенні їх в адіабатних умовах покладено в основу принципу дії холодильників. Отже, при адіабатному процесі температура системи може змінюватись, хоча системі теплота не передається. Звідси виходить, що теплоємність системи при адіабатному процесі дорівнює нулю. Проте нуль — це сталие число. А процес, при якому теплоємність залишається сталою, називають *політропним*. Тому адіабат-

ний процес є окремим випадком політропного процесу, а саме таким політропним процесом, при якому теплоємність дорівнює нулю. Рівняння адиабати ідеального газу має такий вигляд:

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (4.12)$$

де $\gamma = C_p/C_v$ — відношення теплоємності газу при сталому тиску і сталому об'ємі. Рівняння (4.12) називають *рівнянням Пуассона*. Із співвідношення (4.11) дістанемо вираз для роботи, якщо система адиабатно переходить з одного стану в інший:

$$dA = pdV = -C_v dT, \\ A = \int_{T_2}^{T_1} C_v dT = C_v (T_1 - T_2) = C_v T_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right). \quad (4.13)$$

Можна показати, що для адиабатного процесу

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}. \quad (4.14)$$

Замінивши в (4.13) відношення температур відношенням об'ємів відповідно до (4.14), дістанемо вираз для роботи при адиабатному розширенні ідеального газу

$$A = C_v T_2 \left(1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right). \quad (4.15)$$

§ 6. Енергетизм та причини його виникнення

У середині XIX ст. у фізиці було обґрунтовано один з її найважливіших принципів — принцип збереження енергії. Він дав змогу з єдиної точки зору пояснити багато фізичних процесів, які до того вважались істотно різними і незалежними один від одного. В фізиці виник надзвичайно ефективний метод пізнання, який називається *енергетичним* (термодинамічним або феноменологічним) і який знайшов своє широке застосування у другій половині XIX ст. в описовій (феноменологічній) термодинаміці.

Феноменологічний метод ще називається методом принципів. Цей метод не висуває ніяких гіпотез про внутрішній механізм досліджуваних явищ. Дослідні факти узагальнюються і вважаються принципами. Прикладом таких принципів, крім закону збереження енергії, може бути принцип сталості швидкості світла та ін., а типовими дисциплінами, побудованими за таким методом, — феноменологічна термодинаміка та електродинаміка Максвелла (макроскопічна електродинаміка). Метод принципів безпосередньо спирається на дослідні факти, дає сумарну характеристику і не вникає у внутрішні деталі досліджуваних процесів. У цьому сила й слабкість методу принципів.

Поряд з методом принципів у фізиці широко поширений метод модельних гіпотез. Яскравим прикладом застосування цього методу

е молекулярно-кінетична теорія (класична статистична механіка) та електронна теорія (мікроскопічна електродинаміка).

Теорії, побудовані з врахуванням внутрішньої структури, внутрішніх механізмів процесів, розвивають і поглиблюють відповідні феноменологічні дисципліни. В історії науки метод принципів і метод гіпотез взаємно доповнюють один одного і однаково потрібні для її успішного розвитку. При цьому в різні періоди і в різних областях дослідження то один, то другий з цих методів може відігравати і відіграє провідну роль, проте це не дає ніяких підстав абсолютизувати жоден з них.

У зв'язку з бурхливим розвитком термодинаміки в другій половині XIX ст. виникла нова філософська течія — енергетизм. Причиною виникнення філософського енергетизму полягає в метафізичній абсолютизації термодинамічного методу В. Оствальдом, Е. Махом та їхніми послідовниками. Прихильники енергетизму виступали проти визнання існування атомів, вважали єдиним завданням фізики відшукати і описати енергетичні співвідношення. Мах, наприклад, порівнював визнання фізиками реального існування атомів з вірою середньовічних обскурантів і відьм і називав атомістичну гіпотезу «шабашем відьм». Разом із запереченням існування атомів прихильники енергетизму взагалі заперечували наявність матеріального носія енергії, вважали, що енергія існує сама по собі. При цьому послідовники Оствальда не вважали себе ідеалістами. Вони заявляли, що енергетизм стоїть над матеріалізмом й ідеалізмом, немов би долає протилежність їх.

У термінах «енергетики» так само можна виразити матеріалізм й ідеалізм з більшою чи меншою послідовністю. Якщо оголосити все існуюче енергією, а енергію субстанцією, яка існує поза і незалежно від свідомості, то ми залишимося на позиціях матеріалізму, правда плутаного й непослідовного. Чіткий термін для означення об'єктивної реальності «матерія» замінено двозначним в такому розумінні терміном «енергія». Проте прихильники енергетизму ввели в філософський вжиток поняття енергії зовсім не для того, щоб означити ним об'єктивне джерело наших знань, а навпаки, щоб під благовидними підставами не визнавати такого джерела. Прихильники енергетизму, метафізично роздуваючи глибоко розкриту природознавством неможливість існування об'єктів поза рухом, оголошують, що існує тільки один рух.

Отже, намагання подати енергію як фундаментальну філософську категорію безпідставне і не витримує критики. Поняття енергії не долає протилежності матерії і свідомості, а навпаки, є спробою заплутати, завуалювати ці протилежності. Неправомірні намагання також з фізичної точки зору подати енергію єдиним об'єктом фізичного дослідження, вони є результатом метафізичної абсолютизації ролі енергетичного методу в фізичному дослідженні.

Праці А. Ейнштейна і М. Смолуховського з вивчення броунівського руху остаточно довели реальне існування атомів і молекул. В. Оствальд, який за кілька років до цього оголосив, що через 50 років атоми будуть зустрічатися лише в «пилу бібліотек», змушений був «визнати» їх реальне існування, — в «пилу бібліотек» опинився енергетизм, а не атоми.

§ 7. Друге начало термодинаміки

Перше начало термодинаміки стверджує, що не можна створити таку машину, яка б породжувала енергію. Проте воно нічого не говорить, наприклад, про таку теплову машину, яка б всю теплоту, відібрану у тіла, повністю перетворювала в роботу і обходила, отже, без холодильника або будь-якого тіла, яке б заміняло його. (В парових машинах холодильником є конденсатор або в менш економічних — атмосферне повітря). Якби це стало практично можливим, то така машина була б вічним двигуном другого роду.

Під *вічним двигуном другого роду* розуміють такий тепловий двигун, який, повторюючи довільне число разів той самий процес, був би здатний повністю перетворити в роботу всю теплоту, що надходить від якого-небудь тіла або тіл, які є джерелом теплоти, і при цьому обходиться без інших тіл, які б відбирали теплоту, не перетворену в роботу. Якби за допомогою вічного двигуна другого роду ми навчились безпосередньо перетворювати одержану від води океанів теплоту в роботу, то океан був би, по суті, невичерпним джерелом енергії. Так, при зниженні температури світового океану лише на соту частину градуса енергії, яку б дістали від нього, вистачило б для всього людства на 1700 років.

Досвід показує, що описані вічні двигуни першого й другого роду можуть існувати тільки в людській фантазії, реально їх бути не може. Намагання побудувати вічні двигуни заздалегідь приречені на невдачу. Зусилля потрібно спрямувати не на здійснення їх, а насамперед на те, щоб усвідомити, чому такі двигуни не можуть існувати.

Друге начало вказує на те, що процес, при якому відбувається перехід теплоти в роботу, можливий тільки тоді, коли він компенсується певними змінами термодинамічного стану тіл, що беруть участь в процесі. Некомпенсований перехід теплоти в роботу неможливий. Під компенсацією розуміють зміну стану робочого тіла або якогось третього тіла, залученого до процесу. Друге начало дещо обмежує перетворення однієї форми передачі енергії — теплоти — в іншу форму передачі енергії — роботу. Внаслідок цього для розуміння суті другого начала завжди треба сукупно розглядати принаймні три тіла: перше — віддає деяку кількість теплоти (нагрівник), друге — теплоту відбирає від першого (робоче тіло) і третє — від другого дістає енергію у формі роботи. Якщо ж потрібно, щоб в кінці проце-

су одне з цих тіл (робоче) повернулося до свого початкового стану, то залучають у процес ще четверте тіло — холодильник.

Перше начало термодинаміки встановило кількісний зв'язок між теплою, роботою і внутрішньою енергією системи, проте нічого не говорить про напрям процесу. Друге начало термодинаміки якраз вказує на напрям теплових процесів. Отже, неможливі такі процеси, єдиним кінцевим результатом яких був би перехід деякої кількості теплоти від тіла менш нагрітого до тіла більш нагрітого. Друге начало термодинаміки можна сформулювати так: *«перпетуум мобіле» другого роду неможливий.*

Тепер розглянемо таке питання: чи може тепловий двигун перетворити всю передану йому теплоту в роботу, чи може ККД (коефіцієнт корисної дії) теплового двигуна дорівнювати одиниці. Нехай робочим тілом буде ідеальний газ. Внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури. Отже, при ізотермічному рівноважному розширенні ідеального газу (нехай газ діє на поршень, під яким він міститься) внутрішня енергія залишиться незмінною, і вся передана теплота перетвориться в роботу, виконану газом при розширенні. За першим началом термодинаміки $\Delta Q = \Delta A + \Delta U$. Якщо $U = \text{const}$, то збільшення Q приведе до збільшення лише A . Проте при використанні газу як робочого тіла в тепловому двигуні після розширення його потрібно повернути до початкового об'єму. На це треба затратити непродуктивно частину роботи, виконаної газом. Для здійснення цього переходу треба залучити в процес ще третє тіло — холодильник, якому в вигляді теплоти буде віддана робота, затрачена на стиснення газу. Тому друге начало термодинаміки можна ще сформулювати так: *неможливий процес, єдиним результатом якого було б повне перетворення всієї теплоти, яку одержали від деякого тіла, в роботу.*

Отже, в циклічно діючій тепловій машині лише частина теплоти від нагрівника перетворюється в роботу, а друга частина (і досить значна) віддається холодильнику. Тому ККД теплової машини, навіть для випадку, коли б вона була сконструйована ідеально (без втрат на тертя), ніколи не дорівнюватиме одиниці. ККД теплової машини залежить від форми циклу і меж температур, в яких робоча речовина виконує цикл. Особливості фізичної і хімічної природи робочої речовини не впливають на ККД. Для теплових машин оптимальним є цикл, описаний вперше основоположником термодинаміки Саді Карно (1796—1832).

§ 8. Цикл Карно

Саді Карно, вивчаючи проблему можливого підвищення ККД теплових машин, показав, що *найбільший ККД теплової машини не залежить від природи тіла і повністю визначається граничними температурами, в яких машина виконує цикл.*

Знайдемо ККД машини, в якій ідеальний газ здійснює цикл, обмежений двома адиабатами і двома ізотермами (цикл Карно) (рис. 4.5). Під час першої ізотермічної стадії розширення (крива 1—2) нагрівник віддає, а ідеальний газ — робоче тіло — дістає теплоту Q_1 , що дорівнює роботі розширення газу від об'єму V_1 до об'єму V_2 :

$$Q_1 = nRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (4.16)$$

де n — число молів газу. В другій адиабатній стадії розширення (крива 2—3) робота виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії газу, тобто внаслідок зниження температури газу від температури нагрівника до температури холодильника. При цьому газ не дістає і не віддає теплоти.

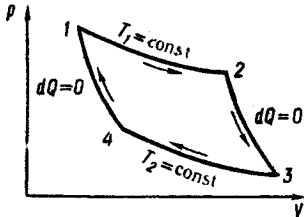


Рис. 4.5

Потім ідеальний газ стискається ізотермічно від об'єму V_3 до об'єму V_4 . На це стиснення газу (крива 3—4) повинна бути затрачена робота, яка внаслідок ізотермічності процесу повністю перетвориться в теплоту, що газ віддає холодильнику:

$$Q_2 = nRT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}. \quad (4.17)$$

Цикл завершується адиабатним стисненням газу до початкового об'єму V_1 ; при цьому затрачена робота йде на підвищення температури газу до початкового значення, тобто до температури нагрівника.

Отже, за повний цикл газ дістає теплоту Q_1 і віддає Q_2 .

Оскільки в кінці циклу газ повертається в свій початковий стан, і, отже, внутрішня енергія, яка визначається станом системи, набуває свого початкового значення, різниця теплот $Q_1 - Q_2$ дорівнюватиме роботі A , виконаній газом за цикл.

За визначенням, ККД є відношенням цієї роботи до кількості теплоти, яку дістало робоче тіло від нагрівника:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (4.18)$$

Якщо використати співвідношення (4.16) і (4.17) та взяти до уваги, що $\frac{V_3}{V_1} = \frac{V_2}{V_4}$, то неважко дістати для ККД теплової машини такий вираз:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (4.19)$$

Тобто ККД циклу Карно для ідеальної теплової машини дорівнює відношенню різниці температур нагрівника й холодильника до абсолютної температури нагрівника.

ККД теплових машин, що працюють за циклом Карно з одними і тими самими нагрівником і холодильником, однакові і незалежать

від робочої речовини та конструкції машини, яка здійснює цикл. ККД теплових машин у випадку необоротних процесів завжди менший від ККД у випадку оборотних процесів.

Основними елементами теплової установки є нагрівник, циліндр з робочою речовиною (пара) і холодильник. Часто роль холодильника виконує навколишнє середовище, зокрема повітря. ККД парових машин дуже низький. Для його збільшення підвищують температуру нагрівника (котла) і знижують температуру холодильника, використовуючи тепловідбираюче тіло. Так досягають збільшення різниці $T_1 - T_2$, а отже, і ККД, що видно з співвідношення (4.19). Наприклад, знайдемо максимальний ККД парової машини, що працює за циклом Карно, якщо температура пари 500 К, а температура холодильника — 300 К:

$$\eta = \frac{500 - 300}{500} = 0,4,$$

тобто в оптимальному випадку ККД теплової машини дорівнюватиме 40 %.

Зауважимо, що звичайні парові машини при даних температурах пари й холодильника мають менший ККД — близько 20 %. Пояснюється це тим, що парові машини, як і всі інші теплові машини, не працюють за циклом Карно, а також і тим, що в усіх звичайних машинах відбуваються необоротні процеси. Проте загальною особливістю роботи теплових машин є те, що частина енергії, яку дістає робоче тіло від нагрівника, обов'язково віддається холодильнику. Якщо механічна енергія рухомих тіл (поршня) при всіх перетвореннях повністю переходить у внутрішню енергію тіла (газу, пари), то внутрішня енергія лише частково перетворюється в енергію руху механізмів. Хаотичний рух молекул не може бути таким, щоб усі молекули одночасно передали тілу (поршню) весь запас кінетичної енергії. Якщо навіть припустити, що це стало можливим, то частина внутрішньої енергії залишиться у вигляді потенціальної при наявності взаємодії між частинками. *Внутрішня енергія тіл не може повністю перетворюватись у механічну енергію рухомих механізмів.* Якщо два тіла мають різні температури і $T_1 > T_2$, то теплота передаватиметься від першого до другого тіла, а при $T_1 = T_2$ настане теплова рівновага. Чи може теплота сама по собі передаватись від другого до першого тіла тоді, коли температура другого тіла нижча від температури першого? Такий процес не суперечив би першому началу, але суперечив би другому.

У. Томсон дав таке формулювання другого начала термодинаміки: *неможливий коловий процес, єдиним результатом якого було б виконання роботи тільки за рахунок охолодження теплового резервуара.*

Під тепловим резервуаром розуміють тіло або систему тіл, що перебувають у стані термодинамічної рівноваги і мають певний запас

внутрішньої енергії. Сам тепловий резервуар не виконує макроскопічної роботи, він може тільки віддавати внутрішню енергію іншому тілу або системі тіл. Якщо така система виконує роботу за рахунок внутрішньої енергії теплового резервуара, то її називають в термодинаміці *робочим тілом*. За Томсоном, неможливий коловий процес, єдиним результатом якого було б виконання роботи за рахунок зменшення внутрішньої енергії теплового резервуара.

М. Планк сформулював друге начало термодинаміки так: *неможливо побудувати періодично діючу машину, єдиним результатом якої було б підняття вантажу за рахунок охолодження теплового резервуара*.

Вказівка на періодичність дії машини в формулюванні Планка істотно так само, як істотний в формулюванні Томсона той факт, що процес має бути коловим. Формулювання Планка відрізняється від формулювання Томсона лише за формою. В обох випадках розглядається коловий процес, єдиним результатом якого є виконання роботи за рахунок охолодження теплового резервуара.

Інше формулювання другого начала термодинаміки дав у 1850 р. Клаузіус: *теплота не може сама по собі переходити від тіла менш нагрітого до тіла більш нагрітого*. Під теплою тут слід розуміти внутрішню енергію тіла. Зміст формулювання Клаузіуса полягає в тому, що немає жодного способу, яким можна було б відібрати теплоту від менш нагрітого тіла, цілком передати його більш нагрітому тілу і до того ж так, щоб в природі не відбулася ніяких змін.

§ 9. Ентропія

Розглянемо ідеальну теплову машину, що працює за циклом Карно. Для обчислення її ККД скористаємось співвідношенням (4.18) і зробимо такі перетворення:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (4.20)$$

Крім того, ККД такої машини можна визначити за формулою (4.19):

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Прирівнюючи праві частини цього виразу і виразу (4.20), дістанемо

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \text{ або } \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0. \quad (4.21)$$

Відношення $\frac{Q}{T}$ називають *зведеною теплотою*. Формулу (4.21) можна прочитати так: якщо система виконує оборотний процес, який графічно зображується у вигляді відрізків двох ізотерм та двох адіабат, то алгебраїчна сума зведених теплот дорівнює нулю. Нескін-

ченно малим відріzkам ізотерм відповідають нескінченно малі кількості теплоти δQ . Отже, для суми зведених теплот дістанемо таке співвідношення:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (4.22)$$

Кружечок на інтегралі означає, що інтеграл береться по замкнутому контуру, який зображує процес. Отже, для обчислення інтеграла (4.22) треба знати діаграму процесу. Формула (4.22) є кількісним виразом другого начала термодинаміки. Проте цю формулу можна застосувати лише до оборотних циклів.

Щоб дістати загальний вираз другого начала термодинаміки, який можна застосувати до будь-якого термодинамічного процесу, треба насамперед ввести поняття про нову фізичну величину, яку називають ентропією. У 1865 р. у фізику це поняття ввів Клаузіус.

Введемо функцію стану системи S , зміна якої при переході системи зі стану 1 в стан 2

визначається інтегралом $\int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$. Цю функцію називають *ентропією*. Якщо ентропію в стані 1 позначити S_1 ,

а в стані 2 — S_2 , то зміна ентропії при переході з стану 1 в стан 2 буде

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (4.23)$$

Для нескінченно малих змін ентропії можна записати

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (4.24)$$

Ентропія є функцією стану системи і в цьому неважко переконатись. Розглянемо два стани системи 1 і 2, подані на рис. 4.6. Застосуємо друге начало до оборотного циклу $1A2B1$:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (4.25)$$

Залишемо цей інтеграл як суму двох інтегралів:

$$(A) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + (B) \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (4.26)$$

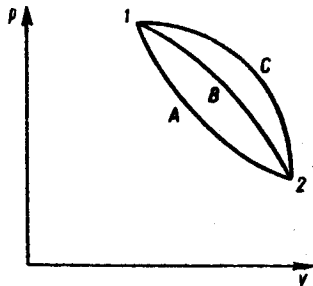


Рис. 4.6

Якщо ж система перейшла із стану 1 в 2 по шляху 1С2, то можна записати

$$(C) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + (B) \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (4.27)$$

В рівностях (4.26) і (4.27) один доданок спільний, тому

$$(A) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = (C) \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (4.28)$$

З виразу (4.28) видно, що ентропія системи при оборотному процесі не залежить від шляху переходу з одного стану в інший. Можна показати, що при переході системи з одного стану в інший при необоротному процесі сума зведених теплот $\sum \frac{\delta Q}{T}$ менша від зміни ентропії dS . Для елементарного необоротного процесу

$$dS > \frac{\delta Q}{T}. \quad (4.29)$$

Отже, загальний вираз другого начала термодинаміки має такий вигляд:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T}, \quad (4.30)$$

де знак рівності стосується оборотних процесів, а знак нерівності — необоротних.

При переході системи з одного стану в інший ентропія може збільшуватись або зменшуватись залежно від того, чи дістає система теплоту, чи віддає її. При плавленні тіла ентропія збільшується, при кристалізації — зменшується; при випаровуванні — збільшується, при конденсації — зменшується.

Якщо система складається з кількох тіл і під час процесу ентропія одного з них змінюється на ΔS_1 , другого на ΔS_2 , третього на ΔS_3 і т. д., то зміна ентропії системи буде

$$\Delta S = \sum_{i=1}^n \Delta S_i. \quad (4.31)$$

Ентропія є величиною адитивною, тобто ентропія системи дорівнює алгебраїчній сумі ентропій тіл, які входять до складу системи. Звідси випливає, що під час процесу зміна ентропії може дорівнювати нулю, тобто ентропія системи може залишатися сталою. Припустимо, що система повністю ізольована. Тоді вона ізольована і в тепловому відношенні, теплообміну немає, тобто $\delta Q = 0$. Якщо в цій системі відбуваються оборотні процеси, то

$$\int \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad dS = 0, \quad \text{а } S = \text{const}. \quad (4.32)$$

Отже, ентропія ізольованої системи, в якій відбуваються оборотні процеси, залишається сталою. Якщо в ізольованій системі відбуваються необоротні процеси, то відповідно до (4.29) $dS > \frac{\delta Q}{T}$. Оскільки в ізольованій системі процеси відбуваються адіабатно і $\delta Q = 0$, то

$$dS > 0. \quad (4.33)$$

Тобто при необоротному процесі в ізольованій системі ентропія системи зростає.

Оскільки всі реальні процеси необоротні, ми доходимо висновку: *в замкнених системах всі процеси відбуваються в напрямі зростання ентропії*. Коли настає рівновага, процеси припиняються і ентропія досягає найбільшого з можливих значень. Отже, з погляду термодинаміки виходить, що *умовою рівноваги в замкненій системі є максимум ентропії*. Це дало підставу Клаузіусу сформулювати друге начало термодинаміки так: *ентропія будь-якої ізольованої системи прямує до максимуму*.

Якщо закон зростання ентропії (друге начало) вказує на напрям перебігу процесів, закон збереження ентропії (перше начало) вказує на те, як повинен відбуватись той чи інший процес.

Друге начало стверджує, що в усіх ізольованих системах ентропія залишається сталою при оборотних процесах або збільшується при необоротних. Оскільки повністю оборотні процеси є граничним ідеалізованим випадком, то фактично в усіх замкнених системах відбувається зростання ентропії, в чому виявляється наближення системи до термодинамічної рівноваги.

Слід зазначити, що зміни в системі в напрямі статистичної рівноваги властиві тільки ізольованим системам. Якщо система не замкнена, то в ній не може настати статистична рівновага. Наприклад, життя на Землі постійно розвивається, і живі організми не виявляють тенденції до переходу в стан з максимальною ентропією. Проте це не означає, що процеси в організмах суперечать другому закону термодинаміки або організми є «антиентропійними» системами. Друге начало з його вимогою про необхідність статистичної рівноваги можна застосовувати лише до замкнених систем, організми ж є незамкненими, або відкритими системами. Вони постійно взаємодіють з навколишнім середовищем, дістаючи від нього продукти харчування, повітря, світло, теплоту. Щодо таких систем друге начало не містить у собі ніяких тверджень. Якщо ж організм повністю ізолювати від навколишнього середовища і перетворити його в замкнену систему, то зрозуміло, що без повітря і без обміну речовин організм дуже швидко перейде в стан термодинамічної рівноваги з середовищем. Отже, тенденція до дезорганізації і невпорядкованого руху переважує в замкнених системах, тоді як в незамкнених системах, для яких

характерний високий рівень організації, можливий як завгодно довго впорядкований рух і розвиток по висхідній лінії. Такі системи прийнято характеризувати негентропією, яка за фізичною суттю зв'язана з ентропією і для відкритих систем також зростає з часом.

§ 10. Статистичний зміст другого начала термодинаміки

На відміну від першого друге начало термодинаміки має статистичну основу. Явища мікросвіту (зіткнення молекул, теплове випромінювання атомів) підлягають закону розподілу випадкових подій, так званому закону великих чисел; це виявляється в нерівноцінності теплоти і роботи, або, що те саме, в неможливості некомпенсованого перетворення теплоти в роботу.

Другому началу не підлягає одна або кілька молекул, бо до одної (кількох) молекул не можна застосувати закон великих чисел.

Такі поняття, як теплота, температура, ентропія, мають фізичний зміст тільки відносно досить великої кількості молекул. Статистичний зміст другого начала був відкритий Л. Больцманом. З погляду молекулярно-кінетичної теорії суть другого начала полягає в тому, що *природа прагне від станів менш імовірних до станів більш імовірних*. Для газу найбільш імовірним станом є рівномірний розподіл молекул у всьому об'ємі, а також максвеллівський розподіл молекул за швидкостями.

Якщо в різних точках системи будуть різними густина або температура, то в такій системі відбуватиметься відповідно дифузія або теплопровідність. У цих випадках (при дифузії і теплопровідності) початковий стан є менш імовірним, ніж кінцевий, і процеси йдуть від менш імовірних станів до більш імовірних, аж поки настане рівновага. Отже, статистика відповідає на питання про напрям термодинамічних процесів так: *у замкненій системі, яку залишили саму на себе, відбувається довільний перехід її від стану менш імовірного до більш імовірного*. Час, за який система переходить до найбільш імовірного стану, називається *часом релаксації*.

Між відповідями про напрям термодинамічних процесів, які дають статистика і термодинаміка, повинен існувати певний зв'язок. Закони термодинаміки та всі термодинамічні функції можна одержати за допомогою статистики, ґрунтуючись на уявленні про молекулярну будову речовини. Для знаходження такого зв'язку спочатку введемо поняття термодинамічної ймовірності. Якщо розглядати систему з молекул газу, то в ній молекули не відрізняються одна від одної, і фізичні властивості такої системи не залежать від того, де міститься та чи інша молекула, а тільки від того, як вони розподілені. Отже, фізичні властивості газу залежать від макростану. Цими фізичними властивостями є тиск, температура, енергія, тобто всі ті величини, які вважаємо характеристиками термодинамічного стану. *Термоди-*

намічний стан із статистичного погляду є макростаном, і даному макростану можуть відповідати багато мікростанів. Слід зауважити, що в загальному випадку мікростан системи характеризується не тільки координатами, а й енергіями або імпульсами молекул. Число мікророзподілів, яке відповідає одному макророзподілу, називається термодинамічною ймовірністю даного розподілу.

Уявімо, що досліджувана система поділена на дві частини a і b , які характеризуються ентропією і термодинамічною ймовірністю S_a, S_b, W_a, W_b відповідно. Виходячи з властивості адитивності для ентропії, ентропія системи в цілому буде

$$S = S_a + S_b. \quad (4.34)$$

Ймовірність будь-якої сукупної події дорівнює добутку ймовірностей окремих подій. Наприклад, нехай ймовірність виграшу по одному лотерейному білету P_1 , а по другому — P_2 . Ймовірність виграшу хоча б по одному з них $P_1 + P_2$, ймовірність одночасного виграшу по обох білетах дорівнює добутку $P_1 \cdot P_2$. Аналогічно термодинамічна ймовірність стану системи дорівнює добутку ймовірностей його частин:

$$W = W_a \cdot W_b. \quad (4.35)$$

Отже, додавання ентропій відповідає добутку термодинамічних ймовірностей. Такого типу зв'язок між величинами існує тоді, коли перша з цих величин S пропорційна логарифму другої величини W . Звідси випливає, що ентропія газу пропорційна логарифму його термодинамічної ймовірності:

$$S = k \ln W + \text{const}. \quad (4.36)$$

Це рівняння обгрунтував Больцман. Тут k — стала Больцмана. Отже, чим більша ймовірність того чи іншого стану, тим більша ентропія в цьому стані. Ймовірність рівноважного стану максимальна. Ентропія в цьому стані також максимальна.

Отже, друге начало термодинаміки можна сформулювати так: якщо замкнена система в деякий момент часу перебуває в нерівноважному макроскопічному стані, то найімовірнішим наслідком в наступні моменти часу буде монотонне зростання ентропії системи. Ентропію називають також мірою безпорядку в системі.

Говорячи про «найімовірніший» наслідок, треба мати на увазі, що в дійсності ймовірність переходу до стану з більшою ентропією настільки переважає в порівнянні з ймовірністю скількись помітного зменшення, що останнє фактично ніколи не спостерігатиметься в природі.

Якщо ж ми спробуємо застосувати статистику до світу в цілому, що розглядається як єдина замкнена система, то відразу зіткнемось з суперечністю між теорією і дослідом. Відповідно до результатів статистики, Всесвіт мав би знаходитись у стані повної статистичної рів-

новаги, точніше, в різновазі мала б перебувати як завгодно велика, але скінченна його частина, час релаксації якої у всякому разі скінченний. Проте досвід свідчить, що властивості природи не мають нічого спільного з властивостями рівноважної системи. Те саме стосується і всієї доступної нашому спостереженню колосальної частини Всесвіту.

Вихід з цієї суперечності треба шукати в загальній теорії відносності. Справа в тому, що при розгляді частини Всесвіту важливу роль починає відігравати гравітаційне поле. «Істотно, що гравітаційне поле саме не може бути включене до складу замкненої системи через те, що при цьому перетворилися б на тотожності закони збереження; які є основою статистики. Внаслідок цього в загальній теорії відносності світ як ціле повинен розглядатись не як замкнута система, а як система, що перебуває в змінному гравітаційному полі: в зв'язку з цим застосування закону зростання ентропії не приводить до висновку про необхідність статистичної рівноваги»*.

Отже, питання про фізичні основи закону монотонного зростання ентропії залишається відкритим.

Резюмуючи, ще раз нагадаємо загальне формулювання закону зростання ентропії: *в усіх існуючих в природі замкнених системах ентропія ніколи не зменшується — вона збільшується або в граничному випадку залишається сталою.*

§ 11. Філософські висновки з другого начала термодинаміки

Друге начало термодинаміки є узагальненням величезної кількості експериментального матеріалу і блискуче підтверджується для всіх відомих макроскопічних процесів. Проте висновки з нього різні вчені робили діаметрально протилежні. Вже автори другого начала У. Томсон (Кельвін) і Р. Клаузіус поширили його на світ в цілому і зробили висновок про неминучу теплову смерть світу.

Закон зростання ентропії визначає напрям енергетичних перетворень: всі вони в замкнених системах відбуваються лише в одному напрямі. Досягнення замкненою системою максимально можливої ентропії відповідає досягненню в ній теплової рівноваги. Різниця температур, які характеризують окремі частини системи, зникає, і макроскопічні процеси стають неможливими. Вся властива системі енергія перетворюється в енергію неупорядкованого, хаотичного руху мікрочастинок системи, і зворотний перехід теплоти в роботу неможливий. З цього погляду ентропія характеризує здатність енергії до перетворень. Це можна зрозуміти з аналізу поняття *вільної*

* Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика: В 3 ч.— М.: Наука, 1976.— Ч. 1.— С. 46.

енергії $\Psi = U - TS$, де Ψ — вільна енергія; T — абсолютна температура; S — ентропія. В роботу може бути перетворена не вся енергія U , а лише частина її за винятком величини TS . Цю величину можна назвати зв'язаною, «знеціненою» енергією, яка не може бути перетворена в роботу. Отже, чим більша ентропія, тим менша вільна енергія і тим більше знецінена повна енергія, хоч якісно вона залишається тією самою.

За Клаузіусом всі процеси в природі відбуваються в напрямі зростання ентропії, що означає неухильне знецінення енергії, пов'язане з її перетворенням у теплоту і вирівнювання температур внаслідок теплообміну. Рано чи пізно це приведе до абсолютної теплової рівноваги у Всесвіті і, отже, до теплової смерті. Енергія хоч і збережеться кількісно, але зникне в якісному відношенні. Цю думку в лаконічній формі виклав Р. Клаузіус так: енергія Всесвіту стала, ентропія Всесвіту прагне до максимуму.

Розглядаючи друге начало термодинаміки, як закон «знецінення» енергії у Всесвіті, Дж. Джінс вважав, що при повному перетворенні речовини в випромінювання, температура світового простору підніметься лише на кілька десятків градусів, залишаючись все ж таки значно нижчою від температури рідкого повітря.

До висновків Дж. Джінса приєднався також А. Еддінгтон, який вважав, що з часом вся речовина Всесвіту перетвориться в випромінювання і світ буде нагадувати радіохвильову кулю, що розширюється. Еддінгтон якраз вважав зростання ентропії показником напрямку зміни часу від минулого до майбутнього. Оскільки при тепловій смерті ентропія досягне максимуму, то час в цьому випадку зупинився б. Якщо за кінець світу А. Еддінгтон брав стан його термодинамічної рівноваги, то за початок — такий стан світу, коли матерія й енергія мали максимум можливої організації. Виходить, що за другим началом повинен бути кінець світу з настанням його теплової смерті, то тоді повинен існувати початок його, як твердить А. Еддінгтон. Прихильником теплової смерті був, наприклад, відомий американський вчений Н. Вінер — один з творців кібернетики.

З критикою теорії теплової смерті Всесвіту виступив видатний фізик-матеріаліст Л. Больцман (1844—1906). В класичній термодинаміці вважається, що при досягненні в системі теплової рівноваги в ній припиняються будь-які активні процеси, пов'язані з відхиленням від цього стану. Больцман підійшов до проблеми теплової рівноваги з позицій молекулярно-кінетичної теорії теплоти, пов'язав поняття ентропії з станом молекулярної системи, з його ймовірністю (4.36). Проте він допускав можливість зміни стану системи навіть при статистичній рівновазі. Оскільки стан найбільшої ймовірності близький до стану дещо меншої ймовірності, то в системі відбуватимуться невеликі відхилення від цього стану, або флуктуації, протягом яких ентропія буде зменшуватися. За Больцманом, ентропія

замкненої системи з часом збільшується, але в окремі моменти часу спостерігається її зменшення, яке обумовлене флуктуаціями речовини.

Больцман переносить ці уявлення на Всесвіт. Він вважав, що друге начало справедливе для Всесвіту, який в цілому перебуває вже в стані теплової рівноваги. В окремих же частинах його із зменшенням ентропії відбуваються відхилення від цього стану, або флуктуації, які охоплюють іноді гігантські за розмірами області. Подібні флуктуації характеризуються законами ймовірності, після кожної з таких флуктуацій система повертається в попередній стан рівноваги. Больцман допускав, що оточуюча нас область зіркового простору є саме такою гігантською за розмірами флуктуацією, в ході якої виникли можливості для виникнення життя на Землі.

Флуктуаційна гіпотеза Больцмана відіграла прогресивну роль у боротьбі проти теорії теплової смерті, оскільки вона допускала можливість постійних змін у світі. Проте Больцман стояв на позиціях метафізичного і механістичного матеріалізму і висунута ним гіпотеза мала принципові недоліки, які знецінювали її позитивний критичний зміст. Давши статистичне тлумачення другому началу, він відкинув лише ідею незмінності Всесвіту після встановлення теплової рівноваги, але не саме положення про теплову рівновагу.

Якщо застосувати положення статистичної механіки до Всесвіту, який існує необмежено в часі, то ми, здавалося б, з необхідністю повинні дійти висновку, що Всесвіт (або точніше, будь-яка як завгодно велика його область) має перебувати в стані термодинамічної рівноваги. Час релаксації будь-якої скінченної області не може бути нескінченним. Насправді ж нічого такого не спостерігається. Вся та область Всесвіту, з якої доходить до нас інформація, перебуває в стані дуже далекому від рівноваги. Сконцентрована в Галактиках та зірках матерія безперервно втрачає енергію, яка розсіюється в просторі, а це веде до складної еволюції зіркових систем, зірок і планет.

Одним із перших глибоку критику теорії теплової смерті Всесвіту дав Ф. Енгельс. Він вказував на несумісність цієї теорії з матеріалістичним світоглядом. Вона суперечить принципу незнищуваності руху, тому повинна бути відкинута філософією. Спростовуючи твердження про немінучість перетворення всіх форм руху в теплоту, яка необоротно розсіюється в простір, Ф. Енгельс вказував, що рух матерії зберігається в кількісному і якісному відношеннях, тобто необмежено перетворюється з одних форм в інші. Ф. Енгельс писав, що «...випромінена в світовий простір теплота повинна мати можливість якимсь шляхом, — шляхом, встановлення якого буде колись у майбутньому завданням природознавства, — перетворитися в іншу форму руху, в якій вона може знов зосередитись і почати активно функціонувати» [1, 340].

Неважко переконатись, що друге начало термодинаміки має обме-

жену сферу дії, характеризує не всі форми руху, а лише ті, які пов'язані з перегворенням теплоти. Воно не поширюється на гравітаційні, ядерні та електромагнітні процеси, хоч саме якраз вони обумовлюють концентрацію розсіяної матерії і залучають її в нові цикли розвитку. Друге начало не поширюється також на броунівський рух, який не виявляє ніякої тенденції до припинення. Тому друге начало не можна вважати таким загальним законом, яким є, наприклад, закон збереження енергії, що діє у всіх без винятку процесах, як одиничних, так і масових. Крім того, при узагальненнях треба мати на увазі ту межу, де кількісні нагромадження в системі приводять до нових якостей. Ентропією також можна характеризувати великі і малі тіла, але вона не має смислу щодо окремих молекул. Деякі фізичні поняття й закони якісно змінюються при переході від макрофізичних процесів до процесів мегасвіту. Суть методологічної помилки у висновку про теплову смерть криється також і в нехтуванні якісних змін основних понять (ізолювана система, ентропія, рівноважний стан) при поширенні термодинаміки на світ в цілому. Закон зростання ентропії діє лише в замкненій, тобто скінченній системі. Світ же нескінченний в просторі й часі і є незамкненою сукупністю систем. Тому безпідставно поширювати закон, справедливий для обмежених областей, який діє тільки при певних умовах, на Всесвіт. При цьому допускається абсолютизація другого начала. Навіть, якщо вважати, що світ нескінченний в просторі і скінченний в часі, як це допускається в концепції теплової смерті, то й тоді вона ніколи б не настала. Досвід показує, що будь-які взаємодії поширюються з скінченною швидкістю. Тоді світ, нескінченний в просторі, прийшов би до теплової смерті лише через нескінченно великий проміжок часу, тобто практично ніколи не зміг би прийти до термодинамічної рівноваги.

Ентропія є єдиною відомою функцією стану, яка однозначно збільшується з часом. Ця особливість ентропії дає змогу інколи вважати її своєрідним показником напрямку часу від минулого до майбутнього. Спроба пов'язати плинність часу зі зміною ентропії має деякі підстави. Напряму часу не можна вивести з укладення матерії в процесі розвитку, оскільки розпад систем потрібно було б пов'язати із зворотним напрямом плинності часу, що неприпустимо. Проте зростання ентропії не можна вважати єдиним і універсальним показником напрямку часу для всіх процесів. Для процесів, до яких поняття ентропії не застосовне, показник напрямку часу повинен бути іншим. Цей показник не завжди дійсний і для тих процесів, до яких можна застосовувати поняття ентропії. Ці процеси пов'язані в основному з тепловою формою руху. Наприклад, якщо в ізолюваній системі настає термодинамічна рівновага, ентропія досягає свого найбільшого з можливих значень, то необхідно було б визнати, що при цьому час в такій системі зупинився б. Такий висновок не має смислу, оскільки навіть після встановлення статистичної рівноваги рух в сис-

темі не припиняється. Хоча в середньому швидкості молекул стануть приблизно однаковими, але вони будуть значно відрізнятись від нуля. Відбуватиметься також рух атомів у молекулах, елементарних частинок у атомах, різна взаємодія їх. Ці форми руху принципово незнищені, а саме їхнє існування передбачає плинність часу, який виступає як об'єктивна міра тривалості всякої зміни. Поняття ентропії до них застосувати неможливо.

Проте у випадку макроскопічних явищ виникають значні труднощі і суперечності у зв'язку з таким розумінням ентропії. Іноді, як показав Больцман, можливе не лише зростання, а й зменшення ентропії за рахунок флуктуацій. Якщо плинність часу від минулого до майбутнього ототожнювати із зростанням ентропії, то зменшення ентропії слід би пов'язати із зворотним напрямом часу — від майбутнього до минулого.

Отже, не можна зростання ентропії вважати критерієм плинності часу до майбутнього. Не час є похідним від окремої фізичної характеристики — ентропії, а, навпаки, зростання ентропії є похідним щодо змін матерії в часі.

Збільшення ентропії на ділянці розширення Всесвіту узгоджується із законами класичної механіки. Лише в надгустих станах Всесвіту, мабуть, виявиться необхідним врахування квантових ефектів, а, отже, характер зміни ентропії обумовлений на певних етапах еволюції Всесвіту квантовими законами поведінки частинок.

Швидкий розвиток теорії еволюції Всесвіту став можливим лише на основі нової теорії гравітації, яка враховує релятивістську космологію. (Сучасні уявлення про розвиток Всесвіту викладені в § 15 розд. 11).

§ 12. Третє начало термодинаміки. Від'ємні температури

У 1906 р. начала термодинаміки було доповнено тепловою теоремою Нернста. Ця теорема не впливає з першого і другого начал, а виражає новий закон природи, тому її часто називають *третьім началом термодинаміки*. Суть його полягає в тому, що при абсолютному нулі температур будь-які зміни стану відбуваються без зміни ентропії, або нульова ізотерма збігається з нульовою адіабатою. Адаже при абсолютному нулі рівноважна система знаходиться у певному єдиному стані з найменшою енергією E_0 . Термодинамічна ймовірність W такого стану дорівнює одиниці. Проте з формули Больцмана (4.36) випливає, що при $T = 0$ $W = 1$, а ентропія $S = 0$.

Теорема Нернста приводить до висновку, що не можна досягнути температури абсолютного нуля. За допомогою сучасної техніки можна одержати низькі температури близько 10^{-5} К. Недосяжність абсолютного нуля температури приводить лише до неможливості переходу від додатних до від'ємних абсолютних температур. Проте теорема

Нернста не виключає можливості існування поряд з додатними й від'ємних абсолютних температур.

Якщо виходити з того, що температура пропорційна середній кінетичній енергії частинок, то для атомних систем, яким властива лише кінетична енергія руху частинок, від'ємна температура не має фізичного змісту. Крім молекулярно-кінетичного тлумачення температури її розглядають як величину, що визначає розподіл частинок за енергіями. Якщо скористатися цим більш загальним питанням температури, то дійдемо висновку про існування і негативних температур.

Якщо газ перебуває в якомусь силовому полі, а отже, його частинкам властива деяка потенціальна енергія, то число частинок, що мають певну енергію U , визначається за формулою

$$n = n_0 e^{-U/kT}. \quad (4.37)$$

Вираз (4.37) називають *формулою Больцмана*. За допомогою цієї формули можна визначити відносну кількість частинок, що мають в умовах теплової рівноваги енергію U :

$$\frac{n}{n_0} = e^{-U/kT}. \quad (4.38)$$

З формули (4.38) видно, що відносна кількість n/n_0 частинок з енергією U залежить не лише від цієї енергії, а ще й від температури. Тому температуру використовують як величину, що обумовлює розподіл частинок за енергіями. З формули (4.38) видно, що чим більше U , тим менша відносна кількість частинок n/n_0 , які мають цю енергію. Зрозуміло, що в рівноважному стані, для якого справедливий закон Больцмана, n завжди менше від n_0 . Логарифмуючи рівність (4.38), дістанемо

$$\ln n/n_0 = -\frac{U}{kT}, \quad (4.39)$$

звідки

$$T = -\frac{U}{k \ln n/n_0}. \quad (4.40)$$

Звідси випливає, якщо $n < n_0$, то $T > 0$. Для атомної системи, в якій n може бути і більшим за n_0 , температура може бути і від'ємною, оскільки при $n > n_0$ T стає від'ємною.

Умови реалізації такого випадку легше зрозуміти, якщо розглянути не класичну систему, де від'ємна температура не може бути реалізована, а квантову і скористатися поняттям ентропії, що визначає ступінь хаосу в системі.

При абсолютному нулі температур всі частинки системи перебувають на своїх звичайних енергетичних рівнях, а всі інші рівні порожні. Система в таких умовах максимально впорядкована, і її ентропія дорівнює нулю (дорівнює нулю і її теплоємність).

При збільшенні температури системи шляхом надання їй енергії частинки переходитимуть також на вищі рівні енергії. При цьому чим вища температура, тим більша «населеність» більш високих енергетичних рівнів. Розподіл частинок на енергетичних рівнях визначається формулою Больцмана (4.37). «Розселення» частинок на багатих рівнях збільшує, звичайно, хаос в системі і ентропія її зростає з підвищенням температури. Найбільший хаос, а отже, і максимум ентропії відповідав би такому розподілу частинок за енергіями, коли вони рівномірно розподілились на всіх енергетичних рівнях. Такий розподіл означав би, що в формулі (4.37) $n = n_0$, і, отже, $T = \infty$. Таким чином, рівномірний розподіл частинок за енергіями відповідає нескінченно високій температурі та максимальній ентропії.

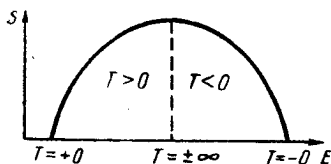


Рис. 4.7

Якщо надати системі, що вже перебуває при нескінченно високій температурі, додаткову енергію, то частинки змушені будуть підніматись на більш високі енергетичні рівні, а це приведе до того, що «заселеність» цих рівнів буде більшою від найнижчого рівня. Таке переважне накопичення частинок на більш високих рівнях відповідає вже деякому впорядкуванню порівняно з тим повним хаосом, який був при $T = \infty$, тобто при рівномірному розподілі частинок за енергіями. Ентропія, що досягає максимуму при $T = \infty$, починає зменшуватись при дальшому наданні системі енергії. Проте якщо із зростанням енергії ентропія системи не збільшується, а зменшується, то це означає, що температура її не додатна, а від'ємна.

Чим більша енергія підводиться до системи, тим більше частинок опиниться на найвищих енергетичних рівнях. В граничному випадку можна уявити стан, коли всі частинки зберуться на найвищих рівнях. Такий стан, очевидно, є також повністю впорядкованим, і ентропія його дорівнює нулю. Тому температуру, при якій встановлюється цей повністю впорядкований стан, позначають через (-0) , на відміну від звичайного абсолютного нуля $(+0)$ (див. рис. 4.7).

Відмінність між цими двома нулями полягає в тому, що до першого з них ми підходимо з боку від'ємних, а до другого — з боку додатних температур.

Отже, можливі температури системи не обмежуються інтервалом від абсолютного нуля до нескінченності, а поширюються від $+0$ до $+\infty$, від $-\infty$ до -0 , до того ж $+\infty$ і $-\infty$ збігаються одна з одною. З точки зору впорядкованості, а отже, і ентропії можливі такі три стани.

1. Повне впорядкування — частинки сконцентровані на найнижчих рівнях енергії. Цей стан відповідає «звичайному» абсолютному нулю температур $(+0)$.

2. Повний хаос — частинки рівномірно розподілені на всіх енергетичних рівнях. Цьому стану відповідає температура $\pm\infty$.

3. Повне впорядкування — частинки займають лише найвищі енергетичні рівні. Температурі, що відповідає цьому стану, приписують значення -0 .

Існує дуже важлива відмінність між цими двома впорядкованими станами з температурами $+0$ і -0 . Стан «звичайного» абсолютного нуля, якщо його можна було б створити в системі, є станом стійкої рівноваги, з якого система сама по собі, без втручання ззовні, не може вийти. Це пов'язано з тим, що енергія системи в такому стані набуває мінімального значення.

Стан негативного абсолютного нуля є станом надто нерівноважним, оскільки в цьому разі енергія системи максимальна. Якщо можна було б привести систему в такий стан, а потім залишити її саму на себе, то вона б відразу вийшла б з цього нерівноважного, нестійкого стану. Його можна було б зберегти, тільки неперервно надаючи системі енергію. Без цього частинки, що знаходяться на вищих енергетичних рівнях, обов'язково переходитимуть на більш низькі рівні.

Загальною властивістю обох «нулів» є недосяжність їх: для досягнення їх треба затратити нескінченно велику енергію.

Нестійким, нерівноважним є не тільки стан, що відповідає температурі -0 , але й всі стани з від'ємними температурами. Всім їм відповідають значення $n > n_0$, а для рівноваги необхідно протилежне співвідношення n та n_0 ($n < n_0$).

Слід зазначити, що атомні системи, в яких можливі стани з від'ємними температурами, — це не тільки уявна теоретична побудова. Такі системи реально існують і в них можна реалізувати від'ємні температури. Випромінювання, що виникає при переході із стану з від'ємною в стан із звичайною температурою, практично використовують в спеціальних приладах — молекулярних генераторах і підсилювачах (мазерах та лазерах), про які йтиметься в § 13 розд. 12.

Контрольні запитання

1. Назвіть основні параметри термодинамічної системи. Які ви знаєте стани системи та термодинамічні процеси? 2. Знайдіть вираз для роботи термодинамічної системи при сталому тиску і сталій температурі. 3. Дайте визначення енергії, роботи, теплоти, охарактеризуйте зв'язок та відмінність між ними. 4. Сформулюйте перше начало термодинаміки. Запишіть його в диференціальній формі. 5. Який процес називається коловим (цикловим)? 6. Для яких процесів справедливий цикл Карно? 7. Сформулюйте друге начало термодинаміки. 8. Як змінюється ентропія ізольованої системи для процесів оборотних і необоротних? 9. Яким співвідношенням зв'язані між собою ентропія S і ймовірність W стану системи? 10. Дайте визначення третьому началу термодинаміки. 11. Що таке від'ємні температури та за яких умов їх реалізують?

ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ

Природа електрики. Електричне поле та принцип близькодії. Постійний струм та його характеристики. Атомарна структура електрики. Магнетизм. Магнітні й електричні явища. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо — Савара — Лапласа. Закон Ампера. Рух зарядженої частинки в магнітному та електричному полях, сила Лоренца. Електромагнітна індукція. Закон Фарадея. Правило Ленца. Взаємозв'язок електричного й магнітного полів.

Розділ 5**ЕЛЕКТРИКА****§ 1. Розвиток уявлень про електрику**

Ще в давнину людині були знайомі електричні явища. Грецький мислитель Фалес Мілетський за шість століть до нашої ери звернув увагу на спостереження ткачів за здатністю янтарних човників притягувати легкі тіла. Від грецького слова «електрон» — янтар і походить введений у 1600 р. У. Гільбертом, придворним лікарем англійської королеви Єлизавети, термін «електрика».

С. Грей у 1792 р. поділив тіла на провідники і непровідники електрики, а через шість років показав, що існують два роди електрики — позитивна і негативна, — і що однойменні електричні заряди відштовхуються, а різнойменні — притягуються.

При електризації тіл тертям завжди одночасно електризуються обидва тіла, причому одне з них дістає позитивний заряд, а друге — негативний. Позитивний заряд виникає, наприклад, на склі, натертому шкірою, а негативний — на янтарі, натертому шерстю. Позитивний заряд першого тіла завжди точно дорівнює негативному заряду другого тіла, якщо до електризації обидва тіла не були заряджені. Це положення відоме під назвою закону збереження електричного заряду: *електричні заряди не виникають і не зникають, вони можуть лише передаватися від одного тіла до іншого або змішуватися всередині даного тіла*. З цього закону випливає, що в будь-якій нейтральній речовині є заряди обох знаків і до того ж в однакових кількостях. Внаслідок стикання двох тіл при терті частина зарядів переходить від одного тіла до іншого. Рівність у кожному з цих тіл суми пози-

тивних і негативних зарядів порушується, і вони заряджаються різноіменно. Наелектризувати тіла можна не лише тертям, а й помістивши поблизу них електрично заряджене тіло (електризація через вплив). При електризації тіла внаслідок впливу в ньому порушується рівномірний розподіл зарядів. Заряди перерозподіляються так, що в одній частині тіла виникає надлишок позитивних зарядів, а в другій — негативних.

На основі ряду дослідів, які розглянемо далі, було встановлено, що електричний заряд будь-якого тіла складається з цілого числа елементарних зарядів, «атомів електрики», що дорівнює $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Носієм елементарного негативного заряду є *електрон*. Маса електрона — $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Найменша стабільна частинка, що має елементарний позитивний заряд, називається *протоном*. Маса протона наближено дорівнює масі атома водню $1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Протони і електрони входять до складу всіх атомів і молекул.

У 1749 р. Б. Франклін довів, що при електризації завжди одночасно виникають обидва роди електрики. Важливі дослідження в галузі атмосферної електрики зробили в середині XVIII ст. М. В. Ломоносов і Г. В. Ріхман. Кількісне вивчення сил взаємодії нерухомих електричних зарядів було проведене Ш. Кулоном (1785). Велике значення в розвитку знань про електрику мали дослідження Л. Гальвані (1789) і А. Вольта (1792), які привели до створення тривалопрацюючих джерел електричного струму — гальванічних елементів. З цього часу електрика все ширше застосовується на практиці.

У 1802 р. В. В. Петровим було відкрито явище електричної дуги, а в 1876 р. П. М. Яблочков застосував її для освітлення. М. Г. Слав'янов і М. М. Бенардос використали її для електрозварювання металів.

Створення джерел постійного струму привело до винайдення і вдосконалення електровимірювальних приладів, відкриття електромагнетизму Х. Ерстедом (1820) і електромагнітної індукції М. Фарадеєм (1831). Фарадей привернув увагу експериментаторів на дослідження середовища, в якому містяться заряджені тіла і діють електричні сили. Цим він поклав початок вченню про електромагнітне поле.

Ідея Фарадея дістала дальший розвиток і математичне оформлення в електромагнітній теорії Д. Максвелла (1865). Експериментально теорію Д. Максвелла підтвердив Г. Герц (1888). Своїми дослідями він довів, що вільні електромагнітні хвилі можна справді дістати і спостерігати. Блискучим застосуванням електромагнітних хвиль на практиці був винахід радіо О. С. Поповим (1895), який заклав фундамент сучасної радіотехніки.

Всі тіла поділяють на провідники й діелектрики. Провідником називають тіло, що містить вільні електричні заряди, які можуть

рухатись по всьому його об'єму. Якщо провідниками є рідини або гази, то в них рухаються як позитивно, так і негативно заряджені частинки: позитивно та негативно заряджені іони й електрони. В металах провідність обумовлена лише рухом електронів.

Діелектриком є будь-яке середовище (газ, рідина або тверде тіло), в якому тривалий час може існувати електричне поле. На відміну від провідників в діелектриках відсутні вільні електричні заряди. Зовнішнє електричне поле спричиняє в них поляризацію атомів, молекул або іонів, сумарне електричне поле яких є оберненим полем поляризації.

До провідників належать всі метали, розчини кислот, солей і лугів, розплавлені солі, розігріті гази, до діелектриків — янтар, скло, каучук, масло, сірка, слюда, ебоніт, гази при звичайних температурах. Взагалі поділ тіл на провідники й діелектрики умовний, оскільки здатність тіл гірше чи краще проводити електрику залежить від тих умов, в яких вони перебувають. Наприклад, гази або скло при високій температурі стають провідниками. Крім того, є велика група речовин напівпровідників, які за своїми електричними властивостями займають проміжне положення між провідниками й діелектриками.

§ 2. Закон Кулона

Закон взаємодії електричних зарядів був встановлений у 1785 р. Ш. Кулоном експериментально за допомогою крутильних терезів, принцип дії яких використано в досліді Кавендіша з визначення гравітаційної сталої. Кулон встановив, що сила взаємодії F між двома невеликими зарядженими металевими кульками обернено пропорційна квадрату відстані між ними і залежить від величини цих зарядів q_1 та q_2 :

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (5.1)$$

де r — відстань між центрами заряджених кульок; k — коефіцієнт пропорційності. Закон Кулона справедливий лише для взаємодії точкових електричних зарядів, тобто таких заряджених тіл, лінійними розмірами яких можна нехтувати порівняно з відстанню між ними. Крім того, він визначає силу взаємодії між нерухомими електричними зарядами, тобто цей закон електростатичний.

Закон Кулона можна сформулювати так: *сила електричної взаємодії між двома точковими електричними зарядами прямо пропорційна добутку величин зарядів, обернено пропорційна квадрату відстані між ними і напрямлена вздовж прямої, що з'єднує ці заряди.*

Будь-яке заряджене тіло можна розглядати як сукупність точкових зарядів аналогічно тому, як в механіці можна будь-яке тіло вва-

жати сукупністю матеріальних точок. Тоді електростатична сила, з якою одне заряджене тіло діє на інше, дорівнює векторній сумі сил, прикладених до всіх точкових зарядів другого тіла з боку кожного точкового заряду першого тіла. Розрахунки показують, що закон Кулона в формі (5.1) справедливий також і для взаємодіючих заряджених тіл кульової форми, якщо заряди q_1 і q_2 розподілені рівномірно по всьому об'єму або по всій поверхні цих тіл. При цьому радіуси тіл можуть бути такого самого порядку, як і відстані між їхніми центрами. Кулон також встановив, що сили, які діють на заряди, є центральними, тобто вони напрямлені вздовж прямої, яка з'єднує заряди. Проте Кулон вивчав взаємодію між зарядами, що перебували в повітрі. Наступні експериментальні дослідження показали, що при інших однакових умовах сила електричної взаємодії між двома точковими зарядами залежить від властивостей середовища, в якому ці заряди перебувають.

Вплив середовища на силу електростатичної взаємодії між зарядами враховується в законі Кулона коефіцієнтом k , який залежить також від вибору одиниць вимірювання величин, що входять у формулу (5.1). У зв'язку з цим зручно подати коефіцієнт k у вигляді відношення двох коефіцієнтів:

$$k = \frac{k_1}{\epsilon},$$

де k_1 — коефіцієнт, що залежить від вибору системи одиниць; ϵ — відносна діелектрична проникність середовища — безрозмірна величина, що характеризує його електричні властивості. Для вакууму $\epsilon = 1$.

В СІ $k_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, і закон Кулона набуває вигляду

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}, \quad (5.2)$$

де ϵ_0 — електрична стала ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф · м⁻¹).

Таку форму запису закону Кулона називають раціоналізованою. За одиницю кількості електрики (одиницю заряду) в СІ приймається 1 кулон (1 Кл) — кількість електрики, що проходить за 1 секунду через поперечний переріз провідника, по якому проходить струм силою 1 А.

В системі СГСЕ $k_1 = 1$, і закон Кулона набуває вигляду

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}.$$

Систему, що складається з двох точкових однакових за величиною і протилежних за знаком зарядів, відстань між якими l , називають *диполем*.

Таку систему в фізиці розглядають тому, що центри позитивних і негативних зарядів молекул багатьох речовин мають певне зміщення один відносно одного і, отже, є природними диполями. Уявлення про диполі дає змогу, наприклад, з певним наближенням описати взаємодію молекул різних речовин. Модель дипольної будови речовини покладено в основу теорії діелектриків.

Добуток позитивного заряду на відстань між зарядами називається *електричним моментом диполя*

$$p = ql. \quad (5.3)$$

Якщо віддаль між зарядами розглядати як вектор, що напрямлений від негативного заряду до позитивного, то електричний момент диполя буде також вектором

$$\vec{p} = q\vec{l}, \quad (5.4)$$

де l — плече диполя.

§ 3. Електростатичне поле

Простір, в якому перебуває електричний заряд, характеризується певними фізичними властивостями. Так, на довільний заряд, внесений в цей простір, діють електростатичні сили Кулона. А якщо у просторі діють якісь інші сили, то вважають, що в ньому існує силове поле. Таким є, наприклад, поле тяжіння. Було б помилкою під полем розуміти власне простір, в якому діють певні сили. Простір, як і час, є формою існування матерії. З того, що поле існує в просторі, зовсім не випливає, що поле є простором, в якому діють сили, бо форму існування матерії не можна плутати з самою матерією.

Поле є видом матерії, що здійснює взаємодію між частинками речовини. Електростатичне поле характеризується енергією, властивістю інерції, воно обумовлює передачу силових взаємодій між зарядами. У фізиці мікросвіту буде показано можливість взаємного переходу речовини і поля — двох видів матерії.

Вивчення властивостей різних полів — одне з найважливіших завдань фізики. В цьому розділі розглянемо властивості стаціонарних електричних полів, тобто таких, що не змінюються з часом і створюються нерухомими електричними зарядами. Саме такі поля називаються *електростатичними*.

Для характеристики електричного поля вводять фізичну величину, що дістала назву його *напруженості*. Напруженістю \vec{E} електричного поля у даній точці називають величину, що дорівнює відношенню сили \vec{F} , з якою поле діє на позитивний заряд, вміщений в цю точ-

ку, до величини заряду q , тобто

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (5.5)$$

Підставивши $F = 1 \text{ Н}$, $q = 1 \text{ Кл}$, дістанемо одиницю напруженості електричного поля в СІ:

$$[E] = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ Кл}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{Кл}}.$$

Ньютон на кулон дорівнює напруженості в такій точці електричного поля, де на точковий заряд в 1 Кл діє сила в 1 Н.

Напруженість — величина векторна. Напрямок вектора напруженості збігається з напрямком сили, що діє на позитивний заряд, вміщений в дану точку поля. Виходячи з закону Кулона (5.2) та формули (5.5), напруженість поля, утвореного точковим зарядом q_0 на відстані r від нього в середовищі з діелектричною сталою ϵ ,

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{\epsilon r^2}. \quad (5.6)$$

Основне завдання електростатики полягає в знаходженні величини й напрямку вектора напруженості \vec{E} в кожній точці поля за заданим розподілом у просторі та величиною джерел поля — електричних зарядів. *Напруженість електричного поля системи точкових зарядів дорівнює векторній сумі напруженостей полів, утворених кожним з цих зарядів окремо:*

$$E = \sum_{i=1}^n E_i. \quad (5.7)$$

Цю властивість називають принципом незалежності дії електричних полів, або *принципом суперпозиції їх*.

У розвитку фізики велику роль відіграла боротьба двох концепцій — далекодії і близькодії. В теорії далекодії вважалось, що всі електричні явища зводяться до миттєвої взаємодії зарядів незалежно від відстані між ними.

За теорією близькодії всі електричні явища зводяться до зміни полів зарядів, які поширюються в просторі із скінченною швидкістю. При вивченні електростатичних полів обидві концепції приводять до однакових результатів: побудовані на них теорії однаково добре узгоджуються з експериментальними даними. Проте вивчення явищ, пов'язаних з рухом електричних зарядів, виявило непридатність теорії далекодії. Принцип далекодії суперечить також основним положенням діалектичного матеріалізму, він передбачає рух з нескінченною швидкістю в пустоті, що, по суті, означає відрив руху від матерії. Фізика за допомогою поняття «поле» стверджує принцип близькодії і поширює його на немеханічні явища.

§ 4. Розподіл електричних зарядів у просторі

Нерухомі електричні заряди розміщуються в просторі або дискретно — в окремих точках, або неперервно — вздовж якоїсь лінії, на поверхні якого-небудь тіла, або, нарешті, в якомусь об'ємі. Для випадку неперервного розподілу електричних зарядів вводиться поняття про густину зарядів. При неперервному розподілі зарядів вздовж лінії вводять *лінійну густину електричних зарядів*

$$\tau = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl}, \quad (5.8)$$

де Δq — заряд ділянки лінії довжиною Δl .

Якщо заряд неперервно розміщений по якійсь поверхні, користуються *поверхневою густиною зарядів*

$$\sigma = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta s} = \frac{dq}{ds}, \quad (5.9)$$

де Δq — заряд ділянки поверхні, площа якої Δs .

Неперервний розподіл зарядів в будь-якому об'ємі характеризують *об'ємною густиною зарядів*

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}, \quad (5.10)$$

де Δq — заряд об'єму ΔV .

Електростатичне поле однозначно визначене, якщо відомий вектор напруженості в кожній його точці. Це завдання можна розв'язати аналогічно, виражаючи залежність напруженості поля від координат у вигляді формул. Проте цю залежність можна подати і графічно. Для цього користуються силовими лініями (лініями напруженості). Метод зображення електростатичних полів за допомогою силових ліній запропоновано М. Фарадеєм. *Силовими лініями називають криві, дотичні до яких у кожній точці збігаються з напрямом вектора*

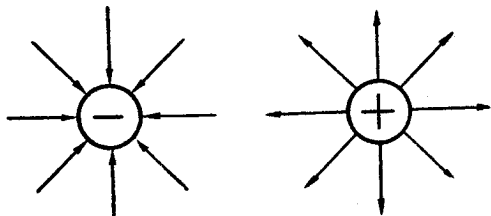


Рис. 5.1

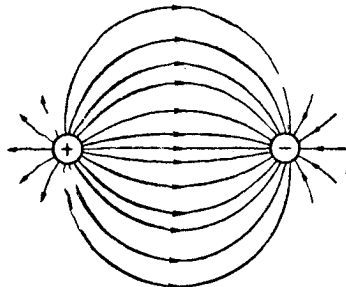


Рис. 5.2

напруженості поля. Умовно прийнято, що вони починаються на позитивних зарядах, а закінчуються на негативних.

Щоб за допомогою силових ліній можна було характеризувати електричні поля з кількісного боку, умовились проводити їх так, щоб кількість силових ліній, що проходить через одиницю поверхні, розміщеної перпендикулярно до них, чисельно дорівнювала напруженості поля. Там, де лінії густіші, напруженість більша, і навпаки. На рис. 5.1 зображено плоскі перерізи електростатичних полів точкових зарядів, а на рис. 5.2 — електричне поле двох зарядів різних знаків. Лінії напруженості ніколи не перетинаються, оскільки у кожній точці поля вектор напруженості \vec{E} має тільки один напрям.

М. Фарадей був переконаний у реальному існуванні силових ліній електричного поля, які він уявляв як пружні нитки в ефірі. Насправді

лінії електричного поля є тільки засобом наочного зображення електричного поля.

Силові лінії не слід ототожнювати з траєкторіями руху в електростатичному полі дуже легких заряджених тіл нескінченно малих розмірів. Траєкторія руху тіла характеризується властивістю, за якою в кожній її точці по дотичній до неї напрямлена швидкість тіла. По дотичній до силової лінії напрямлена сила, що діє на заряджене тіло, а отже, і на прискорення, з яким воно рухається. Заряджені тіла рухаються вздовж силових ліній тільки тоді, коли силові лінії прямолінійні, а початкові швидкості тіл збігаються за напрямом з силовими лініями або дорівнюють нулю.

§ 5. Вектор електричної індукції. Теорема Остроградського — Гаусса

Припустимо, що точковий заряд q міститься в центрі сферичного повітряного пухирця, який сам перебуває в певному середовищі, наприклад у маслі, діелектрична проникність якого $\epsilon = 2$. Напруженість електричного поля поблизу межі поділу повітря — масла на відстані r від заряду, меншій за радіус пухирця,

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (5.11)$$

Досить лише перейти межу поділу, як напруженість поля у точці, що знаходиться в маслі нескінченно близько до межі поділу, стане меншою в ϵ разів ($\epsilon = 2$):

$$E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^2}. \quad (5.12)$$

Отже, напруженість на межі поділу двох середовищ стрибкоподібно змінюється. Тому зображення електричного поля за допомогою

силових ліній ускладнюється. Якщо середовище, в якому реалізується електростатичне поле, неоднорідне, тобто характеризується різними значеннями діелектричної проникності, то для характеристики поля зручніше використати іншу величину, яка, на відміну від напруженості, не змінюється стрибкоподібно поблизу поверхні поділу двох різних діелектриків. Цю величину називають *вектором електричної індукції* \vec{D} . Вона пов'язана з вектором напруженості таким співвідношенням:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}. \quad (5.13)$$

З наведеної рівності випливає, що індукція при переході через межю поділу двох діелектриків залишається незмінною, оскільки зміна \vec{E} при переході в середовище з діелектричною проникністю ϵ компенсується відповідним множником.

Оскільки для вакууму і практично для повітря $\epsilon = 1$, то для них $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$.

Якщо електричне поле створено одним точковим зарядом q , то величина вектора електричної індукції на відстані r від заряду буде

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (5.14)$$

За аналогією з силовими лініями (лініями напруженості) для графічного зображення електростатичних полів використовують лінії електричної індукції. Число ліній індукції, що проходять через довільну поверхню, проведenu в полі, називають *потокom вектора електричної індукції* через цю поверхню.

Обчислимо потік вектора електричної індукції \vec{N} через поверхню сфери радіуса r , в центрі якої міститься заряд q , що створює електричне поле. Оскільки напруженість електричного поля в кожній точці сферичної поверхні $E = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$, то через одиницю поверхні проходить E ліній напруженості або D ліній індукції. Тоді потік вектора електричної індукції, що пронизує поверхню сфери радіуса r , можна визначити так:

$$N = D 4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = q. \quad (5.15)$$

Неважко довести, що знайдений результат справедливий не тільки для випадку сферичної поверхні. Він справедливий також для будь-якої замкненої поверхні, в середині якої в довільній точці міститься точковий заряд q .

Формулу (5.15) можна узагальнити і на випадок, коли поле створене системою точкових зарядів q_1, q_2, \dots, q_n . Врахувавши принцип

суперпозиції електричних полів, дістанемо

$$N = q_1 + q_2 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i. \quad (5.16)$$

Таким чином, потік вектора електричної індукції через довільну замкнену поверхню не залежить від діелектричних властивостей середовища і дорівнює алгебраїчній сумі електричних зарядів, що містяться всередині цієї поверхні. Знайдений результат називається *теоремою Остроградського — Гауса*.

Теорему Остроградського — Гауса застосовують для розрахунку індукції (або напруженості) полів, які створюються довільним зарядом, оскільки будь-який заряд можна подати у вигляді суми нескінченно великої кількості точкових зарядів.

§ 6. Робота в електростатичному полі

Розглянемо однорідне електричне поле. Воно утворюється між зарядженими площинами, якщо вони паралельні і нескінченно великі. Практично можна вважати однорідним електричне поле між скінченними паралельними зарядженими площинами, якщо розміри їх значно більші від відстані d між ними. Розглянемо переміщення полем позитивного заряду q в трьох випадках. Нехай поле переміщує цей заряд з точки a в точку a' (рис. 5.3). Робота поля в цьому випадку

$$A = F s_1 = qEd. \quad (5.17)$$

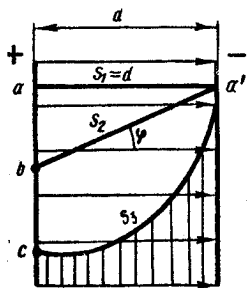


Рис. 5.3

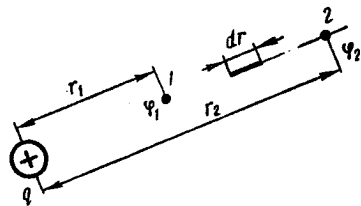


Рис. 5.4

Якщо поле переміщує заряд з точки b в точку a' , то робота

$$A = F s_2 \cos \varphi = Fd = qEd. \quad (5.18)$$

Підрахуємо тепер роботу поля з переміщення електричного заряду з точки c в точку a' . Розіб'ємо криву s_3 на велике число ділянок, кожен з яких можна з великою точністю прийняти за пряму. Нехай таких ділянок буде n . Тоді

$$A = \sum_{i=1}^n F s_i \cos \alpha_i = F \sum_{i=1}^n d_i = Fd = qEd. \quad (5.19)$$

Оскільки поле однорідне, сила \vec{F} залишається сталою для всіх ділянок.

З наведених прикладів можна зробити висновок, що робота електростатичного поля не залежить від шляху: вона для трьох випадків однакова, хоч траєкторія переміщення електричного заряду різна.

Нехай електричне поле утворене точковим зарядом q . Обчислимо роботу сил поля, яка виконується при переміщенні вздовж силової лінії заряду q_0 з точки 1, що перебуває на відстані r_1 від джерела поля, в точку 2 на відстані r_2 від нього (рис. 5.4). Робота dA з переміщення заряду на нескінченно малому шляху dr визначиться: $dA = Fdr$. Оскільки $F = q_0E$, то

$$dA = q_0E dr.$$

Для поля точкового заряду $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$, тому

$$dA = q_0 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} dr. \quad (5.20)$$

Тоді вся робота з переміщення заряду q_0 з точки 1 в точку 2 буде

$$\begin{aligned} A &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \\ &= q_0 \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_2} \right). \end{aligned} \quad (5.21)$$

Величини $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1}$ і $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_2}$ позначаються через φ_1 і φ_2 і називаються потенціалами точок 1 і 2 відповідно. Отже,

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (5.22)$$

Робота з переміщення заряду в електростатичному полі дорівнює добутку заряду на різницю потенціалів між початковою і кінцевою точками. Звідси видно також, що ця робота не залежить від форми шляху. Якщо $r_2 = \infty$, то $A = q_0 \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1} = q_0\varphi_1$, звідки

$$\varphi_1 = \frac{A}{q_0}. \quad (5.23)$$

Отже, потенціал — це фізична величина, що чисельно дорівнює роботі, яку виконує електричне поле з переміщення одиничного позитивного заряду з даної точки поля на нескінченність. Або, потенціал даної точки поля — це величина, що чисельно дорівнює роботі, яку повинна виконати зовнішня сила з переміщення одиничного позитивного заряду із нескінченності в дану точку. Потенціал даної точки поля визначає потенціальну енергію одиничного позитивного заряду, вміщеного в цю точку. Якщо кожний із зарядів q_1, q_2, \dots, q_n

утворює в даній точці поле з потенціалом відповідно $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$, то потенціал поля, утвореного у цій точці всіма зарядами, дорівнюватиме алгебраїчній сумі потенціалів полів, утворених кожним зарядом окремо:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n. \quad (5.24)$$

На практиці потенціал Землі умовно взято таким, що дорівнює нулю. Тому заземлений провідник має нульовий потенціал. У теоретичних розрахунках зручніше нульовий потенціал пов'язати з точкою, що міститься на нескінченності.

Одиницю різниці потенціалу можна ввести, скориставшись формулою

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0}.$$

В СІ за одиницю різниці потенціалів взято вольт (1 В). Це різниця потенціалів між такими двома точками, перенесення заряду в один кулон між якими супроводиться виконанням роботи в один джоуль:

$$1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ Кл}}.$$

У системі СГСЕ за одиницю різниці потенціалів взято різницю потенціалів між такими двома точками, перенесення заряду в одну абсолютну електростатичну одиницю заряду між якими супроводиться виконанням роботи в 1 ерг:

$$1 \text{ СГСЕ}_\varphi = \frac{1 \text{ ерг}}{1 \text{ СГСЕ}_q}.$$

Оскільки $1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ ерг}$ і $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЕ}_q$, то

$$1 \text{ В} = \frac{1}{300} \text{ СГСЕ}_\varphi.$$

Часто користуються позасистемною одиницею роботи і енергії, яка називається електронвольтом (еВ). *Один електронвольт дорівнює роботі, яка виконується при переміщенні заряду, що дорівнює заряду електрона, між двома точками поля з різницею потенціалів у 1 вольт.* Заряд електрона дорівнює $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, тоді $1 \text{ еВ} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ ерг}$.

Запишемо значення роботи однорідного електричного поля з переміщення електричного заряду q на відстань d від точки з потенціалом φ_1 в точку з потенціалом φ_2 . Тоді

$$A = qEd = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (5.25)$$

Звідки

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}.$$

Геометричне місце точок з однаковим потенціалом називається *еквіпотенціальною поверхнею*. Зрозуміло, що робота, яку виконує поле з переміщення електричного заряду по тій самій еквіпотенціальній поверхні, дорівнює нулю. Оскільки сила, що діє з боку поля на заряд, не дорівнює нулю, то рівність нулю роботи з переміщення заряду можлива тільки у випадку, коли напрям дії сили перпендикулярний до напрямку переміщення. Враховуючи, що напрям дії сили на заряд збігається з напрямом вектора напруженості поля, можна зробити висновок про перпендикулярність лінії напруженості до еквіпотенціальних поверхонь.

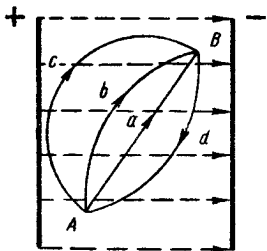


Рис. 5.5

Електростатичне поле можна зобразити графічно не тільки за допомогою силових ліній, а й за допомогою еквіпотенціальних поверхонь. Навколо кожної системи зарядів можна провести нескінченну множину еквіпотенціальних поверхонь. Прийнято їх проводити так, щоб різниці потенціалів між будь-якими сусідніми еквіпотенціальними поверхнями були однакові.

Знаючи розміщення силових ліній електростатичного поля, можна побудувати еквіпотенціальні поверхні і, навпаки, за відомим розміщенням еквіпотенціальних поверхонь можна в кожній точці поля визначити розміщення силових ліній.

Оскільки робота електростатичного поля з переміщення заряду не залежить від форми шляху, а визначається тільки потенціалами кінцевих точок, то виходить, що робота по замкненому контуру (рис. 5.5) в електростатичному полі ($AaBdA$, $AbBdA$, $AcBdA$) дорівнює нулю.

Поля, для яких робота по замкненому контуру дорівнює нулю, називаються *потенціальними*.

§ 7. Електроємність

Розглянемо спочатку відокремлений провідник, тобто такий, що міститься досить далеко від інших тіл. Якщо такому провіднику надавати різні заряди q_1, q_2, \dots, q_n , то він заряджатиметься відповідно до потенціалів $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$. Із збільшенням заряду q зростатиме й потенціал φ , який змінюється так, що відношення заряду до потенціалу є величина стала:

$$\frac{q_1}{\varphi_1} = \frac{q_2}{\varphi_2} = \dots = \frac{q_n}{\varphi_n} \doteq C. \quad (5.26)$$

Це відношення називається *електроємністю*, або просто ємністю

провідника. Отже,

$$C = \frac{q}{\Phi}. \quad (5.27)$$

Електроємністю відокремленого провідника називається фізична величина, яка чисельно дорівнює електричному заряду, що змінює його потенціал на одиницю.

За одиницю ємності в СІ взято ємність конденсатора, напруга між обкладками якого 1 В при заряді 1 Кл. Ця одиниця називається фарад:

$$1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}. \quad (5.28)$$

Одиниця електроємності в системі СГСЕ дорівнює:

$$1 \text{ СГСЕ}_C = \frac{1 \text{ СГСЕ}_q}{1 \text{ СГСЕ}_\Phi}.$$

Неважно переконатись, що розмірність електроємності в системі СГСЕ збігається з розмірністю довжини. Тому одиницею електроємності в системі СГСЕ є сантиметр. Можна довести, що в СГСЕ одиниця електроємності дорівнює електроємності ізольованої кулі, радіус якої 1 см.

Оскільки $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЕ}_q$ і $1 \text{ В} = \frac{1}{300} \text{ СГСЕ}_\Phi$, то $1 \text{ Ф} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}$. На практиці використовують і інші одиниці електроємності:

$$1 \text{ мікрофарад (1 мкФ)} = 10^{-6} \text{ Ф} = 9 \cdot 10^5 \text{ см};$$

$$1 \text{ пікофарад (1 пФ)} = 10^{-12} \text{ Ф} = 0,9 \text{ см}.$$

Якщо підрахувати електроємність Землі, вважаючи її провідною кулею радіуса 6400 км, то вона дорівнюватиме 711 мкФ.

Електроємність провідників не залежить від матеріалу, а залежить від їхніх розмірів і форми, діелектричних властивостей навколишнього середовища, а також наявності поблизу провідника інших провідників.

Поняття електроємності можна застосувати і до системи провідників, найпростішою з яких є плоский конденсатор — система з двох металевих паралельних пластин, розділених шаром діелектрика товщиною d , і однаково наелектризованих різнойменними зарядами.

При наданні обкладкам конденсатора зарядів $+q$ і $-q$ вони заряджатимуться до потенціалів Φ_1 і Φ_2 . Електроємністю конденсатора називають відношення заряду q на одній з його обкладок до різниці потенціалів між обкладками:

$$C = \frac{q}{\Phi_1 - \Phi_2}. \quad (5.29)$$

Виходячи з теореми Остроградського — Гаусса, можна визначити напруженість однорідного електричного поля плоского конденсатора

$$E = k_1 \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} = k \frac{4\pi q}{\epsilon S},$$

де S — площа обкладок; $\sigma = q/S$ — поверхнева густина зарядів на обкладках; k_1 — коефіцієнт, що залежить від вибору одиниць вимірювання (в СІ $k_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$). Для однорідного поля справедливе співвідношення (5.25), тому

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = qd/(\epsilon_0\epsilon S). \quad (5.30)$$

Підставивши цей вираз у (5.29), дістанемо формулу для обчислення ємності плоского конденсатора

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}. \quad (5.31)$$

На практиці доводиться з'єднувати конденсатори в батареї. При паралельному з'єднанні конденсаторів їхня загальна ємність дорівнює сумі ємностей:

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i. \quad (5.32)$$

Ємність батареї послідовно з'єднаних конденсаторів визначають за формулою

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (5.33)$$

Отже, при паралельному з'єднанні конденсаторів ємності їх додаються, при послідовному — додаються величини, що обернені до їхніх ємностей.

Сферичний конденсатор складається з двох концентричних сферичних обкладок, розділених сферичним шаром діелектрика. Якщо внутрішній обкладці такого конденсатора надаги заряд $+q$, то на зовнішній обкладці, що заземлена, наводиться заряд $-q$. Поле сферичного конденсатора зосереджене між його обкладками і є таким, ніби заряд зосереджений в центрі сфери. Тому потенціали обкладок обчислюються за формулами:

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_1 r_1}; \quad \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2 r_2}.$$

Тоді різниця потенціалів між обкладками

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{q(r_2 - r_1)}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2},$$

а електроємність сферичного конденсатора, відповідно до формули (5.29),

$$C = \frac{q}{\Phi_1 - \Phi_2} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1}{1 - \frac{r_1}{r_2}}. \quad (5.34)$$

Якщо зовнішній радіус сферичного конденсатора набагато більший за внутрішній ($r_2 \gg r_1$), то формула (5.34) спрощується і має такий вигляд:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1. \quad (5.35)$$

Якщо $r_2 \rightarrow \infty$, то внутрішню обкладку сферичного конденсатора можна розглядати як відокремлену кулю, а формула (5.35) визначатиме її електроємність. У системі СГСЕ ємність відокремленої кулі вимірюється величиною її радіуса r , якщо $\epsilon = 1$.

§ 8. Енергія електростатичного поля. Густина енергії

В усіх висновках ми припускаємо, що окремі електричні заряди і заряджені тіла знаходяться в однорідному ізотропному середовищі, якому не притаманні сегнетоелектричні властивості. Щоб зарядити будь-який провідник, треба здійснити певну роботу проти кулонівських сил відштовхування між однойменними електричними зарядами. Ця робота йде на збільшення електричної енергії зарядженого провідника.

Нехай ми маємо провідник, електроємність, заряд і потенціал якого відповідно C , q , Φ . Робота, що виконується проти сил електростатичного поля при перенесенні заряду dq із нескінченності на провідник,

$$dA = -\Phi dq = -C\Phi d\Phi. \quad (5.36)$$

Щоб зарядити тіло до потенціалу Φ , потрібно виконати роботу

$$A = -\int_0^\Phi C\Phi d\Phi = -\frac{C\Phi^2}{2}. \quad (5.37)$$

Енергія зарядженого провідника W_E визначається за формулою

$$W_E = \frac{C\Phi^2}{2} = \frac{q\Phi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (5.38)$$

Вираз $\frac{C\Phi^2}{2}$ називають власною енергією зарядженого тіла. Проте електростатичне поле пов'язане з зарядом провідника. Тому формула (5.38) виражає енергію електростатичного поля. Очевидно, що енергія зарядженого конденсатора також визначається формулою (5.38), де Φ — різниця потенціалів між його обкладками.

Визначимо енергію електричного поля плоского конденсатора спочатку для випадку $\epsilon = 1$, якщо відомі E — напруженість його поля, d — відстань між пластинами конденсатора, S — їхня площа,

$$W_E = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2}; \quad C = \frac{\epsilon_0 S}{d}; \quad \varphi_1 - \varphi_2 = Ed; \quad (5.39)$$

$$W_E = \frac{\epsilon_0 S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} S d = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V,$$

де V — об'єм простору між пластинами конденсатора. Тоді в загальному випадку, коли $\epsilon \neq 1$, енергія електростатичного поля конденсатора визначатиметься формулою

$$W_E = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V. \quad (5.40)$$

Звідси неважко визначити об'ємну густину енергії однорідного електростатичного поля

$$\omega_E = \frac{W_E}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2}. \quad (5.41)$$

У випадку неоднорідного електричного поля об'ємна густина енергії в будь-якій точці поля визначається так:

$$\omega_E = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W_E}{\Delta V} \right), \quad (5.42)$$

де ΔW — енергія поля в об'ємі ΔV .

§ 9. Постійний електричний струм. Закони постійного струму

Якщо в провіднику створити електричне поле, то носії зарядів почнуть рухатись упорядковано: носії позитивних зарядів у напрямі поля, негативні — у протилежний бік. Упорядкований рух зарядів називають *електричним струмом*. Його характеризують *силою струму* — скалярною величиною, що чисельно дорівнює електричному заряду, який проходить через поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad (5.43)$$

де dq — електричний заряд, що проходить через переріз провідника за нескінченно малий проміжок часу dt .

У загальному випадку електричний струм може бути обумовлений як рухом позитивних, так і негативних зарядів. При цьому перенесення позитивного заряду в одному напрямі еквівалентне перенесенню такого самого за величиною негативного заряду в протилежному на-

прямі. Якщо за час dt через деякий переріз провідника позитивні носії переносять заряд dq_+ , а негативні в протилежному напрямі dq_- , то

$$I = \frac{dq_+}{dt} + \frac{dq_-}{dt}. \quad (5.44)$$

За напрям струму беруть напрям руху позитивних зарядів. Електричний струм називають постійним, якщо з часом залишаються сталими сила струму та його напрям.

Одиниця сили струму в СІ — ампер (А) — визначається на основі електромагнітної взаємодії двох паралельних прямолінійних провідників, по яких проходить постійний струм.

Розрізняють струм провідності і конвекційний струм. Струм провідності зумовлюється напрямленим переміщенням заряджених частинок (електронів, іонів) всередині нерухомого провідника (твердого, рідкого або газоподібного) при наявності в ньому електричного поля. Проте впорядкований рух електричних зарядів можна здійснити й іншим способом, а саме: переміщенням у просторі зарядженого макроскопічного тіла (провідника або діелектрика). Такий струм називають конвекційним. Прикладом конвекційного струму може бути орбітальний рух Землі, яка має надлишок негативних зарядів.

Обмежимося вивченням струму провідності, оскільки він найпростіший і має велике практичне значення. Для появи і існування струму провідності необхідні такі умови:

1) наявність в даному середовищі електричних зарядів, які б мали можливість у ньому рухатись. Такими зарядами у випадку металевих провідників є вільні електрони, в напівпровідниках — електрони і «дірки», в електролітах — позитивні і негативні іони, в газах — переважно позитивні іони і електрони;

2) наявність у даному середовищі електричного поля, енергія якого витрачається на переміщення зарядів. Отже, повинна мати місце різниця потенціалів між двома точками провідника. Для того щоб струм був тривалим, енергію електричного поля потрібно поповнювати, тобто підтримувати різницю потенціалів на кінцях провідника. Для цього до кінців провідника під'єднують спеціальний пристрій — джерело струму. Отже, для утворення неперервного електричного струму треба створити електричне коло.

Електричним колом називається сукупність джерел струму, споживача електричної енергії, вимірювальних і регулювальних приладів, вимикачів та інших елементів, з'єднаних провідниками. Найпростіше електричне коло складається з провідника, кінці якого під'єднано до джерела струму. В такому електричному колі струм проходить по зовнішній його частині — провіднику і внутрішній — джерелу струму. Джерело струму має два полюси: позитивний і негативний. При розімкненому зовнішньому колі на негативному

полюсі джерела струму буде надлишок електронів, на позитивному — їх не вистачатиме. Зрозуміло, що таке розділення зарядів у межах джерела струму відбувається під дією сил, що мають некулонівську природу, оскільки під впливом кулонівської сили різнойменні заряди притягуються. Ці додаткові сили неелектричного походження, що діють у межах джерела струму, називаються *сторонніми*. Природа сторонніх сил може бути хімічною (гальванічні елементи, акумулятори), тепловою (термоелементи) тощо.

Розділення і перенесення зарядів у межах джерела струму гальмується його внутрішнім електричним полем і опором з боку середовища джерела струму. Тому у випадку замкненого електричного кола сторонні сили джерела струму виконуватимуть роботу A , величина якої складається з роботи A_1 , що виконується проти сил електричного поля джерела струму, і роботи A' , яка здійснюється проти механічних сил опору середовища цього джерела:

$$A = A_1 + A'. \quad (5.45)$$

Роботу, яку виконують сторонні сили при переміщенні одиничного позитивного електричного заряду, називають електрорушійною силою (ЕРС) і визначають так:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} = \frac{A_1 + A'}{q}. \quad (5.46)$$

ЕРС в одиницях СІ вимірюється у *вольтах*. Термін «електрорушійна сила» є невдалим, оскільки електрорушійна сила характеризує джерело струму з енергетичного боку.

Якщо полюси джерела струму розімкнені, то $A' = 0$, оскільки в цьому випадку стороння сила не переміщує зарядів, а тільки підтримує розподіл їх. Тоді

$$\mathcal{E} = \frac{A_1}{q}. \quad (5.47)$$

Проте за визначенням, робота проти сил електричного поля буде

$$i \quad A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (5.48)$$

$$\mathcal{E} = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (5.49)$$

Отже, *електрорушійна сила дорівнює різниці потенціалів на полюсах розімкненого джерела струму.*

У випадку замкненого електричного кола на будь-якій ділянці його зовнішньої частини має місце деяка різниця потенціалів $\varphi' - \varphi'' = U$, її називають *напругою*, або спадом напруги на цій ділянці кола.

У 1826 р. німецький фізик Г. Ом дослідно встановив, що сила струму в провіднику прямо пропорційна напрузі на кінцях провід-

ника і обернено пропорційна опору цього провідника:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (5.50)$$

Співвідношення (5.50) називається *законом Ома для ділянки кола*. Користуючись ним, можна дістати одиницю опору. В СІ опір провідника вимірюється в *омах*. Ом — опір такого провідника, в якому виникає сила струму в один ампер, коли різниця потенціалів на його кінцях становить один вольт.

Якщо замкнене коло складається з джерела струму з ЕРС \mathcal{E} і внутрішнім опором r і зовнішньої частини з опором R , то сила струму в колі визначається співвідношенням

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}. \quad (5.51)$$

Співвідношення (5.51) називають *законом Ома для повного кола*.

Дослід показує, що опір провідника залежить від його геометричних розмірів, матеріалу, зовнішніх умов (особливо температури). Згідно з експериментальними дослідженнями Ома опір однорідного провідника прямо пропорційний його довжині і обернено пропорційний площі поперечного перерізу:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (5.52)$$

Коефіцієнт пропорційності ρ , що характеризує матеріал, з якого виготовлено провідник, називають *питомим опором* речовини провідника.

Питомий опір, а тому і опір провідника, залежить від температури. В загальному випадку така залежність досить складна. Проте у металевих провідників для невеликих інтервалів температур можна користуватись наближеними формулами

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t); \quad R = R_0 (1 + \alpha t). \quad (5.53)$$

Тут ρ_0 і R_0 — відповідно питомий опір при 0°C ; t — температура в градусах Цельсія; α — температурний коефіцієнт опору. При точних розрахунках треба враховувати залежність α від температури.

При дуже низьких температурах, близьких до абсолютного нуля ($0,5\text{—}8\text{ K}$), опір деяких металів (алюміній, цинк, свинець та ін.) стрибкоподібно зменшується майже до нуля. Таке явище називають *надпровідністю*. Його відкрив у 1911 р. Г. Каммерлінг — Оннес. Природа явища надпровідності розкривається в квантовій теорії.

У 1986 і 1987 рр. було відкрито високотемпературні надпровідники — металооксидні сполуки з температурою надпровідного переходу близько 100 K , що значно вище від температури кипіння рідкого азоту (77 K) — дешевого і доступного холодоагента, що випускається промисловістю у великих кількостях.

У 1987 р. вийшла в світ стаття вчених із м. Цюріха І. Беднорца і К. Мюллера під назвою «Можливість високотемпературної надпровідності в системі Ва — La — Cu — О», в якій повідомлялось про виявлення різкого зменшення опору кераміки вказаного типу при температурах 30—35 К. Досліджена кераміка являла собою суміш декількох фаз. Було встановлено, що зменшення опору супроводжується діамангітною аномалією і відповідає надпровідному переходу.

У січні 1987 р. були опубліковані повідомлення з Хьюстонського університету і лабораторії Белла, в яких уже називалась фаза, відповідала за надпровідність. Ця фаза описується хімічною формулою $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ для барієвої кераміки й $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ для стронцієвої. Важливо, що для кераміки $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$ спостерігається дуже вузький надпровідний перехід при $T_c = 36$ К, що на 13 градусів вище від попереднього рекорду по T_c (23,2 К для Nb_3G).

Після цього успіху всі провідні лабораторії світу, які займалися вивченням надпровідності, включились у пошук і дослідження нових металооксидних надпровідників. У березні 1987 р. було зроблено нове відкриття в Алабамському і Хьюстонському університетах на кераміці Y — Ва — Cu — О, де була досягнута температура надпровідного переходу $T_c = 92$ К. Так було подолано азотний бар'єр по T_c на шляху широкого практичного використання надпровідників, і це ще більше привернуло увагу дослідників до нових високотемпературних надпровідників.

Отже, фізика високотемпературної надпровідності знаходиться на початковій стадії. Нині в ній іде інтенсивне накопичення експериментальних даних, що характеризують властивості металооксидних сполук в нормальній і надпровідній фазах*.

Проходження струму через провідник, якщо він не перебуває в стані надпровідності, супроводжується його нагріванням. Це пояснюється тим, що електричні заряди, рухаючись напрямлено, зазнають опору в середовищі провідника. Вивчаючи теплову дію струму, англійський фізик Д. Джоуль (1818—1889) і російський фізик Е. Х. Ленц (1804—1865) незалежно один від одного дійшли до такого висновку: *кількість теплоти Q, що виділяється на певній ділянці провідника, прямо пропорційна силі струму I, що проходить через провідник, напрузі на його кінцях U і часу t проходження струму:*

$$Q = IUt. \quad (5.54)$$

Цей висновок називається *законом Джоуля — Ленца*. Якщо силу струму взято в амперах, напругу в вольтах, а час у секундах, то кількість теплоти, що виділяється, вимірюється джоулями.

Крім нагрівання провідників, енергія електричного струму може *заснавати найрізноманітніших перетворень*. Так, при наявності в зов-

* Проблема високотемпературної сверхпроводимости / Под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница. — М. : Наука, 1977.

нішньому колі електродвигуна, частина електричної енергії джерела струму перетворюється в механічну енергію. Проходження електричного струму через провідник другого роду — електродіт — супроводиться перетворенням частини енергії джерела в хімічну. Коли ж зовнішня частина електричного кола складається лише з металевих провідників, то у випадку великих температур енергія електричного струму частково йтиме на випромінювання.

§ 10. Електропровідність електролітів. Закони Фарадея

Електроліти — розчини солей, кислот, лугів в рідинах — є добрим провідниками електричного струму. Струм у електролітах супроводжується електролізом — виділенням на електродах, занурених у розчин, складових частин електроліту. На відміну від металів, яким властива електронна провідність, струм в електролітах обумовлений напрямленим рухом іонів. Іони виникають внаслідок взаємодії молекул розчиненої речовини з молекулами розчинника. Процес розщеплення молекул розчиненої речовини на іони називають *електролітичною дисоціацією*. Позитивні іони, що рухаються до катода, називають *катіонами*, негативні іони, що рухаються до анода, — *аніонами* (рис. 5.6).

Якщо в електроліт занурити два електроди і створити між ними різницю потенціалів, то виникне впорядкований рух іонів або сольватів (сольват складається з іона та сольватної оболонки, що містить кілька шарів молекул розчинника).

Нехай в одиниці об'єму міститься n^+ позитивних і n^- негативних носіїв електричного заряду. Абсолютна величина зарядів носіїв дорівнює відповідно q^+ і q^- . Якщо під дією поля носії набувають швидкостей v^+ та v^- , то за одиницю часу через одиничну площину пройде n^+v^+ позитивних носіїв, які перенесуть заряд $q^+n^+v^+$. Аналогічно негативні носії перенесуть заряд $q^-n^-v^-$. Отже, *густина струму* визначатиметься за такою формулою:

$$j = q^+n^+v^+ + q^-n^-v^- \quad (5.55)$$

Із закону збереження електричного заряду (умова електронейтральності розчину електроліту) впливає рівність сумарних позитивних та негативних зарядів:

$$q^+n^+ = q^-n^- = qn = \alpha qn_0, \quad (5.56)$$

де n — кількість дисоційованих молекул для одно-одновалентних солей; n_0 — концентрація молекул розчиненої речовини; α — коефі-

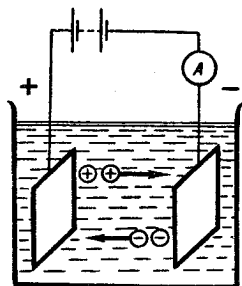


Рис. 5.6

цієнт дисоціації, що дорівнює відношенню концентрації іонів одного знака до концентрації молекул розчиненої речовини. Тоді густина струму

$$j = qn(v^+ + v^-). \quad (5.57)$$

Швидкість впорядкованого руху іонів (сольватів) можна знайти з таких міркувань. На окремий іон діє сила з боку електричного поля $\vec{F}_q = q\vec{E}$ та сила тертя Стокса $\vec{F}_\eta = 6\pi r\vec{v}$ (r — радіус іона; \vec{v} — швидкість руху іона; η — коефіцієнт в'язкості рідини). Іон рухатиметься рівномірно, якщо сила \vec{F}_η дорівнює силі \vec{F}_q ($6\pi r\vec{v} = q\vec{E}$). Звідси дістанемо вираз для швидкості іона

$$\vec{v} = \frac{q\vec{E}}{6\pi r\eta} \quad (5.58)$$

та для його рухливості

$$u = \frac{v}{E} = \frac{q}{6\pi r\eta}. \quad (5.59)$$

З формул (5.57) та (5.59) випливає, що для електролітів закон Ома має такий вигляд:

$$\vec{j} = qn(\vec{u}_+ + \vec{u}_-) \vec{E} = \sigma \vec{E}, \quad (5.60)$$

де σ — електропровідність електроліту, що дорівнює

$$\sigma = qn(u_+ + u_-). \quad (5.61)$$

Електропровідність електролітів значно менша, ніж електропровідність металів. З підвищенням температури електропровідність електролітів швидко зростає, що обумовлено збільшенням ступеня дисоціації розчину та зменшенням в'язкості електроліту.

Основні закони електролізу експериментально встановив М. Фарадей у 1834 р.

Перший закон Фарадея: *маса речовини m , яка виділяється на електроді, прямо пропорційна кількості електрики q , що пройшла через електрод:*

$$m = kq = kIt, \quad (5.62)$$

де I — сила струму; t — час проходження струму. Коефіцієнт пропорційності k , який чисельно дорівнює масі речовини, що виділяється на електроді при проходженні через електроліт одиниці кількості електрики, називається *електрохімічним еквівалентом речовини*.

Другий закон Фарадея: *електрохімічні еквіваленти елементів прямо пропорційні їхнім хімічним еквівалентам. Хімічним еквівалентом елемента називають відношення його атомної маси A до валент-*

ності Z . Тому

$$k = c \frac{A}{Z}. \quad (5.63)$$

Згідно з другим законом Фарадея коефіцієнт c є універсальною сталою для всіх елементів. Звичайно замість сталої c користуються оберненою до неї величиною $F = \frac{1}{c}$, яку називають *числом Фарадея*.

Отже,

$$k = \frac{1}{F} \frac{A}{Z}. \quad (5.64)$$

Підставимо цей вираз у (5.62) і дістанемо формулу, що об'єднує обидва закони Фарадея,

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} It, \quad m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} q. \quad (5.65)$$

Звідси неважко з'ясувати фізичний зміст сталої Фарадея. Справді, якщо при електролізі виділяється $m/A = 1/Z$ моль речовини, то заряд q , що пройшов через електроліт, чисельно дорівнює F . Дослід показує, що $F = 96485,309$ Кл/моль.

Проходження струму через електроліти нерозривно пов'язане з переміщенням речовини. Звідси випливає, що в електролітах, на відміну від металевих провідників (провідників першого роду), носіями струму є не вільні електрони, а іони — заряджені частинки речовини. Іони — це атоми або групи атомів, які мають надлишок або недостачу електронів порівняно з нейтральними атомами й молекулами.

Із законів Фарадея випливає, що будь-який електричний заряд складається з цілого числа елементарних зарядів — «атомів електрики». На це вперше звернув увагу Г. Гельмгольц у 1881 р. в промові, присвяченій пам'яті Фарадея, де він підкреслив, що, приймаючи існування атомів хімічних елементів, не можна уникнути дальшого висновку про атомність електрики. Справді, для виділення на електроді одного моля одновалентної речовини, потрібно, щоб через електроліт пройшла кількість електрики, яка дорівнює числу Фарадея F . Якщо речовина має валентність Z , то для виділення на електроді одного моля потрібна кількість електрики, що дорівнює ZF . Оскільки при цьому переноситься те саме число N_A частинок (іонів) речовини (число Авогадро), то на окрему частинку Z -валентної речовини припадає заряд

$$q = \frac{ZF}{N_A}, \quad (5.66)$$

а у випадку одновалентної речовини ($Z = 1$)

$$q = \frac{F}{N_A}. \quad (5.67)$$

Звідси можливі два висновки: а) заряди Z -валентних іонів різні, але середнє значення їх дорівнює $\frac{ZF}{N_A}$ (подібно до того, як молекули газу мають різну кінетичну енергію поступального руху, а середнє значення її дорівнює $\frac{3}{2}kT$); б) кожний іон несе певний заряд $q = \frac{ZF}{N_A}$. Причому заряди іонів можуть відрізнятися лише на величини, кратні елементарному заряду, який дорівнює заряду одновалентного іона $e = \frac{F}{N_A}$. Другий висновок еквівалентний припущенню про атомну («зернисту») будову всіх електричних зарядів. Досліди підтвердили справедливність такого висновку.

§ 11. Атомна структура електрики. Досліди Йоффе, Міллікена

Досліди А. Ф. Йоффе, виконані у 1912 р., присвячені встановленню атомної структури електрики. Негативна заряджена металева пилінка вміщувалась між пластинами конденсатора, напруженість поля якого добиралась такою, щоб пилінка перебувала в рівновазі, тобто $qE = mg$. Після цього пилінку освітлювали ультрафіолетовим світлом. Внаслідок фотоefекту негативний заряд пилінки поступово зменшувався, і для збереження рівноваги в конденсаторі доводилось відповідно змінювати напруженість електричного поля:

$$mg = q_0 E_0 = q_1 E_1 = q_2 E_2 = \dots, \quad (5.68)$$

звідси

$$q : q_1 : q_2 : \dots = \frac{1}{E_0} : \frac{1}{E_1} : \frac{1}{E_2} : \dots$$

Виявилось, що заряд пилінки може набирати лише дискретних значень.

У 1909—1914 рр. американський фізик Р. Міллікен провів досліди, на підставі яких не лише встановив атомність електрики, що було показано і дослідами Йоффе, а й визначив величину елементарного електричного заряду. Схему установки Міллікена зображено на рис. 5.7, а.

Основною частиною приладу є плоский конденсатор, пластини якого під'єднуються до джерела напруги в кілька тисяч вольтів. Напругу між пластинами конденсатора можна змінювати і точно вимірювати. Міллікен спостерігав рух дрібних заряджених електрикою краплин. За допомогою спеціального пульверизатора A дрібні краплини масла вдувались у досліджувальну камеру B , де вони падали на дно. Багато з цих краплин, внаслідок тертя в пульверизаторі, виявлялись заря-

дженими. Деякі з них, падаючи, попадали в отвір O і через нього — в електричне поле конденсатора. Тут рух краплин можна було спостерігати через невелике вікно за допомогою короткофокусної труби (окуляра).

Розглянемо спочатку випадок, коли поля в конденсаторі немає. Тоді на краплину, що рухається з малою швидкістю у в'язкому середовищі, крім сили тяжіння F_1 і виштовхувальної сили F_2 , яка визначається за законом Архімеда, діятиме сила тертя F_3 . У випадку сферичної краплини силу можна визначити за законом Стокса:

$$F_3 = 6\pi r v \eta, \quad (5.69)$$

де v — швидкість руху краплини; r — її радіус; η — коефіцієнт в'язкості середовища. Напрямок сил F_1 , F_2 , F_3 зображено на рис. 5.7, б.

Збільшення швидкості руху краплини v приводить до зростання сили F_3 і в деякий момент часу рівнодійна сил, що діють на краплину, дорівнюватиме нулю, тобто $F_1 = F_2 + F_3$. Починаючи з цього моменту часу краплина рухатиметься рівномірно. Оскільки $F_1 = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g$ (ρ — густина

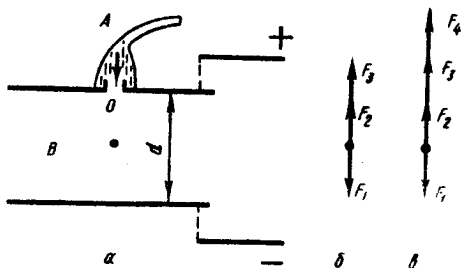


Рис. 5.7

масла) і $F_2 = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 g$ (ρ_0 — густина середовища), то

$$\frac{4}{3} \pi r^3 (\rho - \rho_0) g = 6\pi r v \eta. \quad (5.70)$$

Вимірявши швидкість рівномірного падіння краплини і знаючи характеристики середовища ρ_0 , η та речовини краплини ρ , неважко визначити радіус краплини:

$$r = \sqrt{\frac{9\eta v}{2g(\rho - \rho_0)}}. \quad (5.71)$$

Якщо тепер між пластинами конденсатора створити поле напруженістю $E = \frac{U}{d}$, напрямлене так, що воно сповільнює рух краплини, то на неї з боку поля діятиме додаткова сила F_4 (її напрям показано на рис. 5.7, в):

$$F_4 = qE = q \frac{U}{d}, \quad (5.72)$$

де q — заряд краплини; U — різниця потенціалів на пластинах конденсатора; d — відстань між ними. Тоді у випадку рівноваги сил, що діють на краплину,

$$\frac{4}{3} \pi r^3 (\rho - \rho_0) g - q \frac{U}{d} = 6\pi r v \eta. \quad (5.73)$$

У рівнянні (5.73) всі величини або задано (η , ρ , ρ_0 , U , d), або визначено в ході експерименту (v_1 , r), тому можна визначити електричний заряд краплини:

$$q = \frac{d}{U} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 (\rho - \rho_0) g - 6\pi r v \eta \right). \quad (5.74)$$

Так Міллікен обчислив заряд краплин для численних випадків. Потім він знайшов довільні різниці між електричними зарядами, які несли на собі краплини масла

$$\begin{aligned} q_1 - q_2 &= q_{12}, & q_1 - q_3 &= q_{13}, & \dots, \\ q_2 - q_3 &= q_{23}, & q_2 - q_4 &= q_{24}, & \dots, \\ q_3 - q_4 &= q_{34}, & q_3 - q_5 &= q_{35}, & \dots, \\ & \dots & & & \dots \end{aligned} \quad (5.75)$$

Цими розрахунками він встановив, що серед усіх численних різниць між зарядами краплин не було меншої від заряду електрона, вони були кратні заряду електрона або дорівнювали йому. Цим було доведено атомну структуру електрики і наявність елементарного електричного заряду, що дорівнює зарядові електрона: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Отже, заряд електрона є атомом електрики, а не середньстатистичною величиною. Цим також було спростовано гіпотезу про існування субелектронів — частинок, що мають заряд, в десятки, сотні і навіть тисячі раз менший від заряду електрона.

Тепер у зв'язку з вивченням структури елементарних частинок висловлено гіпотезу про існування так званих кварків і допускається існування електричних зарядів, менших від заряду електрона (див. § 8 розд. 15).

Контрольні запитання

1. Сформулюйте закон Кулона для точкових електричних зарядів.
2. Назвіть основні характеристики електростатичного поля.
3. Сформулюйте закон збереження електричного заряду.
4. Яке числове значення одиниці електричної сталої і яка її розмірність?
5. Що називають напруженістю електричного поля?
6. Яке практичне застосування має теорема Остроградського — Гаусса?
7. Сформулюйте визначення потенціалу точки електричного поля.
8. Що називають вольтом і яка його розмірність?
9. Чому дорівнює робота з переміщення електричного заряду вздовж еквіпотенціальної поверхні?
10. Яким співвідношенням зв'язані між собою напруженість і потенціал електричного поля?
11. Дайте визначення фаради.
12. Чому дипольна поляризація діелектрика ліквідується при усуненні зовнішнього електричного поля, яке викликало цю поляризацію?
13. Що характеризує відносна діелектрична проникність?
14. Від чого і як залежить густина енергії електричного поля?
15. Сформулюйте основні закони постійного електричного струму.
16. Запишіть і дайте визначення законів Фарадея для електролітів.
17. Яким чином Міллікен у своїх експериментах визначив мінімальний електричний заряд? Чому він дорівнює?

МАГНЕТИЗМ. МАГНІТНЕ ПОЛЕ ЕЛЕКТРИЧНОГО СТРУМУ**§ 1. Зовнішні аналогії між магнітними і електричними явищами**

Магнітами називають тіла, здатні притягувати залізо, нікель, кобальт. Магнітні властивості притаманні, наприклад, такій залізній руді, як магнітний залізняк, що є природним магнітом. Більш яскраво вони виражені у штучно виготовлених магнітів. Особливо сильно магнітні властивості виявляються поблизу кінців магніту. Ці місця називають *полюсами*. Одноійменні полюси магнітів відштовхуються, різнойменні — притягуються. У зв'язку з цим постійні магніти діють орієнтуюче на магнітну стрілку, яка розміщена поблизу них так, що може вільно обертатись навколо своєї осі. Така дія постійного магніту на магнітну стрілку передається через магнітне поле — вид матерії, що існує в оточуючому магніти просторі. Магнітна стрілка є свого роду «пробним тілом», яке дає змогу встановити факт існування магнітного поля.

Хоч магнітні й електричні явища були відомі ще до нашої ери, вперше чітко розмежування їх було зроблено наприкінці XVI ст. У. Гільбертом, який поклав початок науковому вивченню магнітних явищ. Вивчаючи магнітні явища, маємо справу з двома полюсами різних типів. Закономірності взаємодії зарядів у електриці і полюсів у магнетизмі аналогічні. Однак до наелектризованого тіла притягуються будь-які легкі тіла, тоді як до магнітного полюса тільки певні тіла, а саме: виготовлені з заліза, нікелю, кобальту або їхніх сплавів.

При електризації завжди утворюються два роди зарядів, однакових за величиною, — негативний і позитивний, які можна відокремити один від одного. Магніт також завжди має два полюси — північний і південний, проте розділити їх неможливо. Як би ми не ділили магніт, завжди дістанемо новий магніт, більш короткий, але з обома полюсами. Вже з часів Ампера, який дав пояснення електричної природи магнетизму, відомо, що магнетизму, як особливої субстанції, не виявлено, що ті «магнітні заряди», про які говорив У. Гільберт, і «магнітні маси», на існуванні яких наголошував Кулон, є абстракціями. Подібно до явища електростатичної індукції спостерігається намагнічення заліза при наближенні до магніту.

Для вивчення взаємодії між полюсами магнітів Кулон застосував метод крутильних терезів. Магніти у вигляді довгих дротин Кулон брав для того, щоб можна було нехтувати взаємодією віддалених полюсів. Кожний полюс він характеризував «кількістю магнетизму», або «магнітною масою» m . На підставі дослідів Кулон дійшов висновку, що різнойменні магнітні полюси притягуються, а однойменні —

відштовхуються: два магнітні полюси взаємодіють між собою у вакуумі з силою, пропорційною добутку їхніх магнітних мас і обернено пропорційною квадрату відстані r між ними:

$$F = k \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (6.1)$$

де k — коефіцієнт пропорційності, величина і розмірність якого залежить від вибору системи одиниць. Як свідчить досвід, на взаємодію магнітних полюсів впливає оточуюче середовище. Цей вплив враховують введенням спеціальної величини, яку, за пропозицією В. Томсона, називають *магнітною проникністю середовища* і позначають через μ . В однорідному ізотропному середовищі взаємодія магнітних полюсів визначатиметься законом Кулона

$$F = k \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}. \quad (6.2)$$

В абсолютній електромагнітній системі одиниць СГСМ (в основу її покладено основні одиниці системи СГС для механічних величин) $k = 1$, а в СІ $k = \frac{1}{4\pi\mu_0}$. Тоді

$$F = \frac{m_1 m_2}{4\pi\mu_0 \mu r^2}, \quad (6.3)$$

де μ_0 — магнітна стала.

Аналогічно можна також визначити напруженість та індукцію магнітного поля. Проте такий підхід до визначення їх становить лише історичний інтерес.

§ 2. Природа магнетизму. Досліди Ейхенвальда

Вивчаючи магнетизм, У. Гільберт у 1600 р. висловив думку про те, що, незважаючи на деяку зовнішню аналогію, яка має місце між електричними й магнітними явищами, природа їх різна. Проте вже в середині XVIII ст. наука мала в своєму розпорядженні окремі дані, що свідчили про тісний зв'язок між електричними й магнітними явищами. До них слід віднести спостереження за намагнічуванням кусків заліза та перемагнічуванням стрілки компаса, якщо поблизу них відбувався грозний розряд. Зрозуміло, що такі окремі дані лише наводили на думку про існування зв'язку між електричними й магнітними явищами і не були доказом його. Потрібні були систематичні експериментальні дослідження. Саме такими дослідженнями стали дослідження Х. Ерстеда, проведені ним у 1820 р. Спостерігаючи за розміщеною поблизу прямолінійного провідника магнітною стрілкою, Ерстед встановив, що при проходженні струму через провідник магнітна стрілка відхиляється від свого попереднього положення і намагається розміститись так, щоб її вісь була перпендикулярною до провідника. Із

зміною напрямку струму змінюється напрям відхилення стрілки. Дальші експериментальні дослідження впливу на магнітну стрілку електричних струмів, що проходять по провідниках довільної форми, дали змогу зробити остаточний висновок: при проходженні струму через провідник навколо нього виникає магнітне поле, яке впливає на ориєнтацію магнітної стрілки.

Якщо замість металевого провідника електричний струм пропускати через електроліт або газорозрядну трубку, то магнітна стрілка також відхилиться. В 1911 р. А. Ф. Іоффе експериментально довів тотожність магнітного поля електронного пучка і прямого струму.

Дуже просте експериментальне підтвердження справедливості положення про те, що магнітне поле утворюється будь-якими рухомими зарядами (струмом), було зроблено О. Ейхенвальдом у 1901 р. Схему одного з дослідів Ейхенвальда зображено на рис. 6.1. Два паралельних металевих диски D_1 і D_2 могли обертатися навколо осі OO' . Поблизу дисків на тонкій нитці підвісили невелику магнітну стрілку A , вісь якої паралельна площині дисків. Для спостереження за зміщенням стрілки до неї прикріпили невелике дзеркальце. Стрілка містилась всередині провідного кожуха, що захищав її від дії електричного поля і від потоків повітря при обертанні дисків. Обидва диски заряджали різнойменно і швидко обертали. При цьому обертася або один з дисків, або обидва диски разом, як в одному напрямі, так і в протилежних напрямках. Досліди показали, що при обертанні дисків магнітна стрілка відхиляється, що вказує на появу магнітного поля. Якщо між дисками D_1 і D_2 помістити диск D_3 з діелектрика з діелектричною проникністю ϵ , то заряд на металевих дисках збільшиться в ϵ раз і дорівнюватиме eq . Тому при обертанні дисків і нерухомому діелектрику магнітне поле збільшиться також в ϵ раз.

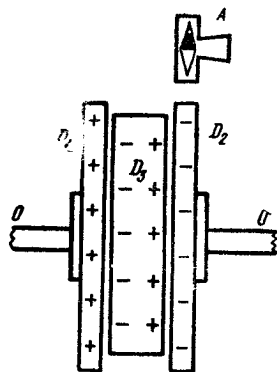


Рис. 6.1

На поверхні діелектрика виникають поляризаційні заряди, величина яких на кожній поверхні диска D_3 дорівнює $(\epsilon - 1)q$. Якщо залишити диски D_1 і D_2 нерухомими, а обертати диск D_3 , то також виникне магнітне поле. Проте це поле буде значно меншим, ніж при обертанні дисків D_1 або D_2 , оскільки на диску D_3 виникають заряди двох знаків, і його дія аналогічна двом коловим струмам, напрямленим протилежно. Якщо обертати весь конденсатор з діелектриком, як ціле, то на кожному металевому диску буде переміщатися заряд eq , а на прилеглий до нього поверхні діелектрика — заряд протилежного знака — $(\epsilon - 1)q$. Тому магнітна дія буде пропорційна $eq - (\epsilon - 1)q = eq$, тобто буде такою, як і без діелектрика. Всі ці випадки Ейхен-

вальд перевірів експериментально. Досліди показали, що *магнітне поле виникає при русі будь-яких електричних зарядів незалежно від природи їх, в тому числі й поляризаційних.*

Отже, магнітне поле виникає не тільки поблизу природних і штучних магнітів, а й біля провідників, по яких проходить електричний струм, причому магнітне поле постійних магнітів нічим не відрізняється від магнітного поля струму.

Основною характеристикою магнітного поля є *вектор магнітної індукції \vec{B}* , який в даній точці поля пропорційний силі, яка діє на північний полюс нескінченно малої магнітної стрілки, вміщеної в цю точку магнітного поля. Сила, що діє з боку магнітного поля на південний полюс стрілки, напрямлена протилежно вектору \vec{B} . Нескінченно мала магнітна стрілка не змінює істотно магнітного поля, в яке вона вноситься. Обидва полюси такої стрілки містяться в нескінченно близьких точках поля, отже, сили, що діють на полюси, чисельно дорівнюють одна одній і напрямлені протилежно. Під дією такої пари сил магнітна стрілка повертається так, щоб вісь стрілки, яка з'єднує південний і північний полюси, збіглася з напрямом поля, тобто з напрямом вектора \vec{B} .

Як і електростатичні поля, магнітні поля можна зображати графічно за допомогою ліній вектора магнітної індукції. Лініями вектора магнітної індукції (магнітними силовими лініями) називають криві, дотичні до яких в кожній точці збігаються з напрямом вектора \vec{B} в цих точках. Конфігурацію магнітних силових ліній можна встановити в кожному конкретному випадку за допомогою магнітної стрілки, яка орієнтується вздовж цих ліній. Як відомо з шкільного курсу фізики, наочне уявлення про лінії магнітної індукції можна дістати за допомогою дрібних залізних ошукор, які намагнічуються в досліджуваному полі і поводять себе подібно до мініатюрних магнітних стрілок. На рис. 6.2 зображено картину плоского перерізу магнітного поля прямого струму. Для визначення напрямку ліній індукції магнітного поля струму можна скористатись правилом свердлика: *якщо свердлик закручувати так, щоб напрям його поступального руху збігався з напрямом струму, то напрям обертального руху рукоятки вкаже напрям ліній вектора магнітної індукції.*

Наочне уявлення про магнітне поле струму, що проходить по кільцевому провіднику, дає рис. 6.3. З нього видно, що силові лінії магнітного поля охоплюють провідник так, що з одного боку вони виходять з контура витка, а з другого входять в нього. Магнітне поле колового струму подібне до магнітного поля короткого магніту. Один бік витка діє на магнітну стрілку як північний полюс магніту, другий — як південний. Із зміною напрямку струму змінюються полюси витка.

Якщо ж скласти схему з паралельних колових струмів одного

напряму, то магнітні поля їх дадуть сумарне магнітне поле, подібне до поля штабового магніту. Систему паралельних колових струмів одного напрямку називають *соленоїдом*. Північний полюс магніту збігається з тим кінцем соленоїда, з якого струм у витках напрямлений проти стрілки годинника.

З рис. 6.2, 6.3 видно, що лінії вектора магнітної індукції, на відміну від силових ліній електростатичного поля, завжди замкнені і охоплюють провідник із струмом. На перший погляд здається, що у випадку штабових магнітів лінії магнітної індукції розімкнені. Проте це не так. Проведені дослідження показали, що всередині постійних

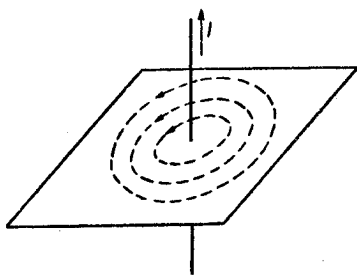


Рис. 6.2

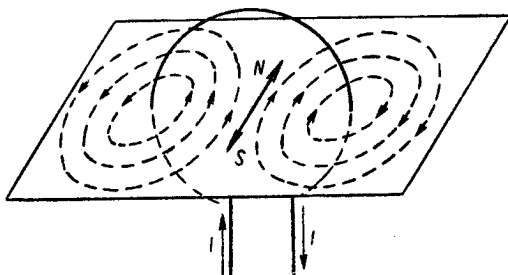


Рис. 6.3

магнітів існує поле, яке нагадує поле всередині соленоїда. Лінії магнітної індукції цього поля є продовженням ліній індукції поля, що існує зовні постійного магніту.

Повна аналогія між магнітними полями постійних магнітів і соленоїдів дала змогу видатному фізику А. Амперу у 1821 р. висловити гіпотезу, що магнітні властивості постійних магнітів обумовлені існуючими в них мікрострумами. Про природу й характер цих мікрострумів Ампер нічого не міг сказати, оскільки в той час вчення про будову речовини було в початковій стадії. Тільки після відкриття електрона і з'ясування будови атомів і молекул, тобто майже через 100 років, гіпотеза Ампера була блискуче підтверджена і стала основою сучасних уявлень про магнітні властивості речовини. Гіпотетичні мікроструми Ампера дістали просте й наочне тлумачення. Відомо, що в атомах всіх тіл є електрони, які рухаються по замкнених орбітах. Вони подібно витку із струмом утворюють магнітні поля. Якщо в якомусь тілі елементарні струми, обумовлені рухом електронів, розміщені так, що їхні магнітні поля взаємно підсилюють одне одного (як у соленоїда), то результуюче магнітне поле може бути значним, і таке тіло буде магнітом. У немагніченому тілі всі елементарні струми розміщені хаотично. Процес намагнічення тіл полягає в тому, що під дією зовнішнього магнітного поля елементарні струми більшою чи меншою мірою, залежно від величини зовнішнього поля, встановлюються паралельно один одному і утворюють результуюче магнітне поле.

Отже, джерелом магнітного поля є електричний струм, тобто рухомий електричний заряд. Існування магнітного поля є необхідною і достатньою умовою для виявлення зв'язаного з ним електричного струму. Магнітне поле — один з проявів електричного струму — не може існувати окремо й незалежно від нього. Магнітне поле, як і електричне, є одним із видів матерії.

§ 3. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо—Савара—Лапласа

У 1820 р. французькі вчені Ж. Біо і Ф. Савар дослідили магнітні поля, створені в повітрі прямолінійним струмом, коловим струмом, соленоїдом тощо. На основі багатьох дослідів вони дійшли таких висновків:

а) у всіх випадках індукція B магнітного поля електричного струму пропорційна силі струму; б) магнітна індукція залежить від форми й розмірів провідника з струмом; в) магнітна індукція B в довільній точці поля залежить від положення цієї точки щодо провідника з струмом.

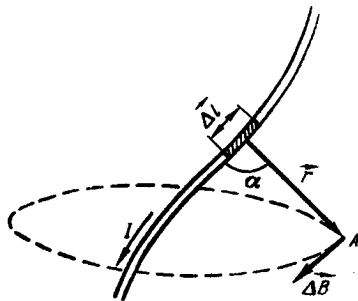


Рис. 6.4

Ж. Біо і Ф. Савар намагались знайти загальний закон, який би дав змогу визначити індукцію в кожній точці магнітного поля, утвореного електричним струмом, що проходить по провідниках довільної форми. Проте зробити це їм не вдалося. За їхнім проханням цю задачу розв'язав видатний французький вчений П. Лаплас. Врахувавши векторний ха-

рактир індукції \vec{B} , він висловив важливу гіпотезу про те, що індукція \vec{B} у кожній точці магнітного поля довільного провідника з струмом є векторною сумою індукцій $\Delta\vec{B}$ елементарних магнітних полів, утворених кожною ділянкою Δl цього провідника (рис. 6.4). Іншими словами, Лаплас скористався принципом суперпозиції для магнітних полів. Він узагальнив результати експериментів Біо і Савара у вигляді диференціального закону, який пізніше дістав назву *закону Біо — Савара — Лапласа*:

$$\Delta B = k' \frac{q \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (6.4)$$

У векторній формі закон Біо — Савара — Лапласа має такий вигляд:

$$\Delta \vec{B} = k' \frac{I [\Delta \vec{l}, \vec{r}]}{r^3}, \quad (6.5)$$

де I — сила струму, що проходить по провіднику; $\vec{\Delta l}$ — вектор, що чисельно дорівнює довжині Δl елемента провідника і за напрямом збігається з напрямом електричного струму; \vec{r} — радіус-вектор, проведений від елемента провідника Δl в досліджувану точку поля; r — модуль радіуса-вектора \vec{r} ; α — кут між Δl і радіусом-вектором \vec{r} ; k' — коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору одиниць фізичних величин, які входять у формулу (6.4), (6.5), а також від магнітних властивостей навколишнього середовища. Напрямок вектора $\Delta \vec{B}$ визначається напрямом векторного добутку $[\vec{\Delta l}, \vec{r}]$, а тому вектор $\Delta \vec{B}$ перпендикулярний до площини, що містить вектори $\vec{\Delta l}$ і \vec{r} і напрямлений так, що з кінця вектора $\Delta \vec{B}$ поворот від вектора $\vec{\Delta l}$ до суміщення з вектором \vec{r} за найкоротшим шляхом відбувається проти ходу стрілки годинника.

В СІ $k' = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi}$, де μ — відносна магнітна проникність середовища, а μ_0 — магнітна стала. Тоді

$$\Delta \vec{B} = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{I [\vec{\Delta l}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (6.6)$$

Таку форму запису закону Біо — Савара — Лапласа називають раціоналізованою. Далі користуватимемося саме нею.

Формули (6.4) — (6.6) визначають індукцію магнітного поля, що спричиняється в даній точці A елементом струму Δl . Повна індукція магнітного поля \vec{B} у точці A дорівнюватиме векторній сумі $\Delta \vec{B}$ полів усіх елементів, на які умовно розбито контур із струмом

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \Delta \vec{B}_i. \quad (6.7)$$

Крім магнітної індукції \vec{B} , вводиться також інша векторна характеристика магнітного поля, яку називають *напруженістю*. Напруженість магнітного поля \vec{H} не залежить від магнітних властивостей середовища і характеризує магнітне поле, що його створює струм. У випадку однорідного й ізотропного середовища

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}. \quad (6.8)$$

Закон Біо — Савара — Лапласа можна записати і для напруженості магнітного поля

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (6.9)$$

або у векторній формі

$$\Delta \vec{H} = \frac{1}{4\pi r^3} [\Delta \vec{l}, \vec{r}]. \quad (6.10)$$

Порівняння векторних характеристик електростатичного (\vec{E} і \vec{D}) та магнітного (\vec{B} і \vec{H}) полів показує, що аналогом вектора напруженості електростатичного поля \vec{E} , є вектор магнітної індукції \vec{B} , оскільки \vec{E} і \vec{B} визначають силові дії полів і залежать від властивостей середовища, в яких створено відповідні поля. В свою чергу, аналогом

вектора електричної індукції \vec{D} є вектор напруженості \vec{H} магнітного поля.

Розглянемо застосування закону Біо — Савара — Лапласа до розрахунків конкретних полів.

Визначимо індукцію магнітного поля струму, що проходить по нескінченно довгому прямолінійному провіднику, в точці A , яка розміщена на відстані R від провідника (рис. 6.5). За законом Біо — Савара — Лапласа елемент Δl_i провідника з струмом I створює в точці A магнітне поле з індукцією

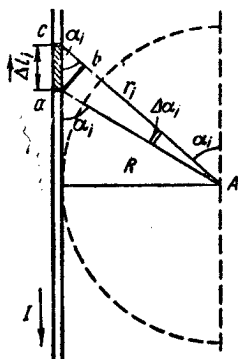


Рис. 6.5

$$\Delta B_i = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\Delta l_i \sin \alpha_i}{r_i^2}. \quad (6.11)$$

Оскільки вектори $\Delta \vec{l}_i$ і \vec{r}_i для всіх ділянок прямолінійного провідника містяться в площині рисунка, всі вектори $\Delta \vec{B}_i$, що характеризують магнітні поля від окремих елементів провідника в точці A , напрямлені перпендикулярно до площини рисунка (до читача). Це спрощує визначення індукції \vec{B} результуючого магнітного поля. Вектор \vec{B} напрямлений також перпендикулярно до площини рисунка, а його модуль дорівнює алгебраїчній сумі модулів векторів ΔB :

$$B = \sum_{i=1}^n \Delta B_i = \sum_{i=1}^n \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\Delta l_i \sin \alpha_i}{r_i^2}. \quad (6.12)$$

З трикутників abc і Aba (рис. 6.5), що мають спільну сторону ab , випливає, що $\Delta l_i \sin \alpha_i = r_i \Delta \alpha_i$. Звідси

$$\Delta l_i = \frac{r_i \Delta \alpha_i}{\sin \alpha_i}. \quad (6.13)$$

Розділивши ліву і праву частини рівності (6.13) на r_i^2 і замінивши

$r_i \sin \alpha_i = R$, дістанемо

$$\frac{\Delta l_i}{r_i^2} = \frac{\Delta \alpha_i}{R}. \quad (6.14)$$

Підставивши вираз (6.14) у (6.12), перейдемо до інтегрування, беручи $\Delta \alpha_i$ та Δl_i нескінченно малими. У випадку нескінченно довгого прямолінійного провідника кут α змінюватиметься від 0 до π . Ці значення візьмемо за межі інтегрування. Тоді можна записати

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}. \quad (6.15)$$

Отже, індукція B у кожній точці магнітного поля нескінченно довгого прямолінійного провідника з струмом I прямо пропорційна силі струму і обернено пропорційна найкоротшій відстані цієї точки від провідника з струмом.

Напруженість магнітного поля нескінченно довгого прямолінійного провідника з струмом обчислюється за формулою

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{2I}{R}. \quad (6.16)$$

Обчислимо індукцію магнітного поля в центрі колового струму. Нехай струм проходить по кільцевому провіднику радіуса R . Тоді за законом Біо — Савара — Лапласа індукція магнітного поля dB від елемента dl в центрі кільця буде

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}. \quad (6.17)$$

Оскільки в цьому випадку $r = R$ і $\alpha = \frac{\pi}{2}$, то

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}. \quad (6.18)$$

Напруженість магнітного поля в центрі колового струму визначається з співвідношення

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{I}{2R}. \quad (6.19)$$

Аналогічно можна показати, що індукція та напруженість магнітного поля нескінченно довгого соленоїда на його осі

$$B = \mu_0 \mu n I, \quad H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = n I, \quad (6.20)$$

де n — число витків, що припадає на одиницю довжини соленоїда.

§ 4. Дія магнітного поля на струм. Взаємодія струмів. Закон Ампера

У попередніх параграфах йшлося про те, що провідники з струмом утворюють навколо себе магнітне поле і діють на постійні магніти (магнітні стрілки), розташовані поблизу них, а магнітне поле діє на провідник з струмом.

Закони дії магнітного поля на струм були встановлені Ампером у 1820—1821 рр. Тоді ж було з'ясовано, що закономірності, знайдені Ампером теоретично і ним же підтвержені експериментально, можна розглядати як наслідок закону Біо — Савара — Лапласа, доповненого принципом рівності дії і протидії.

Якщо прямолінійний жорсткий провідник, довжина якого l , по якому проходить струм силою I , помістити в однорідне магнітне поле з індукцією B , то на нього діятиме з боку поля сила F , яку можна виміряти. Як показали дослідження Ампера, в цьому разі

$$F = kIBl \sin \alpha, \quad (6.21)$$

де α — кут між напрямом струму і напрямом індукції магнітного поля; k — коефіцієнт пропорційності, який визначається добором одиниць вимірювання величин, що входять у формулу (6.21). В одиницях СІ $k = 1$, а тому далі коефіцієнт опускаємо.

Співвідношення (6.21) називають *законом Ампера*. Аналіз формули (6.21) показує, що на прямолінійний жорсткий провідник із струмом, вміщений в однорідне магнітне поле, діє з боку поля найбільша сила тоді, коли $\alpha = 90^\circ$, тобто коли магнітні силові лінії перетинають провідник під прямим кутом. Тоді

$$F = IBl. \quad (6.22)$$

На прямий струм, орієнтований вздовж поля, сила не діятиме ($F = 0$, оскільки $\alpha = 0$). Напрямок сили F можна знайти за правилом лівої руки: для цього розміщують ліву руку так, щоб лінії індукції магнітного поля входили в долоню, а витягнуті пальці збігалися з напрямом струму, тоді відігнутий великий палець вказує напрям сили, що діє на провідник з боку поля. За допомогою формули (6.22) можна з'ясувати фізичний зміст магнітної індукції. З неї випливає, що магнітна індукція B чисельно дорівнює силі, що діє з боку поля на одиницю довжини провідника, по якому проходить одиничної сили струм, перпендикулярний до напрямку магнітного поля.

Розглянемо взаємодію двох прямих нескінченно довгих провідників із струмом, розміщених паралельно один одному на віддалі d (рис. 6.6). Дослід показує, що такі провідники притягуються один до одного, якщо струми в них мають однаковий напрям (паралельні), і відштовхуються, коли струми напрямлені протилежно (антипаралельні). Взаємодію паралельних струмів неважко пояснити, якщо

врахувати, що кожний із провідників створює магнітне поле, яке, за законом Ампера, діє на інший провідник із струмом. Визначимо спочатку силу F_1 , з якою діє магнітне поле з індукцією B_2 , яке створюється струмом I_2 , на провідник із струмом I_1 :

$$F_1 = I_1 B_2 l \sin \alpha, \quad (6.23)$$

де l — довжина елемента першого провідника, на який діє сила F_1 . Враховуючи, що в цьому разі $\sin \alpha = 1$ і $B_2 = \frac{\mu_0 \mu 2I_2}{4\pi d}$ (див. формулу (6.15)), маємо

$$F_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{d} l, \quad (6.24)$$

де d — відстань між провідниками.

Аналогічно можна дістати формулу для сили F_2 , з якою магнітне поле, що створюється струмом I_1 , діє на провідник із струмом I_2 :

$$F_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{d} l. \quad (6.25)$$

Отже, сили F_1 і F_2 однакові за величиною і напрямлені протилежно, що видно з рис. 6.6.

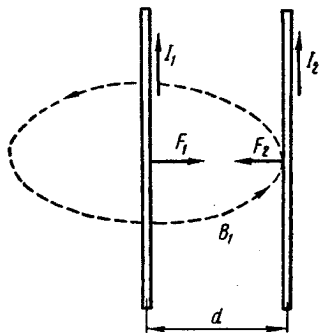


Рис. 6.6

Таким чином, сила взаємодії двох прямолінійних нескінченно довгих паралельних провідників в розрахунку на відрізок l провідника прямо пропорційна добутку сил струмів і обернено пропорційна відстані між ними. Це твердження називається законом взаємодії струмів.

Користуючись законом взаємодії струмів, можна встановити одиницю сили струму. За одиницю сили струму в СІ беруть ампер (А) — силу такого постійного струму, при проходженні якого по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної довжини і дуже малої площі кругового поперечного перерізу, що містяться у вакуумі на відстані 1 м один від одного, виникає сила електромагнітної взаємодії між провідниками, яка дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ ньютонів на кожний метр довжини.

Виходячи з цього означення ампера та формули (6.25), неважко довести, що

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{м}}.$$

Магнітна індукція вимірюється в теслах (Тл). Тесла — магнітна індукція такого однорідного магнітного поля, що діє з силою в 1 Н на кожний метр довжини прямолінійного провідника, який розміщений перпендикулярно до напрямку поля, якщо по цьому провіднику

проходить струм в 1 А:

$$1 \text{ Тл} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}.$$

За одиницю напруженості магнітного поля, яку називають ампер на метр (А/м), беруть напруженість такого поля, магнітна індукція якого у вакуумі дорівнює $4\pi \cdot 10^{-7}$ Тл.

Поряд з СІ, якій надається перевага в практиці електромагнітних вимірювань, користуються також абсолютною електромагнітною системою одиниць (СГСМ) і системою Гаусса. Не зупиняючись на принципах побудови цих систем, наведемо лише співвідношення між одиницями магнітних величин в системах СГСМ і СІ.

Одиниця магнітної індукції в системі СГСМ — гаус (Гс) — пов'язаний з теслою — одиницею магнітної індукції в СІ так: $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}$.

Напруженість магнітного поля в системі СГСМ вимірюють в ерстедах (Е). Зв'язок між ерстедами та одиницею напруженості в СІ такий: $1 \text{ Е} = \frac{10^3 \text{ А}}{4\pi \text{ м}}$.

§ 5. Магнітне поле Землі

Застосування компаса, магнітна стрілка якого завжди встановлюється цілком певно в кожному місці Землі, свідчить про те, що Земля є магніт і що у навколосемному просторі існує магнітне поле. Магнітні полюси Землі не збігаються з географічними полюсами. Південний магнітний полюс Землі знаходиться у північній півкулі. Його координати: $70^\circ 50'$ північної широти і 96° західної довготи. Північний магнітний полюс лежить у південній півкулі на $70^\circ 10'$ південної широти і $150^\circ 5'$ східної довготи. Магнітні полюси дрейфують з часом. Наприклад, магнітний полюс в північній півкулі знаходився у 1600 р. на 78° північної широти і 59° західної довготи. Магнітний полюс північної півкулі знаходився у 1600 р. на відстані близько 1300 км від географічного полюса, а тепер його відстань — до 2100 км (він знаходиться за кілька сот кілометрів від берегів Північної Америки). Внаслідок незбігання магнітних і географічних полюсів між площиною магнітного меридіана (у цій площині встановлюється стрілка компаса) і площиною географічного меридіана завжди для кожного місця на Землі існує певний кут, який називається *кутом схилення*. Компасна стрілка встановлюється не горизонтально до поверхні Землі, а під деяким кутом, який називають *кутом нахилу*. Це означає, що лінії магнітного поля не паралельні поверхні Землі, а дещо нахилені. Кут нахилу неоднаковий для різних точок Землі. Силкові лінії магнітного поля Землі на екваторі напрямлені горизонтально до її поверхні, біля магнітних полюсів Землі — вертикально, а у всіх ін-

ших місцях — під деяким кутом. Магнітне поле у кожній точці Землі характеризується горизонтальною складовою напруженості магнітного поля (проекцією напруженості магнітного поля на горизонтальну площину), *кутами схилення і нахилу*.

Напруженість магнітного поля Землі незначна. Вона змінюється від 0,34 Е на екваторі до 0,66 Е біля полюсів. Винятком є окремі райони *магнітної аномалії*, де напруженість магнітного поля Землі більша у зв'язку з покладами магнетитових і інших залізних руд. Наприклад, в районі найсильнішої в світі Курської аномалії над потужними пластами залізних руд вертикальна складова напруженості поля в деяких місцях досягає 2 Е, а горизонтальна — 1,1 Е (замість звичайних 0,2 Е для цієї широти).

Магнітне поле Землі зазнає дуже повільних змін. Це так звані вікові зміни. Крім того, вивчено річні і добові зміни. Іноді ці зміни виникають швидко і різко. Такі явища мають назву *магнітних бур*. У роки великої сонячної активності кількість магнітних бур досягає максимуму. Періоди найбільшого підвищення сонячної активності повторюються через 11,5 років.

§ 6. Рух зарядженої частинки в магнітному та електричному полях. Сила Лоренца

Провідник, по якому проходить струм, відрізняється від провідника без струму тим, що в ньому відбувається впорядкований рух носіїв зарядів. Це наводить на думку про те, що сила, яка діє на провідник з струмом, вміщений у магнітне поле, обумовлена дією сил на окремі рухомі заряди. А вже від цих зарядів дія передається провіднику, по якому вони переміщуються. Такий підхід дає змогу визначити силу, яка діє на окремих заряд, що рухається в магнітному полі. Її називають *силою Лоренца*.

Нехай електрон, що має швидкість \vec{v} , влітає в однорідне магнітне поле з індукцією \vec{B} , як показано на рис. 6.7. Лінії індукції магнітного поля позначені плюсами і напрямлені від читача перпендикулярно до площини рисунка. Рухома заряджена частинка є електричним мікрострумом. Тоді для визначення сили, з якою магнітне поле діє на рухомий заряд e (e — заряд електрона), можна скористатись законом Ампера. За законом Ампера на елемент l прямолінійного струму однорідне магнітне поле з індукцією \vec{B} діє з силою, що дорівнює $lB \times \sin \alpha$ (формула 6.21), (α — кут між напрямом поля і напрямом струму). Нехай рухомий заряд e за час t переміститься на відстань l . Це подібно елементу струму, сила якого $l = \frac{e}{t}$. Підставивши цей вираз для l у формулу (6.21), дістанемо $\frac{e}{t} lB \sin \alpha$. Врахувавши, що в

розглянутому випадку $\sin \alpha = 1$ і $l/t = v$, остаточно дістанемо вираз для сили Лоренца:

$$F_{\text{Л}} = evB. \quad (6.26)$$

Для визначення напрямку сили Лоренца можна застосувати *правило лівої руки*. Проте в цьому разі пальці потрібно розмістити не в напрямку руху електрона, а проти руху його, оскільки електрон заряджений негативно, а за напрямку струму взято напрям руху позитивних зарядів. Скориставшись поняттям про векторний добуток, формулу (6.26) можна переписати у такому вигляді:

$$\vec{F}_{\text{Л}} = e[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (6.27)$$

Тоді співвідношення (6.27) одночасно з величиною визначатиме і напрям сили, що діє в магнітному полі на рухомий електрон. Напрямок сили, що діє в магнітному полі на позитивно заряджену частинку, збігається з напрямком векторного добутку $[\vec{v}, \vec{B}]$, тобто

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q^+[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (6.28)$$

Формули (6.27) і (6.28) можна об'єднати:

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q[\vec{v}, \vec{B}], \quad (6.29)$$

але під q треба розуміти алгебраїчну величину заряду, що рухається ($q > 0$ для позитивних зарядів і $q < 0$ для негативних). На рис. 6.7 показано взаємне розташування векторів $\vec{F}_{\text{Л}}$, \vec{v} , \vec{B} для позитивного і негативного зарядів.

Оскільки сила Лоренца $F_{\text{Л}}$ завжди напрямлена перпендикулярно до швидкості руху зарядженої частинки, то вона не виконує роботи. Вона лише змінює напрям руху зарядженої частинки в магнітному полі. Абсолютна величина швидкості зарядженої частинки і кінетична енергія при цьому не змінюються. Сила Лоренца є доцентровою силою і надає зарядженій частинці доцентрового прискорення, що дорівнює $\frac{v^2}{r}$, де v — швидкість руху електрона; r — радіус кривизни траєкторії електрона в магнітному полі. Тоді, враховуючи перпендикулярність векторів \vec{v} і \vec{B} , запишемо

$$qvB = \frac{mv^2}{2}, \quad (6.30)$$

де m — маса частинки; q — її заряд.

З формули (6.30) видно, що траєкторія зарядженої частинки, яка влітає в однорідне магнітне поле ($\vec{B} = \text{const}$) під кутом $\frac{\pi}{2}$ до ліній магнітної індукції, має однакову кривизну, отже, є колом, радіус якого, виходячи з рівності (6.30), дорівнює:

$$r = \frac{mv}{eB}. \quad (6.31)$$

Якщо в просторі, де рухається заряджена частинка, створити магнітне поле, напрямлене під кутом α до її швидкості, то дальший рух частинки можна розглядати як геометричну суму двох рухів, що відбуваються одночасно, а саме: обертання по колу із швидкістю $v \sin \alpha$ в площині, перпендикулярній до силових ліній, та переміщення вздовж поля із швидкістю $v \cos \alpha$. Отже, траєкторія частинки в цьому випадку набуває форми гвинтової лінії, вісь якої паралельна напрямку вектора \vec{B} (рис. 6.8).

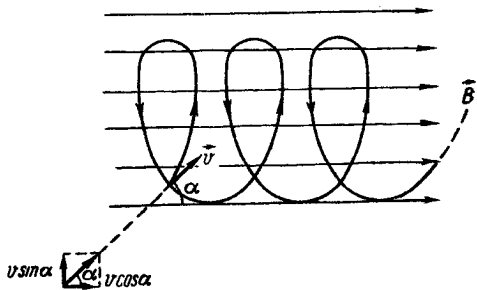


Рис. 6.8

Вплив електричного поля на рух електрона або іншої зарядженої частинки істотно відрізняється від впливу магнітного поля. Електричне поле змінює кінетичну енергію електрона, тоді як магнітне поле змінює тільки напрям руху, а не величину його швидкості. Рух зарядженої частинки, наприклад, електрона в електричному полі в загальному випадку подібний до руху тіла в гравітаційному полі: якщо початкова швидкість електрона протилежна напрямку силових ліній однорідного електричного поля, то сила, що діє на нього, збігається з напрямком швидкості — електрон рухається рівноприскорено. При зворотному напрямі швидкості він буде рухатись рівносповільнено. Якщо початкова швидкість електрона перпендикулярна до напрямку силових ліній однорідного електричного поля, то електрон рухатиметься по параболі.

Сила, що діє з боку однорідного електричного поля на електрон, який влітає в нього перпендикулярно до ліній напруженості, лише в початковий момент є доцентровою. Отже, радіус кривизни r такого електрона для початкової точки параболи можна обчислити із співвідношення

$$eE = \frac{mv^2}{r}, \quad (6.32)$$

де E — напруженість електричного поля; m — маса електрона. Таким чином, для електронів, що відхиляються поперечним електричним

полем, радіус кривизни траєкторії пропорційний квадрату швидкості:

$$r = \frac{mv^2}{eE}. \quad (6.33)$$

В загальному випадку на рухомий електричний заряд q може одночасно діяти магнітне поле з індукцією \vec{B} і електричне поле, що характеризується напруженістю \vec{E} . Тоді результуюча сила \vec{F} , що діє на заряд, дорівнює векторній сумі сили $\vec{F}_e = q\vec{E}$, яка діє на заряд з боку електричного поля, і сили Лоренца $\vec{F}_л = q[\vec{v}, \vec{B}]$:

$$\vec{F}_л = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (6.34)$$

Цей вираз називають формулою Лоренца. Згідно з (6.31) при відхиленні електрона магнітним полем радіус кривизни його траєкторії пропорційний першому степеню швидкості. Цю особливість використовують для вимірювання швидкості руху електронів методом взаємної компенсації дії електричного й магнітного полів на рух електрона.

Якщо розмістити плоскі полюси електромагніту так, щоб магнітні силові лінії були перпендикулярні до силових ліній електричного поля і потік електронів проходив одночасно і між полюсами електромагніту і між пластинами конденсатора, то, регулюючи силу струму в обмотці електромагніту (змінюючи індукцію магнітного поля), відхилення електронів від прямолінійного шляху, викликане електричним полем, можна повністю компенсувати однаковим за величиною, але протилежним за напрямом відхиленням, викликаним магнітним полем. З формул для радіусів кривизни траєкторії електронів у поперечному електричному (6.33) і в магнітному полі (6.31) видно, що відхилення можна взаємно компенсувати, якщо виконується співвідношення $\frac{mv^2}{eE} = \frac{mv}{eB}$, або

$$v = \frac{E}{B}. \quad (6.35)$$

Ця формула дає змогу визначити швидкість заряджених частинок (електронів) вимірюванням напруженості електричного і індукції магнітного полів, підібраних так, щоб їхні відхиляючі дії взаємно компенсувались. Якщо після цього усунути електричне поле і виміряти відхилення електронів у магнітному полі, то за величиною r , E і B можна визначити питомий заряд електрона — відношення заряду електрона до його маси. Формулу для обчислення цього відношення можна дістати із (6.31) і (6.35):

$$\frac{e}{m} = \frac{E}{rB^2}. \quad (6.36)$$

Питомий заряд електрона був вперше визначений Дж. Томсоном. На основі вимірювань відхилення катодного випромінювання у елект-

ричному і магнітному полях було встановлено, що

$$-\frac{e}{m} = -1,758 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}.$$

Враховуючи, що елементарний заряд $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл, і знаючи e/m , дістанемо, що маса електрона $m = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг.

Розглянутий метод визначення e/m можна застосовувати тоді, коли всі частинки в потоці мають однакову швидкість. Всі електрони, що утворюють пучок, прискорюються однією і тією самою різницею потенціалів, яку прикладено між катодом, з якого вони вилітають, і анодом; тому розкид значень швидкостей електронів в потоці дуже малий.

Позитивні іони утворюються за рахунок іонізації молекул газу. Виникаючи в різних місцях, іони долають неоднакову різницю потенціалів, внаслідок чого швидкості різних іонів різняться одна від одної. Тому метод, за допомогою якого було визначено питомий заряд електронів, не можна застосовувати до іонів.

У 1907 р. Дж. Томсон розробив «метод парабол», за допомогою якого можна визначити питомий заряд іонів.

Виконавши дослід з хімічно чистим неоном, Томсон знайшов, що цей газ утворював дві параболи, що відповідають атомним масам 20 та 22. Спроби пояснити цей результат привели до припущення про існування двох хімічно неподільних різновидів атомів неону (за сучасною термінологією — два ізотопи неону). Доказ цього припущення дав Астон, який вдосконалив метод визначення питомого заряду іонів. Прилад, за допомогою якого можна визначити e/m різних іонів, Астон назвав мас-спектрографом.

§ 7. Магнітні властивості речовини. Діамагнетика, парамагнетика, феромагнетика

Дослід і теорія свідчать про те, що всі речовини, вміщені в магнітне поле, набувають магнітних властивостей — намагнічуються. Макроскопічні тіла, здатні намагнічуватись під впливом зовнішнього магнітного поля, називають *магнетиками*. До магнетиків належать всі без винятку тіла, але намагнічуються вони по-різному. У багатьох магнетиків магнітні властивості виявляються дуже слабо. Вони виявляються не лише у випадку макроскопічних тіл, а й характерні для окремих молекул, атомів, атомних ядер, електронів. Магнітні властивості речовини визначаються структурою їхніх атомів і характером взаємодії між ними.

Подібно до того, як діелектрик, вміщений у зовнішнє електричне поле, поляризується і в ньому виникає внутрішнє електричне поле, в будь-якій речовині, вміщеній в зовнішнє магнітне поле, створюється

внутрішнє магнітне поле. Вектор магнітної індукції \vec{B} в магнетик у дорівнює сумі векторів магнітної індукції зовнішнього поля \vec{B}_0 та магнітної індукції власного поля магнетика \vec{B}' :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (6.37)$$

причому \vec{B}' визначається тільки магнітними властивостями середовища. Магнітна індукція \vec{B} , що характеризує внутрішнє магнітне поле в речовині, пов'язана з напруженістю поля \vec{H} співвідношенням $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, де μ — відносна магнітна проникність середовища. В свою чергу, $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$. Тоді

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0. \quad (6.38)$$

Звідси стає зрозумілим фізичний зміст величини μ : відносна магнітна проникність середовища показує, у скільки разів змінюється індукція магнітного поля, якщо простір, у якому воно існує, заповнити даним магнетиком. Залежно від значення магнітної проникності μ всі речовини поділяють на три групи: діамагнетики, парамагнетики і феромагнетики. Для діамагнетиків магнітна проникність $\mu < 1$, для парамагнетиків $\mu > 1$ і для феромагнетиків $\mu \gg 1$. У випадку діамагнетиків і парамагнетиків μ дуже мало відрізняється від одиниці. Фізичні принципи існування середовищ з різними магнітними властивостями криються насамперед в магнетизмі складових частинок речовин — атомів і молекул. В атомах і молекулах будь-якої речовини існують колові струми, зумовлені рухом електронів по орбітах навколо ядер — орбітальні струми. Кожному такому орбітальному струму відповідає певний магнітний момент — орбітальний магнітний момент, який визначається добутком сили колового струму на площу, яку він охоплює. Вектор орбітального магнітного моменту напрямлений вздовж осі колового струму (збігається з напрямом індукції магнітного поля в центрі колового струму). До того ж для електронів характерний власний, або спіновий, магнітний момент. Власний магнітний момент мають ядра атомів. Геометрична сума орбітальних і спінових магнітних моментів електронів і власного магнітного моменту ядра утворює магнітний момент \vec{p}_m атома (молекули) речовини. При накладанні зовнішнього магнітного поля відбувається впорядкування напрямів векторів окремих атомів і молекул магнетика, внаслідок чого макроскопічний об'єм V магнетика набуває певного сумарного магнітного моменту — речовина намагнічується. Для характеристики намагнічування речовин введено фізичну величину, що називається інтенсивністю намагнічення. Вектором інтенсивності намагнічення \vec{I} на-

зивається границя відношення магнітного моменту будь-якого об'єму речовин до цього об'єму:

$$\vec{I} = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi} \right), \quad (6.39)$$

де n — число частинок, що містяться в об'ємі V речовини; \vec{p}_{mi} — магнітний момент окремої частинки (атома або молекули). Експериментально встановлено, що інтенсивність намагнічення пропорційна напруженості зовнішнього магнітного поля, тобто

$$I = \chi H. \quad (6.40)$$

Величина χ , яка чисельно дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму речовини, внесеної в магнітне поле з одиничною напруженістю, називається магнітною сприйнятливістю речовини. На відміну від магнітної проникності, яка характеризує вплив середовища на магнітне поле, магнітна сприйнятливість характеризує вплив поля на речовину. Відповідні теоретичні розрахунки показують, що μ і χ пов'язані між собою співвідношенням

$$\mu = 1 + \chi. \quad (6.41)$$

Магнітна сприйнятливість — безрозмірна величина. Для діамagnetиків $\chi < 0$, для парамагнетиків $\chi > 0$. У випадку феромагнетиків магнітна сприйнятливість також додатна величина, але на відміну від парамагнетиків має великі числові значення. До того ж для них характерна залежність магнітної сприйнятливості від напруженості зовнішнього магнітного поля. Такої залежності немає у парамагнетиків і діамagnetиків.

До *діамagnetиків* належать речовини, магнітні моменти атомів і молекул яких при відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнюють нулю. Діамagnetиками є інертні гази, більшість органічних сполук, багато металів (вісмут, цинк, золото, мідь, срібло, ртуть та ін.), смоли, вода, скло тощо. В цих речовинах орбітальні магнітні моменти всіх електронів атома чи молекули взаємно компенсують один одного.

При внесенні діамagnetичної речовини в магнітне поле в кожному її атомі виникає магнітний момент \vec{p}_{mi} , напрямлений протилежно вектору напруженості \vec{H} магнітного поля.

Абсолютна величина магнітної сприйнятливості діамagnetиків дуже мала (порядку 10^{-6}). Тому діамagnetичний ефект досить незначний. Істотно, що цей ефект виникає у всіх без винятку речовинах, внесених у магнітне поле. Проте в пара- й феромагнетиках діамagnetичний ефект непомітний.

** Якщо векторна сума орбітальних магнітних моментів у всіх електронів атома (або молекули) не дорівнює нулю, то атом в цілому має*

певний магнітний момент \vec{p}_m . Такі атоми (молекули) називаються парамагнітними, а речовини, що з них складаються, — парамагнетиками. До парамагнетиків належать: кисень, оксид азоту, алюміній, платина, рідкісноземельні елементи, лужні і лужноземельні метали тощо. Процес намагнічування парамагнетика полягає в упорядкуванні розміщення магнітних моментів його атомів (або молекул) щодо напрямку магнітного поля, в подоланні при цьому впливу теплового руху, що обумовлює у випадку відсутності поля хаотичний розподіл цих моментів. Магнітний момент окремого атома \vec{p}_{mi} має величину порядку 10^{-23} Дж/Тл (10^{-20} ерг/Гс), але сукупна дія магнітних моментів всіх атомів, які містяться в одиниці об'єму речовини, приводить до ефекту намагнічування, що значно перевищує діамагнітний ефект. У парамагнітному тілі виникає власне магнітне поле, направлене в той самий бік, що і зовнішнє магнітне поле.

Магнітна сприйнятливість парамагнетиків $\chi > 0$ і її значення при звичайних температурах перебуває в межах $10^{-3} \div 10^{-5}$. Здатність парамагнетиків намагнічуватись різна при різних температурах, тобто їхня магнітна сприйнятливість залежить від температури: вона зменшується з підвищенням температури. Магнітна сприйнятливість діамагнетиків практично не залежить від температури. Для багатьох парамагнітних речовин зміна χ від температури описується законом Кюрі:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (6.42)$$

де T — абсолютна температура; C — стала Кюрі, що залежить від роду речовини. Магнітна сприйнятливість таких речовин монотонно змінюється з температурою. Подібні речовини, прикладом яких є багато солей елементів рідкісноземельної групи і групи заліза, називають *нормальними парамагнетиками*. При дуже низьких температурах спостерігаються відхилення від закону Кюрі. Другу групу парамагнетиків становлять речовини з *аномальним парамагнітним ефектом*, який полягає в тому, що для них χ практично не залежить від температури. Прикладом таких парамагнетиків є лужні і лужно-галоїдні метали — ванадій, марганець тощо.

Феромагнітними речовинами — феромагнетиками — називаються такі речовини, в яких внутрішнє (власне) магнітне поле може в сотні й тисячі раз перевищувати зовнішнє магнітне поле, що його спричинило. До феромагнетиків належать залізо, нікель, кобальт і ряд сплавів, причому феромагнетизм виявлено лише в кристалічному стані перелічених речовин.

Експериментальне вивчення феромагнетиків у 1871 р. було розпочато О. Г. Столетовим. Він досліджував залежність інтенсивності намагнічування заліза від напруженості намагнічуючого магнітного

поля. Цю залежність показано на рис. 6.9. З нього видно, що починаючи з деякого значення $H = H_n$, числове значення вектора інтенсивності намагнічування практично залишається сталим і дорівнює I_n . Це явище О. Г. Столетов назвав *магнітним насиченням*. На рис. 6.10 зображено криву залежності магнітної індукції \vec{B} від напруженості \vec{H} магнітного поля. Вона відрізняється від попередньої кривої тим, що не має горизонтальної частини. Це можна пояснити, якщо врахувати, що вектор магнітної індукції \vec{B} результуючого магнітного поля в магнетику дорівнює векторній сумі магнітних індукцій зовнішнього (на-

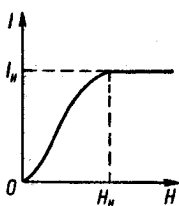


Рис. 6.9

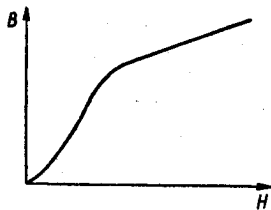


Рис. 6.10

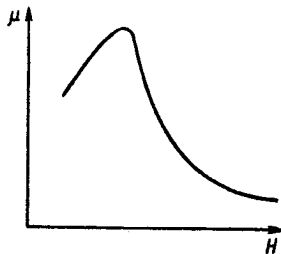


Рис. 6.11

магнічуючого) і внутрішнього (власного) полів і визначається співвідношенням

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{I}). \quad (6.43)$$

Справді, як тільки настає стан насичення, другий доданок у формулі (6.43) залишається незмінним, і \vec{B} збільшується лише за рахунок першого доданка.

Істотною особливістю феромагнетиків є залежність μ від H . Відносна магнітна проникність μ феромагнетика спочатку швидко зростає із збільшенням H , досягає максимуму і потім спадає, наближаючись до одиниці при сильних намагнічуючих полях (рис. 6.11). Це легко пояснити, виходячи з того, що $\mu = 1 + \chi = 1 + \frac{I}{H}$. При насиченні $I = \text{const}$. Тоді, якщо напруженість зовнішнього магнітного поля H прямує до нескінченності, а $\frac{I}{H} \rightarrow 0$, то $\mu \rightarrow 1$. Максимальні значення μ для феромагнетиків дуже великі. Так, для заліза $\mu_{\text{макс}} = 5000$, для кремнистого заліза (що містить 3,3 % Si) — 10 000, для чавуну (3 % C) — 2000 і для пермалою (78 % Ni і 22 % Fe) — 100 000.

Для феромагнетиків характерна ще одна особливість: при певній для кожного феромагнетика температурі T_k , яку називають точкою Кюрі, вони втрачають притаманні їм властивості і перетворюються в звичайний парамагнетик. Залежність магнітної сприйнятливості χ від температури для таких парамагнетиків описується законом

Кюрі — Вейсса:

$$\chi = \frac{C'}{T - T_K}, \quad (6.44)$$

де C' — стала, що залежить від роду речовини; T_K — температура Кюрі; T — абсолютна температура. Температура Кюрі неоднакова для різних феромагнетиків. Наприклад, для заліза вона становить 780°C , для кобальту — 1150°C , для нікелю — 358°C .

Праці О. Г. Столетова дали змогу створити теорію феромагнітних явищ. *Класичну теорію феромагнетизму* розробив французький фізик

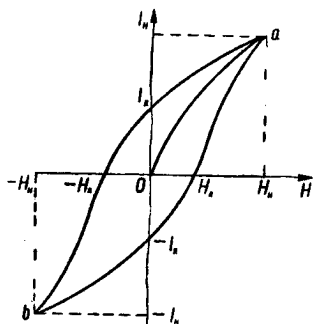


Рис. 6.12

П. Вейсс. В основу цієї теорії покладено дві гіпотези. Перша з них полягає в тому, що в певній області температур (від абсолютного нуля до точки Кюрі) феромагнетикам властиве *спонтанне* намагнічування, яке не залежить від наявності зовнішнього намагнічуючого поля. Проте досліді показали, що у випадку відсутності зовнішнього поля, якщо не враховувати явища магнітного гістерезису, про яке мова йтиме далі, будь-яке феромагнітне тіло в цілому буде розмагнічено. Це змусило ввести другу гіпотезу про те, що нижче від точки Кюрі будь-яке феромагнітне тіло поділяється

на малі області, яким характерне однорідне спонтанне намагнічування. Такі області називаються *доменами*. Лінійні розміри доменів досягають $10^{-2} \div 10^{-3}$ см.

Без зовнішнього магнітного поля вектори магнітних моментів окремих доменів орієнтовані в просторі хаотично, так що результуючий магнітний момент всього тіла дорівнює нулю. Зовнішнє магнітне поле, що діє на феромагнетик, орієнтує магнітні моменти не окремих частинок, як це було у випадку парамагнетиків, а цілих областей спонтанного намагнічування. Очевидно, магнітне насичення настає тоді, коли вектори магнітних моментів у всіх областях спонтанного намагнічування встановлюються паралельно зовнішньому магнітному полю.

О. Г. Столетов вивчав також явище намагнічування феромагнетика в змінному за величиною і напрямом зовнішньому магнітному полі і встановив важливу властивість феромагнетиків: здатність зберігати намагнічування після того, як зовнішнє магнітне поле перестає діяти.

Нехай намагнічування феромагнетика до насичення (точка a , рис. 6.12) відбувається по кривій Oa . Якщо далі зменшувати напруженість H намагнічуваного поля, то дослід показує, що при цьому інтенсивність намагнічування I змінюється за кривою, розміщеною вище від кривої aO . При $H = 0$ інтенсивність намагнічування I вияв-

ляється відмінною від нуля: у феромагнетику спостерігається *залишкова інтенсивність намагнічування* I_R , обумовлена тим, що й після припинення дії зовнішнього поля в частини доменів зберігається переважна орієнтація їхніх магнітних моментів. Щоб повністю розмагнітити даний зразок, треба створити магнітне поле з напруженістю, що дорівнює H_k , напрямлене в протилежний бік. Величину H_k називають *коерцитивною* (затримуючою) *силою*. При дальшому збільшенні магнітного поля, протилежного початковому, намагнічування зразка знову досягне насичення (точка b). Повертаючись поступово до напруженості намагнічуючого поля $+H_n$, дістанемо замкнену криву, яка називається *петлею гістерезису*. Коерцитивна сила характеризує властивість феромагнетика зберігати намагніченість і разом з магнітною проникністю визначає можливість його застосування для тих чи інших практичних цілей.

При намагнічуванні феромагнетика відбувається зміна його форми і об'єму. Це явище називають *магніострикцією*. У 1842 р. явище магніострикції відкрив Д. Джоуль. Вперше правильне пояснення цьому явищу дав М. С. Акулов у 1928 р. Проте не всі особливості в поведінці фізичних властивостей феромагнетиків, в тому числі і явище спонтанного намагнічування, можна пояснити, виходячи з класичної теорії магнетизму.

Сучасну теорію феромагнетизму у 1928 р. побудували Я. І. Френкель та В. Гейзенберг. Відповідальними за діамагнітні властивості феромагнетиків є власні магнітні моменти електронів (спінові магнітні моменти). При певних умовах в кристалах виникають так звані обмінні сили, які примушують магнітні моменти електронів встановлюватись паралельно один одному, внаслідок чого і виникають області спонтанного (самодовільного) намагнічування, що називаються доменами.

§ 8. Електромагнітна індукція

Якщо ж електричні і магнітні явища взаємозв'язані і навколо провідника із струмом виникає магнітне поле, то можливе і зворотнє явище — виникнення електричного струму в замкненому провіднику під дією магнітного поля. Саме такі міркування навели відомого англійського фізика М. Фарадея на думку про необхідність дослідження електричної дії магнітного поля. У 1831 р. він експериментально встановив, що незмінні магнітні поля не спричиняють ніякої електричної дії, а змінні магнітні поля викликають електрорушійну силу в провідниках, що знаходяться в цих полях. Кожного разу, коли магнітне поле змінюється в провіднику, вміщеному в це поле, виникає електрорушійна сила (ЕРС). Ця ЕРС називається *електрорушійною силою індукції*. Якщо кінці провідника з'єднано так, що утворюється замкнене коло, то в ньому виникає струм, який називають *індукцій-*

ним. Саме явище виникнення струму в замкненому контурі під впливом змінного магнітного поля називається явищем *електромагнітної індукції*.

Якщо взяти провідник у формі котушки, до кінців якої приєднано гальванометр (рис. 6.13) і переміщувати вздовж її осі магніт, то в такому колі виникає індукційний струм, який виявляється за відхиленням стрілки гальванометра. Ефект зберігається, якщо переміщувати котушку відносно нерухомого магніту. Можна замінити магнітне поле магніту магнітним полем іншої котушки *A* (рис. 6.14). Щоразу, коли вмикаємо і вимикаємо струм у котушці *A*, то в котушці *B*, розмі-

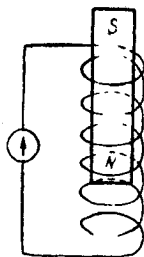


Рис. 6.13

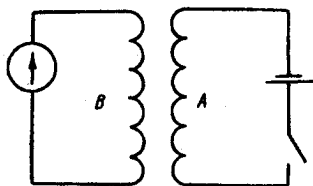


Рис. 6.14

щеній поблизу, виникне ЕРС індукції, яка спричинятиме струм у ній. Струм можна виявити за відхиленням стрілки гальванометра, який ввімкнули в коло котушки *B*. ЕРС індукції виникатиме в колі котушки *B* і тоді, коли в котушці *A* проходить змінний струм. Перед тим, як аналізувати добуті експериментальні дані, введемо поняття про магнітний потік. *Потоком вектора магнітної індукції, або магнітним потоком, $d\Phi$* через елементарну поверхню dS називають скалярну величину, що дорівнює добутку проекції B_n вектора індукції на нормаль n до елемента поверхні на площу цього елемента, тобто

$$d\Phi = B_n dS = B \cos \alpha dS, \quad (6.45)$$

де α — кут між напрямом нормалі \vec{n} і напрямом вектора магнітної індукції \vec{B} . Повний потік через поверхню S знайдемо із співвідношення

$$\Phi = \int_S B_n dS. \quad (6.46)$$

У випадку однорідного магнітного поля і плоскої поверхні S , перпендикулярної до \vec{B} , потік магнітної індукції

$$\Phi = BS. \quad (6.47)$$

Одиницею потоку магнітної індукції в СІ є вебер (Вб). Вебер дорівнює потоку через поверхню в 1 м^2 , яка розташована перпендику-

лярно до ліній магнітної індукції в однорідному магнітному полі з індукцією в 1 Тл.

Умовились лінії магнітної індукції проводити так, щоб кількість ліній, що пронизують одиничну площину, розміщену перпендикулярно до \vec{B} , чисельно дорівнювала величині вектора магнітної індукції B в даній точці поля. Тоді магнітний потік через довільну площину дорівнюватиме кількості ліній магнітної індукції, що її пронизують.

Повертаючись до аналізу дослідів Фарадея, неважко помітити, що характерною особливістю є те, що в кожному з них має місце зміна магнітного потоку через контур, в якому спостерігається виникнення індукційного струму. Згідно з законом Ома електричний струм у замкненому колі може виникнути лише тоді, коли в ньому виникне електрорушійна сила. Отже, необхідною умовою виникнення ЕРС індукції є зміна магнітного потоку, який проходить через контур (в даному випадку котушка з дроту).

Напрямок ЕРС індукції та індукційного струму завжди пов'язаний з характером зміни магнітного поля. Якщо при збільшенні магнітного потоку, що проходить через контур (котушку), виникає струм одного напрямку, то при зменшенні магнітного потоку напрям ЕРС індукції та індукційного струму зміниться на протилежний. Е. Х. Ленц встановив таке правило для визначення напрямку індукційного струму: *напрямок індукційного струму завжди такий, що його магнітне поле протидіє зміні магнітного потоку, що спричинює цей струм.* Це означає, що при введенні в замкнену на гальванометр котушку північного полюса штабового магніту струм, що виникає в ній, матиме такий напрям, що у верхній частині котушки виникне північний полюс, який перешкоджатиме наближенню магніту. Навпаки, при віддаленні магніту від котушки напрям індукційного струму буде такий, що у верхній частині котушки виникне південний полюс, який перешкоджатиме віддаленню магніту.

Для визначення напрямку індукційного струму в тому випадку, коли провідник рухається у магнітному полі, використовують правило, відоме під назвою правила правої руки: *якщо розмістити праву руку так, щоб у долоню впадали силові лінії магнітного поля, а напрям відігнутого великого пальця збігався з напрямом руху провідника, то решта витягнутих пальців вкаже напрям індукційного струму.*

Струм у провіднику, тобто напрямлений рух електричних зарядів, є ознакою наявності в ньому електричного поля. Не треба думати, що провідник відіграє якусь роль у виникненні індукованого електричного поля. І провідник, і гальванометр призначені тільки для виявлення електричного поля. Якщо замість провідника взяти контур з діелектрика, то індуковане електричне поле викликає поляризацію цього діелектрика. Електричне поле індукватиметься змінним магнітним полем незалежно від наявності провідника електричного поля

(контура). Наприклад, при розсуненні один від одного магнітних полюсів у просторі між ними індукуються електричне поле. Проте електричні поля, індуковані змінами магнітного поля, мають некулонівський характер. Силкові лінії таких полів замкнені, вони концентрично охоплюють змінний магнітний потік. Індуковане електричне поле можна виявити дією його на електричні заряди, що знаходяться поблизу. Поле електричних, але в загальному випадку вже некулонівських сил, викликане змінним магнітним полем, називається *електромагнітним*. В електромагнітному полі електричні силкові лінії та пов'язані з ними магнітні лінії можуть стати настільки незалежними від зарядів, що здатні переміщуватись у просторі. Електромагнітне поле — це різновид матерії, що діалектично поєднує властивості електричних і магнітних полів. Проте його характеризують більш складні заховані рухи, що виявляються у виникненні сил, величина і напрям яких визначається швидкістю зміни магнітного потоку.

Існування електромагнітного поля вперше було виявлено у 1831 р. дослідями Фарадея. Згодом Фарадей і Ленц встановили закони електромагнітної індукції. Не можна переоцінити значення відкриття явища електромагнітної індукції й тепер. Всі сучасні потужні генератори електроенергії ґрунтуються на цьому явищі.

§ 9. Основний закон електромагнітної індукції. Самоіндукція

Вимірюючи силу індукційного струму, що виникає у контурах різної форми та розмірів, Фарадей сформулював такий закон: *ЕРС електромагнітної індукції \mathcal{E}_i в контурі чисельно дорівнює і протилежна за знаком швидкості зміни магнітного потоку Φ крізь поверхню, обмежену цим контуром:*

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} . \quad (6.48)$$

Напрямок індукційного струму визначається за законом Ленца.

Знак мінус у формулі (6.48) свідчить про те, що електрорушійна сила індукції \mathcal{E}_i напрямлена так, що магнітне поле індукційного струму перешкоджає зміні потоку магнітної індукції: якщо магнітний потік збільшується ($d\Phi > 0$), то $\mathcal{E}_i < 0$, і поле індукційного струму напрямлене назустріч магнітному потоку; якщо ж магнітний потік зменшується ($d\Phi < 0$), то $\mathcal{E}_i > 0$, його напрям і напрям магнітного поля індукційного струму збігаються.

Явищем самоіндукції називають виникнення ЕРС індукції внаслідок зміни сили струму в колі. Якщо, наприклад, змінюється сила струму в котушці, то ЕРС індукції виникне не тільки у найближчих до котушки провідниках, а й в самій котушці, оскільки вона перебуває у магнітному полі власного струму. Цю ЕРС індукції називають

ЕРС самоіндукції. За законом Біо — Савара — Лапласа індукція магнітного поля струму в будь-якій заданій точці поля пропорційна силі струму I . Тому число ліній магнітної індукції Φ , що перетинають поверхню, обмежену контуром струму, при збільшенні сили струму зростає пропорційно його величині:

$$\Phi = LI. \quad (6.49)$$

При заданій силі струму провідники різної форми і розмірів охоплюють неоднакове число ліній магнітної індукції. Це враховують, вводячи у формулу (6.49) коефіцієнт пропорційності L , який називають коефіцієнтом самоіндукції, або індуктивністю контура.

Коефіцієнтом самоіндукції, або індуктивністю контура, називають величину, що чисельно дорівнює потоку магнітної індукції через поверхню, обмежену контуром, якщо по цьому контуру проходить струм одиничної сили. За одиницю індуктивності в СІ приймають генрі (Гн) — індуктивність такого контура, магнітний потік самоіндукції якого при силі струму в 1 ампер становить 1 вебер:

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ А}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}.$$

У системі СГСМ за одиницю індуктивності приймають 1 см, оскільки розмірність індуктивності контура в цій системі одиниць збігається з розмірністю довжини. Індуктивність контура дорівнює 1 сантиметру (см), якщо при силі струму в 1 одиницю СГСМ магнітний потік самоіндукції дорівнює 1 максвелу (Мкс). Оскільки $1 \text{ А} = 0,1 \text{ СГСМ}$, а $1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ Мкс}$, то $1 \text{ Гн} = 10^9 \text{ см}$.

Обчислити коефіцієнт самоіндукції L важко, тому його визначають безпосередньо на досліді. Виходячи з основного закону електромагнітної індукції і врахувавши, що $\Phi = LI$ для випадку, коли L залишається незмінним (наприклад, при замиканні та розмиканні кола), дістанемо вираз для електродрушійної сили самоіндукції:

$$\mathcal{E}_c = - \frac{d(LI)}{dt} = - L \frac{dI}{dt}. \quad (6.50)$$

Знак мінус у цій формулі означає, що при зростанні сили струму в колі ($dI > 0$) ЕРС самоіндукції намагається зменшити його, а при зменшенні сили струму ($dI < 0$) ЕРС самоіндукції, навпаки, намагається збільшити силу струму в колі. Наприклад, при замиканні електричного кола ЕРС самоіндукції, яка виникла в колі, перешкоджає струму набутти відразу величини, що визначається законом Ома. ЕРС самоіндукції виникає й при розмиканні кола, однак в цьому випадку вона змінює напрям і намагається підтримати струм у колі. Це явище можна спостерігати при вимиканні та вмиканні електричних лампочок при певних умовах.

§ 10. Енергія магнітного і електромагнітного полів

Магнітне поле є виявом електричного струму. Струм завжди утворює навколо себе магнітне поле. Будь-яка зміна струму приводить до зміни індукції його магнітного поля, і, навпаки, всяка зміна індукції магнітного поля викликає появу електричного поля, а отже, струму в колі. Це дає змогу зробити висновок, що енергія магнітного поля утворюється за рахунок кінетичної енергії рухомих електричних зарядів (у металах — електронів). Нехай маємо коло з опором R . Під'єднаємо до цього кола джерело ЕРС, що дорівнює \mathcal{E} . Під дією цієї ЕРС електрони почнуть впорядковано рухатись, виникне струм. Одночасно з цим виникає і магнітне поле. При цьому електрони в провіднику кола дістануть певну кінетичну енергію поступального руху вздовж електричного поля. Магнітне поле струму також набуде певного значення. До настання такого стаціонарного стану енергія електричного поля витрачалась на джоулеву теплоту і на збільшення кінетичної енергії електронів, тобто на створення магнітного поля струму.

Щоб обчислити енергію магнітного поля, треба визначити роботу, витрачену на його створення, тобто роботу, проти ЕРС самоіндукції. При силі струму в цей момент I потужність його $\mathcal{E}_c I = IL \frac{dI}{dt}$. Проте $\mathcal{E}_c I dt$ — це робота за час dt . Отже, $dA = LI dI$. Тоді

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (6.51)$$

Величину $\frac{LI^2}{2}$ називають власною енергією струму I в контурі з індуктивністю L . Збільшення сили струму в провіднику супроводиться підсиленням його магнітного поля. Тому природно припустити, що власна енергія струму є не що інше, як енергія його магнітного поля.

Отже,

$$W_m = \frac{LI^2}{2}. \quad (6.52)$$

В цьому випадку енергія поля виражена через параметри L , I , якими характеризується контур з струмом. Бажано відшукати зв'язок енергії магнітного поля з параметрами, що характеризують саме поле: напруженість H , магнітна індукція B та об'єм V простору, в якому зосереджене поле. Для цього розглянемо магнітне поле, яке створює соленоїд, що має на кожну одиницю довжини n витків і по якому проходить струм I . Нехай соленоїд, довжина якого l , має N витків. Тоді кількість витків n , що припадає на одиницю довжини, дорівнює відношенню $\frac{N}{l}$. Визначимо енергію магнітного поля, що зосереджена в просторі, обмеженому соленоїдом. Використовуючи формулу (6.20),

запишемо вираз для напруженості магнітного поля всередині соленоїда

$$H = nI = \frac{N}{l} I. \quad (6.53)$$

Магнітний потік через один виток

$$\Phi = BS = \mu_0 \mu HS, \quad (6.54)$$

де S — площа витка. Магнітний потік через N витків

$$\begin{aligned} \Phi &= \mu_0 \mu HSN = \mu_0 \mu \frac{N}{l} ISN = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} ISl; \\ \Phi &= \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} IV, \end{aligned} \quad (6.55)$$

де $V = Sl$ — об'єм соленоїда. Звідси можна визначити індуктивність соленоїда, виходячи з того, що $\Phi = LI$,

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} V = \mu_0 \mu n^2 V. \quad (6.56)$$

Виразивши силу струму через H , матимемо

$$I = \frac{H}{n}. \quad (6.57)$$

Підставивши значення I та L (формули (6.56) і (6.57)) у (6.52), дістанемо

$$W_M = \frac{LI^2}{2} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n^2 V \frac{H^2}{n^2} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 V = \frac{1}{2} BHV. \quad (6.58)$$

Отже, енергія магнітного поля, зосередженого в просторі об'ємом V , пропорційна напруженості поля і магнітній індукції. Виходячи з формули (6.58), неважко дістати вираз для густини енергії магнітного поля

$$\omega_M = \frac{W_M}{V} = \frac{BH}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (6.59)$$

У загальному випадку, для будь-яких магнітних полів (неоднорідних) густина ω_M визначається так:

$$\omega_M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W_M}{\Delta V} \right). \quad (6.60)$$

Енергію електромагнітного поля можна визначити як суму енергій електричного й магнітного полів:

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \right) V. \quad (6.61)$$

Звідси неважко визначити густину енергії електромагнітного поля

$$\omega = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{1}{2} (ED + BH), \quad (6.62)$$

де E — напруженість електричного поля; D — електрична індукція; H — напруженість магнітного поля; B — магнітна індукція.

§ 11. Взаємозв'язок електричного і магнітного полів

Завжди, коли електричні заряди починають рухатися, виникає магнітне поле, яке зв'язане з рухомими електричними зарядами; магнітні силові лінії концентрично охоплюють електричний струм. Магнітне поле завжди обумовлене електричним струмом. Воно виникає в просторі, що оточує металеві провідники з струмом, електроліти при проходженні струму через них, рухомі заряджені частинки в повітрі. Магнітне поле є істотною ознакою наявності електричного струму.

Експериментально встановлено (теоретично це передбачили М. Фарадей і Дж. Максвелл), що магнітне поле виникає також тоді, коли доволно змінюється напруженість електричного поля. Так, наприклад, якщо з'єднати пластини зарядженого конденсатора провідником, то магнітне поле існуватиме як навколо провідника, по якому проходить струм, так і між пластинами конденсатора навіть тоді, коли вони роз'єднані вакуумом.

Отже, в будь-якій точці простору, де відбувається збільшення або зменшення напруженості електричного поля, виникає магнітне поле, силові лінії якого концентрично охоплюють потік електричної індукції, що змінюється з часом. Справді, число силових ліній, що перетинають якусь площину, змінилось (тобто змінилась їхня густина — міра напруженості поля). Це сталося тому, що внаслідок поперечного переміщення силових ліній вони або ввійшли всередину даного контура (якщо напруженість зросла), або вийшли з нього (якщо напруженість зменшилась). В обох випадках вони перетнули контур, що обмежує дану площину.

У магнітному полі виявляються ті заховані рухи в матеріальній основі електричного поля, які завжди супроводжують поперечне переміщення в просторі електричних силових ліній і зміну їх числа з часом. *Якщо магнітне поле породжується електричним полем, то й електричне поле, в свою чергу, може бути викликане не безпосередньо зарядами, а переміщенням і зміною магнітного поля.* Проте електричні силові лінії поля, яке виникає при цьому, істотно відрізняються від силових ліній кулонівських полів.

У полі кулонівських електричних сил не існує замкнених силових ліній, всі ці лінії виходять від позитивних зарядів і входять у негативні.

Замкнені електричні силові лінії властиві для полів, що утворюються рухомими зарядами, а рухомі електричні заряди пов'язані з магнітним полем.

Отже, ми підійшли до нерозривної єдності електричного й магнітного полів — до електромагнітного поля. Найбільш загальною властивістю, що об'єднує ці поля, є їхня об'єктивна реальність і матеріальність. Електричне й магнітне поля — окремі випадки більш загального, електромагнітного поля. Ці види матерії, породжені електричними зарядами, струмами та змінними полями, здійснюють електричну, магнітну й електромагнітну взаємодію. В сучасній фізиці встановлено, що ці силові взаємодії відбуваються з скінченною швидкістю ($c = 299792,458$ км/с), а на зміну *принципу далекодії* в класичній фізиці, де швидкість поширення взаємодії тіл приймалася нескінченною, прийшов *принцип близькодії*. Для згаданих полів існують істотні відмінності. Наприклад, електростатичне поле називають ще *потенціальним*: у ньому робота з переміщення заряду по замкненому контуру дорівнює нулю. Магнітне, електричне (з некулонівськими силовими лініями) та електромагнітне поля називають *вихровими*. Їм не притаманна згадана вище властивість.

Контрольні запитання

1. Що називається магнітним полем?
2. Що підтвердив Х. Ерстед своїм дослідом у 1820 р.?
3. Яку форму і орієнтацію мають лінії магнітної індукції поля, що створюються струмом в прямолінійному провіднику?
4. Що є первинним джерелом магнітних полів?
5. Дайте визначення закону Біо — Савара — Лапласа для магнітного поля постійного електричного струму.
6. За допомогою якого закону можна визначити силу взаємодії двох прямолінійних струмів?
7. Який магнітний полюс Землі розміщений поблизу північного географічного полюса?
8. Як буде вести себе стрілка компаса, розміщена на магнітному полюсі Землі?
9. Що таке сила Лоренца?
10. Назвіть основні фізичні відмінності між діамагнетиками, парамагнетиками і феромагнетиками.
11. Яка фізична величина вимірюється у веберах? Дайте визначення цієї одиниці.
12. Яка першопричина виникнення ЕРС індукції в замкнутому контурі?
13. Чи виникне індукційний струм в рамці з металеві дротини, яка поступово рухається в однорідному магнітному полі? Поясніть відповідь.
14. Від чого і яким чином залежить ЕРС індукції, що виникає в контурі?
15. Яка фізична величина вимірюється в генрі?
16. Від чого залежить взаємна індукція двох контурів?
17. Контур із провідника рівномірно обертається в однорідному магнітному полі. Якого характеру струм виникає при цьому в контурі?
18. Напишіть формулу для енергії W постійного електромагнітного поля.

ОПТИКА. СПЕЦІАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ

Електромагнітна теорія світла. Хвильові властивості світла: дисперсія, інтерференція, дифракція, поляризація. Корпускулярні властивості світла: теплове випромінювання тіл, фотоэффект, закони Столетова та Ейнштейна; ефект Комптона. Корпускулярно-хвильова природа світла. Швидкість світла. Дослід Майкельсона. Перетворення Лоренца. Основні положення спеціальної теорії відносності. Принципи еквівалентності. Червоне зміщення в спектрах галактик. Сучасні уявлення про еволюцію Всесвіту. Теорія відносності і філософія.

Розділ 7

ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ТЕОРІЯ СВІТЛА

§ 1. Розвиток уявлень про природу світла

Вся історія розвитку поглядів на природу світла свідчить про виняткове значення для науки положення матеріалістичної діалектики про єдність протилежностей.

Протягом багатьох віків точилася боротьба між корпускулярними, атомістичними і хвильовими уявленнями про світло. І лише в сучасній фізиці переконливо доведено корпускулярно-хвильову природу світла.

Питання про природу світла виникло давно. Наприклад, грецький мислитель Піфагор (бл. 580 р. до н. е.) вважав, що зорові відчуття виникають внаслідок «гарячих випаровувань», які виходять з ока до предметів. Грецький математик Евклід (бл. 450 — бл. 380 до н. е.) розвинув теорію «зорових променів», послідовником якої був Птолемей (2 ст. н. е.). Згідно з поглядами Евкліда з ока виходять чутливі нитки, які обмацують своїми кінцями тіла і створюють зорові відчуття.

Протилежний погляд на природу зорових відчуттів розвинули Демокріт (бл. 460 — бл. 370 до н. е.), Емпедокл (бл. 490 — бл. 430 до н. е.) і Епікур (341—270 до н. е.). Демокріт вважав, що зір обумовлений падінням на поверхню ока атомів, які випромінюються тілами. Особливо різко виступав проти теорії «зорових променів» грецький філософ Арістотель (384—322 до н. е.). Він писав, що світло випромінюється джерелами і передається прозорим середовищем, яке є по-

середником у передачі руху, який і викликає зорові відчуття. Внаслідок цього Арістотель поклав початок вченню про світлоносне середовище — ефір. Він зробив першу наївну спробу пояснити кольори. Різні кольори він пояснював змішуванням світла й темноти.

Застосування до вивчення світла математики дало можливість зробити ряд правильних висновків. Евклід заснував вчення про прямолінійне поширення світла, встановив закони відбивання і заломлення світла. Герон Александрійський (I ст. н. е.) встановив принцип, згідно з яким світло проходить між предметом і оком найкоротшим шляхом. Птолемей вивчав заломлення світла. Евклід і Птолемей займалися теорією вгнутих дзеркал. Архімеду навіть приписували спалення ворожого флоту вгнутими дзеркалами, якими він немов би концентрував сонячні промені на ворожих кораблях.

Хоч погляди стародавніх мислителів ґрунтуються не на дослідах, а на найпростіших спостереженнях явищ природи, їх можна вважати лише здогадками, інколи геніальними, проте вони мали досить великий вплив на вчених більш пізніх часів.

У середньовіччя, в період панування схоластики, інквізиції, в період поширення лженаук помітних досліджень з оптики не було. Дослідження стосувались насамперед вивчення ходу променів у дзеркалах і лінзах, а також анатомії і фізіології ока (Роджер Бекон, бл. 1214—1294). Були винайдені також окуляри (приблизно в 1285 р.). Цей винахід приписується італійцю Сальвіно Арматі.

Епоха Відродження була для Західної Європи перехідним етапом у розвитку від феодалізму до капіталістичного способу виробництва. Цей період характеризується загальним піднесенням економіки, культури, техніки, мистецтва і боротьбою прогресивних світоглядів з схоластикою середньовіччя. В області науки поступово перемагає експериментальний метод вивчення природи. В оптиці за цей період було досягнуто великих успіхів. Насамперед слід назвати винайдення оптичних інструментів. Г. Галілей вдосконалив зорову трубу і застосував її в астрономії. Найвизначнішим досягненням цього періоду було відкриття дифракції світла італійськими вченими Ф. Гримальді (1618—1663).

Друга половина XVII ст. характеризується дальшою перемогою експериментальних методів вивчення природи. Виникнення капіталістичного способу виробництва обумовило прогрес техніки. Значного розвитку набула математика. Все це сприяло й прогресу в області фізики, зокрема механіки й оптики. Найвизначніші відкриття цього періоду належать І. Ньютону. У 1666 р. він відкрив явище дисперсії світла. Спираючись на досліди, пов'язані з дисперсією світла, Ньютон розробив теорію кольорів, яка стала важливим досягненням вчення про світло. Згідно з теорією кольорів Ньютона кожне тіло відбиває тільки ті промені, в які воно пофарбоване, тоді як інші воно поглинає.

І. Ньютону належать також роботи з дифракції та інтерференції світла. Він здійснив інтерференційний дослід, відомий під назвою кілець Ньютона, розглянув питання про природу світла, зокрема розвинув корпускулярну теорію світла, яку названо теорією витікання. Згідно з положенням ньютонівської теорії витікання світло — це потік особливих найдрібніших частинок, що випромінюються тілами, які світяться. Розміри частинок для різних кольорів різні: вони більші для червоних променів, менші для фіолетових. Між цими граничними випадками знаходяться проміжні відповідні величини.

Теорія витікання крім кольорів добре пояснила прямолінійне поширення світла. Проте в теорії витікання при поясненні явищ відбивання і заломлення, інтерференції й дифракції виникли значні труднощі. Для узгодження теорії витікання з цими фактами Ньютону довелося доповнювати її різними додатковими гіпотезами, які були недостатньо обгрунтовані.

Незважаючи на те, що хвильова теорія світла, розвинута сучасником Ньютона голландцем Х. Гюйгенсом (1629—1695), пояснювала ці факти, Ньютон відкрито заявив про свою прихильність до корпускулярної теорії. Завдяки величезному науковому авторитету Ньютона хвильова теорія світла була надовго відкинута і, отже, не розвивалась. Хвильову теорію світла крім Гюйгенса розвивав англійський фізик Р. Гук (1635—1703). Ці вчені розуміли під світлом пружні хвилі, які поширюються в особливому світлоносному середовищі — ефірі. Коливання ефіру викликаються рухом частинок, з яких складаються тіла, що світяться. Гук вважав світлові хвилі поперечними, що потім було підтверджено. Проте Гук не навів будь-яких фактів і доказів цього положення. Навпаки, Гюйгенс вважав світлові хвилі поздовжніми (подібно до звукових). Гюйгенсу вдалося досить добре пояснити заломлення, відбивання, подвійне заломлення променів. Проте він не зміг пояснити теорію кольорів, прямолінійне поширення світла і явище поляризації світла.

Всі ці недоліки хвильової теорії світла Гюйгенса призвели до того, що вона не змогла протистояти теорії витікання Ньютона, яка і панувала близько ста років після смерті Ньютона.

Проти теорії витікання виступив Л. Ейлер. Послідовним прихильником хвильової теорії світла був М. В. Ломоносов. Він вважав, що світло — це коливальний рух ефіру. Проте й цим видатним вченим не вдалося розхитати теорію витікання.

Хвильова теорія світла замінила корпускулярну теорію лише у ХІХ ст. завдяки працям англійського фізика Т. Юнга (1773—1829). Він розробив основні положення про інтерференцію хвиль. Проте він вважав світлові хвилі поздовжніми. Розвиток хвильової теорії світла пов'язаний з ім'ям французького фізика О. Френеля (1788—1827). Він відродив принцип Гюйгенса і поєднав його з принципом інтерференції Юнга. Це дало йому змогу створити строгу математичну

теорію дифракції світла і пояснити з погляду хвильової теорії прямо-лінійне поширення світла. Френель пояснив явище поляризації світла. З цією метою Френель і його прихильник Д. Араго (1786—1853) провели ряд досліджень з інтерференції поляризованих променів і дійшли висновку, що світлові коливання можуть бути лише поперечними, а не поздовжніми.

Незважаючи на великі успіхи хвильової теорії, розробленої Френелем, більшість фізиків того часу вважали уявлення про поперечність світлових хвиль зовсім неймовірним, оскільки в цьому разі ефіру треба було б приписати властивості пружного твердого тіла. Виникло питання про те, як тоді в ефірі вільно може переміщатися Земля, планети, Сонце та інші космічні тіла. Внаслідок цього хвильова теорія світла спочатку мала менше прихильників, ніж теорія витікання.

Крім того, ряд явищ, виявлених в цей період, не можна було пояснити з погляду хвильової теорії світла, зокрема явищ флюоресценції, фосфоресценції, фотохімії. Хвильова теорія також не могла пояснити виникнення лінійчастих спектрів, теплове випромінювання. Внаслідок цього в хвильовій теорії вже тоді виявились суперечності, які були розв'язані пізніше на основі квантової теорії світла.

Проте хвильова теорія, незважаючи на ці труднощі, продовжувала з успіхом розвиватись. Відкриття поперечності світлових хвиль привело до того, що Френель, зробивши ряд незвичайних припущень, створив пружну теорію світла, яка дала змогу пояснити досить велике коло оптичних явищ. Після Френеля багато відомих фізиків намагалися знайти інше розв'язання цієї проблеми, користуючись методами теорії пружності. У 1865 р. англійський фізик Дж. Максвелл розробив електромагнітну теорію світла. Внаслідок цього зменшився інтерес до механічних теорій світла, оскільки тепер будь-яка механічна теорія, що претендувала на пояснення оптичних явищ, повинна була пояснити і електричні явища. Це завдання було непосильним для механічної теорії світла, внаслідок чого з розвитком електромагнітної теорії його було відкинуто переважною більшістю фізиків.

Значний інтерес становило поширення світла в рухомих тілах, зокрема вивчення взаємодії рухомих тіл і ефіру. Особливо уваги заслуговують результати дослідження Майкельсоном руху Землі відносно ефіру, які стали експериментальною основою для створення у 1905 р. А. Ейнштейном спеціальної теорії відносності. Кінець XIX і початок XX ст. характеризуються відкриттям ряду фізичних явищ, які привели до революції в фізиці принципово новими поглядами на природу випромінювання світла. Німецький фізик М. Планк у 1900 р. висунув гіпотезу про квантову природу випромінювання. У 1905 р. А. Ейнштейн розробив квантову теорію фотоэффекту. З позицій квантової механіки і квантової електродинаміки вдалося пояснити численні спектральні закономірності й особливості процесів випромінювання.

§ 2. Електромагнітна теорія світла

В середині минулого століття було встановлено ряд фактів, що вказують на зв'язок електричних і магнітних явищ з оптичними.

Англійський фізик М. Фарадей встановив зв'язок електрики й магнетизму, а в 1845 р. відкрив обертання площини поляризації в магнітному полі. Розвиваючи уявлення Ампера і Фарадея про взаємозв'язок електричних і магнітних явищ, Максвелл прийшов до відкриття електромагнітного поля і встановлення основних законів для процесів, що відбуваються в змінних електричних і магнітних полях

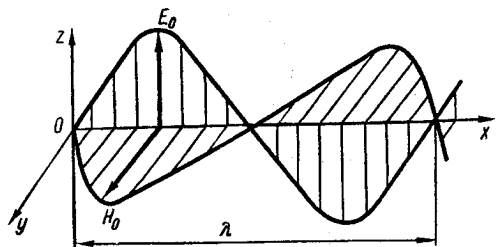


Рис. 7.1

у вільному просторі. Найважливішим висновком теорії електромагнітного поля, зробленої Максвеллом у 1860—1865 рр., є те, що у вільному просторі можуть поширюватися електромагнітні хвилі, швидкість яких дорівнює швидкості світла. На основі цього Максвелл створив електромагнітну теорію світла, згідно з якою світло — це

електромагнітні хвилі дуже короткої довжини. Через 23 роки, у 1888 р. німецький фізик Г. Герц експериментально дістав електромагнітні хвилі у вільному просторі, а російський фізик О. Попов (1859—1905) використав ці хвилі для здійснення бездротового телеграфу.

Якщо в просторі змінюється електричне поле, то внаслідок індукції воно викликає в цій області простору і прилеглих до нього областях змінне магнітне поле. Змінне магнітне поле, в свою чергу, породжує змінне електричне поле і т. д. Сукупність таких змінних електричних і магнітних полів створює електромагнітне поле. Виникнувши в певному місці, змінне електромагнітне поле передається від однієї точки простору до іншої з певною швидкістю. Цей процес поширення змінного електромагнітного поля в просторі називають *електромагнітною хвилею*.

Напрямок векторів напруженості електричного і магнітного полів, а також напрям поширення електромагнітних хвиль взаємно перпендикулярні. Отже, електромагнітні хвилі — поперечні. На рис. 7.1 схематично зображено плоску електромагнітну хвилю. В цьому випадку вектор напруженості електричного поля \vec{E} коливається у вертикальній площині zOx , а вектор напруженості магнітного поля \vec{H} в горизонтальній площині yOx .

Аналізуючи закон електромагнітної індукції М. Фарадея, Дж. Максвелл висунув гіпотезу, що змінне в часі магнітне поле породжує

вихрове електричне, тобто силові лінії електричного поля замкнені і охоплюють силові лінії магнітного поля. Щоб формально узгодити свою теорію з законом збереження заряду, Максвеллу довелось припустити, що не тільки змінне в часі магнітне поле породжує вихрове електричне, а й навпаки: змінне в часі електричне поле породжує вихрове магнітне поле.

Точний запис сформульованого закону містить додаткове припущення про так званий струм зміщення, який Максвелл визначив як (локальну) похідну по часу від вектора електричної індукції \vec{D} . Цю гіпотезу покладено в основу одного з рівнянь Максвелла, що цілком узгоджується з експериментом.

Отже, за Максвеллом, змінне в часі електричне й магнітне поля породжують одне одного, і цей процес може поширюватися від точки до точки в просторі, збуджуючи електромагнітні хвилі.

Основу теорії складають рівняння Максвелла. У вченні про електромагнетизм ці рівняння відіграють таку саму роль, як і закони Ньютона в механіці або основні закони (начала) в термодинаміці. Рівнянням Максвелла підлягає поширення електромагнітних хвиль.

У диференціальній формі рівняння Максвелла набувають такого вигляду:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; & \operatorname{div} \vec{B} &= 0; \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; & \operatorname{div} \vec{D} &= \rho, \end{aligned} \quad (7.1)$$

де $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$; $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$; $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ — густина струму провідності; ρ — об'ємна густина електричних зарядів. Для з'ясування основних закономірностей, що характеризують поширення електромагнітних хвиль, розглянемо поширення плоскої електромагнітної хвилі в однорідному непровідному середовищі ($\rho = 0$, $j = 0$). Якщо вісь x напрямити перпендикулярно до хвильових поверхонь, то \vec{E} і \vec{H} , а отже, і їхні складові не залежатимуть від координат y та z , тому $\frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial E_x}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$ і рівняння (7.1) спрощуються:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = - \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = - \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}.$$

Отже, саме поле хвилі не має складової вздовж осі x , тобто вектори \vec{E} і \vec{H} перпендикулярні до напрямку поширення хвилі. Рівняння (7.2) дають зв'язок між складовими E_y і E_z , а рівняння (7.3) зв'язують складові E_y і H_y . Щоб описати плоску електромагнітну хвилю, досить взяти одну з систем рівнянь, поклавши складові, що фігурують в іншій системі, такими, що дорівнюють нулю. Описуючи хвилю, візьмемо першу групу рівнянь (7.2), поклавши $E_z = E_y = 0$. Якщо про- диференціювати перше рівняння (7.2) по x і врахувати, що

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

(це випливає з незалежності змінних x і t), то, підставивши потім $\frac{\partial H_z}{\partial x}$ з другого рівняння, дістанемо хвильове рівняння для E_y :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}. \quad (7.4)$$

Диференціюючи по x друге рівняння (7.2), матимемо після аналогічних перетворень хвильове рівняння для H_z :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (7.5)$$

Оскільки інші складові \vec{E} і \vec{H} дорівнюють нулю, то $E = E_y$ і $H = H_z$. Остаточно рівняння для плоскої електромагнітної хвилі матимуть такий вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} &= \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} &= \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Отже, обидва компоненти електромагнітного поля \vec{E} і \vec{H} описуються однаковим диференціальним рівнянням. Процеси, які описуються рівняннями (7.6), мають хвильовий характер.

Зокрема, розв'язком рівняння (7.6) є така функція:

$$E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (7.7)$$

Цей вираз є рівнянням плоскої біжучої хвилі, що поширюється вздовж осі x з амплітудою E_0 , періодом коливань T і швидкістю поширення v . Справді, якщо позначити

$$\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = \varphi,$$

то рівняння (7.7) можна записати так:

$$E = E_0 \sin \varphi, \quad (7.8)$$

де φ — фаза хвилі.

Якщо розглядати хвильовий процес у будь-якій точці простору з часом, то ми повинні покласти $x = \text{const}$ і вважати змінною лише величину t . Для спрощення покладемо $x = 0$. Тоді фаза залежатиме від часу:

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} t. \quad (7.9)$$

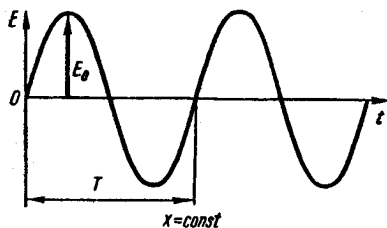


Рис. 7.2

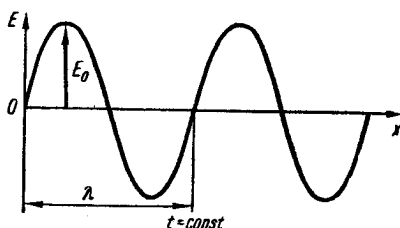


Рис. 7.3

Визначимо проміжок часу Δt , за який φ змінюється на 2π , а E повторює своє значення, що відповідає моменту t . Скориставшись співвідношенням (7.9), маємо

$$\varphi + 2\pi = \frac{2\pi}{T} (t + \Delta t) = \frac{2\pi}{T} t + \frac{2\pi}{T} \Delta t. \quad (7.10)$$

Звідси випливає, що зміна фази на величину 2π відбувається за $\Delta t = T$. Отже, напруженість електричного поля повторює свої значення в даній точці простору через проміжки часу T , тобто T є періодом коливань вектора напруженості електричного поля \vec{E} . На рис. 7.2 зображено залежність вектора напруженості електричного поля \vec{E} від часу. Якщо зобразити стан процесу в певний момент часу $t = \text{const}$, наприклад при $t = t_0$, то утворений графік буде подібним до графіка на рис. 7.2, але змінною величиною в цьому випадку стане координата x . Графік показує миттєве положення хвиль у момент часу $t = t_0$ (рис. 7.3). Період зміни напруженості електричного поля \vec{E} в просторі можна знайти з таких умов. У точці x при $t = t_0$ фаза матиме значення $\varphi = \frac{2\pi}{T} \left(t_0 - \frac{x}{v} \right)$. Більш віддалені точки хвилі відповідатимуть більш раннім моментам проходження їх через точку $x = 0$. Нехай на відстані Δx від точки x фаза зменшиться на величину 2π , тобто дорівнюватиме $\varphi - 2\pi$. Тоді $\varphi - 2\pi = \frac{2\pi}{T} \left(t_0 - \frac{x + \Delta x}{v} \right)$. Звідси, враховуючи,

що $\varphi = 2\pi \left(t_0 - \frac{x}{v} \right)$, дістанемо

$$\Delta x = vT. \quad (7.11)$$

Оскільки при зміні φ на 2π вектор \vec{E} здійснює повне коливання, то величина Δx є періодом зміни функції \vec{E} в просторі й називається *довжиною хвилі*. Цю величину позначають буквою λ . Довжину хвилі можна виразити через швидкість її поширення і період коливань:

$$\lambda = vT. \quad (7.12)$$

Довжина хвилі є відстань, на яку поширюється хвильовий процес за час одного періоду коливань.

В загальному випадку змінюються обидві величини, тобто t і x . Якщо спостерігати за якоюсь точкою хвилі, тоді слід вважати сталою величину φ :

$$t - \frac{x}{v} = \text{const.} \quad (7.13)$$

Рівняння (7.13) для кожного моменту часу є рівнянням площини. Площини сталої фази є хвильовими поверхнями електромагнітної хвилі, тобто дані хвилі плоскі. В більш загальному випадку поверхня хвилі, тобто геометричне місце точок, де фаза хвилі залишається сталою, може бути більш складною поверхнею — сферою, еліпсоїдом, циліндром тощо.

Диференціюючи вираз (7.13), дістанемо $dt - \frac{dx}{v} = 0$, або

$$v = \frac{dx}{dt}, \quad (7.14)$$

де v — швидкість поширення хвилі. Покажемо тепер, що рівняння хвилі (7.7) задовольняє диференціальне рівняння (7.6) і є його розв'язком. Для цього, диференціюючи вираз (7.7), знайдемо другі частинні похідні від E по t і по x . Вони матимуть такі значення:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} E; \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2 v^2} E.$$

Знайдемо з обох виразів значення E і прирівняємо їх. Тоді після перетворень дістанемо

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (7.15)$$

Прирівнявши рівняння (7.6) і (7.15), неважко дістати вираз для швидкості поширення електромагнітної хвилі

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}. \quad (7.16)$$

Швидкість поширення світла у вакуумі $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Отже, швидкість поширення електромагнітного поля в середовищі дорівнює швидкості світла у вакуумі, поділеній на $\sqrt{\epsilon\mu}$, де ϵ і μ відносно відносна діелектрична і магнітна проникності середовища. Якщо електромагнітна хвиля поширюється у вакуумі, де $\epsilon = 1$, $\mu = 1$, то $v = c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Звідси випливає, що швидкість поширення світла і швидкість поширення електромагнітних хвиль у вакуумі однакова. Це дало підставу Максвеллу ототожнити світлові хвилі з електромагнітними. Так виникла електромагнітна теорія світла, згідно з якою світлові хвилі є

Таблиця 7.1

Види хвиль	Довжина хвилі, м	Частота, Гц
Низькочастотні	$>10^4$	$<3 \cdot 10^4$
Радіохвилі	$10^4 - 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^{10}$
Ультрарадіохвилі	$10^{-1} - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12}$
Інфрачервоне випромінювання	$10^{-4} - 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{14}$
Видиме світлове випромінювання	$7,7 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$
Ультрафіолетове випромінювання	$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$
Рентгенівське випромінювання	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$
Гамма-випромінювання	$<10^{-11}$	$>3 \cdot 10^{19}$

електромагнітними хвилями дуже короткої довжини. У випадку неферомагнітних речовин $\mu = 1$, отже, $v = c/\sqrt{\epsilon}$ або

$$n = c/v = \sqrt{\epsilon}, \quad (7.17)$$

де n — абсолютний показник заломлення неферомагнітних речовин, тобто показник заломлення відносно вакууму. Згідно з співвідношенням (7.17) показник заломлення для них дорівнює кореню квадратному з діелектричної проникності. Це положення називається законом Максвелла.

До електромагнітних хвиль належать хвилі різної довжини від радіохвиль до гамма-випромінювання. Встановити які-небудь чіткі межі між різними видами електромагнітних випромінювань немає можливості, їх насправді не існує. Тому поділ електромагнітного спектра на певні ділянки має умовний характер, за винятком ділянки, що відповідає видимому випромінюванню, межі якого чітко визначені властивостями людського ока. В табл. 7.1 наведені діапазони, на які умовно поділяють шкалу електромагнітних хвиль.

§ 3. Тиск світла. Дослід Лебедева

З електромагнітної теорії світла Максвелла випливає, що електромагнітній хвилі крім енергії властивий ще імпульс. Тому світлові хвилі, що падають на будь-яке тіло, передаючи йому свій імпульс,

повинні чинити на нього тиск. При повному поглинанні світла тілом світлові хвилі просто віддають йому свій імпульс. При повному відбиванні світла від тіла, як у випадку пружного удару кулі, світлові хвилі надають тілу подвійного імпульсу.

Ще з часів Кеплера за допомогою уявлень про світловий тиск пояснювали форми хвостів комет. Проте пануюча в той час ньютонівська теорія витікання давала неправильне значення для світлового тиску. У хвильовій теорії світла ефект тиску стає менш наочним і характерно, що цей ефект до появи електромагнітної теорії взагалі не обговорювався з хвильової точки зору. Максвелл на основі електромагнітної теорії обчислив значення світлового тиску. Правда, його підрахунки мали абстрактний і не зовсім строгий характер, а тому не відразу набули загального визнання.

Розглянемо дію електромагнітної (світлової) хвилі на поверхню тіла. Для спрощення вважатимемо, що світлові промені перпендикулярні до поверхні (а фронт хвилі паралельний їй). Дія електричного поля хвилі виявиться у тому, що в тілі виникнуть струми, паралельні поверхні. Взаємодія цих струмів з магнітним полем світлової хвилі приведе до виникнення сили, що діє на поверхню тіла в напрямі руху фронту хвилі, тобто перпендикулярно до поверхні. Виходячи з таких міркувань, можна дістати формулу для обчислення світлового тиску:

$$p = \frac{E}{c} (1 + \rho), \quad (7.18)$$

де E — енергетична освітленість поверхні, тобто густина потоку світлової енергії, що падає на дану поверхню; c — швидкість світла; ρ — коефіцієнт відбивання. Числове значення світлового тиску дуже мале. Так, тиск сонячного проміння, що падає перпендикулярно на чорну поверхню, становить близько $4,7 \cdot 10^{-6}$ Па.

Експериментально існування світлового тиску вперше встановив у 1900 р. російський фізик П. М. Лебедев (1866—1912). Досліди Лебедева повністю підтвердили формулу (7.18). Для вимірювання світлового тиску він спрямував інтенсивний світловий потік на легкі металеві пластинки, підвішені на тонкій нитці в балоні, з якого було викачано повітря. Пластинки лівого ряду підвісу були чорними, а пластинки правого — блискучими. Тому тиск світла на пластинки лівого ряду $p = E/c$ був меншим, ніж на пластинки правого ряду, де $p = E/c (1 + \rho)$. Внаслідок цього під впливом падаючого світла підвіс повертався на певний кут, за величиною якого можна було визначити силу закручування і, отже, світловий тиск. На рис. 7.4 зображено рухому частину приладу Лебедева. Для здійснення експерименту треба було врахувати та максимально послабити побічні ефекти. До таких ефектів насамперед належить радіометричний ефект та конвекційні потоки. Радіометричний ефект обумовлений рухом молекул. При освітленні пластинки нагріватимуться неоднаково. З того боку, де

на пластинку падатиме світло, вона нагріватиметься більше, ніж з протилежного. Тому молекули, вдаряючись об освітлену поверхню, відскакуватимуть від неї з більшою енергією і надаватимуть їй більшого імпульсу, ніж молекули, що падають на протилежний, неосвітлений бік пластинки. А тому тиск буде більший з того боку, де пластинка тепліша, оскільки там і газ нагрітий сильніше (з освітленого боку). Цей ефект пропорційний товщині пластинки і для товстих пластинок значно більший за світловий тиск. П. М. Лебедев, застосовуючи пластинки різної товщини, виключив радіометричний ефект і дістав надійні результати.

Для зменшення радіометричного ефекту та уникнення конвекційних потоків Лебедев максимально зменшував густину газу в балоні, в якому містилася рухома частина приладу. П. М. Лебедеву вдалось досягти високого вакууму у балоні, що на той час було дуже складною справою. У 1908 р. він здійснив ще більш точні досліди і встановив та виміряв більший тиск на газі. Ці досліди підтвердили справедливість гіпотези Ф. О. Бредихіна про утворення кометних хвостів внаслідок світлового тиску на частинки, що їх утворюють. Ці сили відштовхування обумовлені тиском на частинки з боку сонячних променів.

Значення дослідів Лебедева дуже велике і не вичерпується просто підтвердженням електромагнітної теорії світла. В цих дослідах встановлено наявність механічного імпульсу світла, що є істотним для розв'язання питання про інертну масу світла та більш загальної проблеми пропорційності маси і енергії.

Результати дослідів П. М. Лебедева спростували думку, що панувала в XIX ст., про те, що світлу не властива маса, а це породжувало твердження про нематеріальність світла. Відкриття світлового тиску доводило, що світловий потік має не тільки енергію, а й масу і, отже, являє собою нерозривну єдність матерії і руху. П. М. Лебедев вперше експериментально встановив тиск світла і показав, що він незначний. Зараз за допомогою оптичних квантових генераторів можна дістати практично досить великі світлові тиски. Наприклад, вихідна потужність квантового генератора на рожевому рубіні за час короткого спалаху досягає 10 000 Вт у пучку з поперечним перерізом, меншим ніж 1 см^2 . Хоч спалах випромінювання і короткий, його потужність в тисячу разів більша за ту, яку можна дістати фокусуванням сонячного світла. Теоретичне пояснення досліді Лебедева з визначення тиску світла можна дістати також виходячи з корпускулярних уявлень про природу світла.

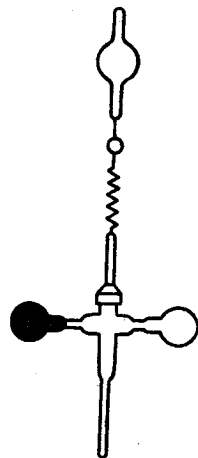


Рис. 7.4

§ 4. Філософські висновки з електромагнітної теорії Максвелла

Теорія Максвелла формувалась в той час, коли в фізиці ще панувала механічна картина світу. Внаслідок цього, починаючи з другої половини XVIII ст. протягом понад сто років мали місце численні спроби побудувати теорію електричних та магнітних явищ, виходячи з механічних уявлень. Проте всі ці спроби успіху не принесли. Електромагнітні явища виявились дуже специфічними, вимагали до себе іншого підходу.

Основи нової (електромагнітної) картини світу були закладені М. Фарадеєм. Заслуги Фарадея по створенню електродинамічної картини світу та електродинаміки можна порівняти з заслугами Г. Галілея по створенню механічної картини світу і механіки.

У програмі пояснення явищ природи, яку намалював Фарадей, головну роль відігравала ідея про існування єдиного для всіх явищ природи суцільного матеріального середовища. В фізиці це було новим — континуальним — розумінням матерії на відміну від ньютонівського корпускулярного розуміння.

З поняттям суцільного матеріального середовища Фарадей пов'язував відповідні уявлення про рух (коливання суцільного середовища) та про взаємодію і взаємозв'язок (близькодію). Щоб фарадейські уявлення про природу склали цілісну систему, їм не вистачало відповідного розуміння простору і часу, яке лише в неявному вигляді містилось у нових уявленнях про матерію, рух і взаємозв'язок.

М. Фарадей заклав основи нової (електродинамічної) картини світу, яка краще пояснювала всю сукупність відомих на той час дослідних фактів.

Спираючись на ідеї Фарадея, Максвелл дав перше наукове визначення поняття електромагнітного поля. Розглядаючи поле як частину простору, яка містить в собі і оточує тіла, що перебувають в електричному та магнітному станах, Максвелл вважав, що простір не є порожнім, що існує ефірне середовище, яке заповнює весь простір і пронизує всі тіла, здатне до руху і таке, що передає рух.

Внаслідок великих досягнень теорії поля спочатку припинили побудову механічних моделей ефіру, а потім поняття поля дістало самостійне (і без ефіру) значення як одне з головних фізичних понять, що розширюють наші уявлення про матерію і матеріальну єдність світу.

Ідея поля, яка розширювала конкретно фізичне уявлення про матерію і яку покладено в основу першої немеханічної картини світу, є однією з найважливіших ідей у фізиці другої половини XIX ст., а разом з тим однією з найважливіших теоретичних передумов теорії Максвелла.

Теоретичними передумовами механіки Ньютона було корпускулярне розуміння матерії та пов'язане з ним поняття далекодії, а ці

поняття, в свою чергу, спирались на метафізико-матеріалістичні уявлення про природу.

Шлях до побудови теорії електромагнітних явищ також починався з філософських ідей. Цими ідеями керувався Фарадей, вносячи в фізику континуальне розуміння матерії та пов'язане з ним поняття близькодії. Проте, на відміну від ідей, що сприяли появі механічної картини світу, філософські ідеї, які зіграли позитивну роль у розвитку електродинамічної картини, були в значній мірі стихійно-діалектичними.

Важливо підкреслити, що, хоча поняття суцільного середовища, ефіру, енергії та її перетворень підводили до поняття поля, останнє змогло оформитись та укріпитись в фізиці лише тоді, коли Фарадей, керуючись новими філософськими поглядами на природу, поклав в основу фізичної картини світу континуальні уявлення про матерію.

Теорія Максвелла мала велике значення для розвитку класичної фізики. Вона дала змогу з загальної точки зору охопити велике коло явищ, починаючи від електростатичного поля нерухомих зарядів і закінчуючи електромагнітним полем і світлом зокрема.

Якщо Фарадей встановив тісний зв'язок між електричним і магнітним полями, то Максвелл поширив цей зв'язок на світло і на електромагнітне поле.

Теорія Максвелла є феноменологічною теорією електромагнітного поля. Це означає, що внутрішній механізм явищ, які відбуваються в середовищі і спричиняють появу електричних і магнітних полів, в теорії не розглядається. Електричні й магнітні властивості середовища характеризуються в теорії Максвелла відносною діелектричною проникністю ϵ і відносною магнітною проникністю μ . Залежність цих величин від властивостей середовища, фізичний зміст явищ, які відбуваються в середовищі при поляризації і намагнічуванні, в теорії Максвелла не розглядаються.

Теорія Максвелла є макроскопічною теорією електромагнітного поля. В ній розглядаються електричні й магнітні поля, утворені макроскопічними зарядами і струмами, тобто зарядами, що зосереджені в об'ємах, значно більших, ніж об'єми окремих атомів і молекул. Крім того, припускається, що відстань від джерел полів до точок спостереження також значно перебільшує розміри молекул. Тому помітні зміни полів, досліджуваних у теорії Максвелла, можливі лише на великих відстанях порівняно з розмірами атомів і молекул. Нарешті, періоди змінних електричних і магнітних полів мають бути значно більшими за періоди внутрішньомолекулярних процесів.

Насправді макроскопічні заряди й струми є сукупністю мікроскопічних зарядів і струмів, які утворюють свої електричні й магнітні поля, що неперервно змінюються в кожній точці простору. Тому результуючі електричні й магнітні поля завжди змінні.

Із сказаного випливає, що в теорії Максвелла розглядаються усереднені електричні й магнітні поля, причому усереднення відповідних мікрополів проводиться для проміжків часу значно більших за періоди обертання або коливання елементарних зарядів, а також для ділянок поля, розміри яких значно більші за розміри атомів і молекул.

Теорія Максвелла, як і попередні уявлення Фарадея про електричні і магнітні поля, є послідовною теорією близькодії. Вона ґрунтується на тому, що електричні й магнітні взаємодії відбуваються через посередників — електричне й магнітне поля, в яких вони поширюються з скінченною швидкістю. Максвелл довів, що швидкість поширення електричних і магнітних взаємодій дорівнює швидкості світла в даному середовищі. Саме це дало йому змогу розвинути електромагнітну теорію світла.

До відкриття електромагнітного поля речовина фактично ототожнювалась з матерією. З відкриттям поля речовина вже не могла бути єдиним представником матерії: поряд з речовиною другим видом матерії було поле. Це мало важливі філософські наслідки. Відкриття електромагнітного поля створило природничонауковий фундамент узагальнення поняття матерії та визначення цієї філософської категорії.

Розвиток фізики показав, що рух мікрооб'єктів є специфічною формою, яка не зводиться до електромагнітного, а тим більше до механічного руху. Квантова механіка, що почала швидко розвиватись, встановила закони цього руху і показала, що їх не можна звести до законів класичної фізики.

Контрольні запитання

1. Поясніть корпускулярно-хвильовий аспект розвитку теорій про світло.
2. У чому полягає значення робіт М. Фарадея для встановлення електромагнітної природи світла? 3. Сформулюйте основні положення електромагнітної теорії Максвелла. Запишіть його основні рівняння. 4. Від яких характеристик середовища залежить швидкість поширення електромагнітних хвиль? 5. Запишіть вираз для швидкості світла у вакуумі. 6. Запишіть закон Максвелла для неферромагнітного середовища. 7. Дайте характеристику діапазонів шкали електромагнітних хвиль. 8. Розкрийте значення дослідів Лебедева з визначення тиску світла для уточнення його природи. 9. Чому із дослідів Лебедева випливає, що світлу притаманна маса? 10. Яке значення мають роботи Максвелла для ствердження електромагнітної картини світу?

Розділ 8

ОСНОВИ ФОТОМЕТРІЇ.

ОСНОВНІ ЗАКОНИ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ОПТИКИ

§ 1. Основні поняття фотометрії

Дія світла обумовлена насамперед наявністю певної світлової енергії. Безпосередньо світло, обумовлене дією світлової енергії, сприймається чутливими елементами ока. Те саме має місце в будь-якому приймачі, здатному реагувати на світло, наприклад, фо-

тоелементі, термоелементі, фотопластинці. Саме вимірювання світла зводиться до вимірювання світлової енергії або до вимірювання величин, з нею зв'язаних. Розділ оптики, що вивчає методи і засоби вимірювання променевої енергії, називається *фотометрією*.

Нехай через деяку площину за час t пройде світлова енергія E . Відношення

$$W = \frac{E}{t} \quad (8.1)$$

показує, яка кількість енергії проходить через площину за одиницю часу і називається *поток*ом променевої енергії через дану площину.

Потік променевої енергії вимірюється в одиницях потужності, наприклад у ватах. Проте для сприйняття світлової енергії надзвичайно важливу роль відіграє око. Тому поряд з енергетичною оцінкою світла користуються оцінкою, основаною на безпосередньому світловому сприйнятті ока. *Потік променевої енергії, оцінений за зоровими відчуттями, називається світловим потоком*. Отже, в світлових вимірюваннях користуються двома системами позначень і двома системами одиниць: одна з них ґрунтується на енергетичній оцінці світла, друга — за зоровим відчуттям. Оскільки чутливість ока до світла різної довжини хвилі (різного кольору) неоднакова, то оцінки світлового потоку за зоровим відчуттям і його потужністю можуть істотно відрізнятись. Тому для зорової оцінки світлових потоків треба знати чутливість ока до світла різної довжини хвилі. Всі питання, пов'язані з визначенням світлових величин, просто розв'язуються тоді, коли джерело випромінює світло рівномірно в усіх напрямках. Таким джерелом є, наприклад, розжарена металева кулька. Кулька посилає світло рівномірно в усі боки. Світловий потік від неї поширюється в ізотропному середовищі також рівномірно. Це означає, що дія даного джерела на будь-який приймач світла залежатиме лише від відстані R приймача від центра джерела світла і не залежатиме від напрямку радіуса, проведеного від центра кульки (джерела світла) до приймача.

Здебільшого дію світла визначають на відстані R , значно більшій від радіуса r світної кульки, тому розмірами її можна нехтувати. Тоді можна вважати, що випромінювання світла відбувається немов би з однієї точки — центра світної кульки. У таких випадках джерело світла називається *точковим*. Зрозуміло, що точкове джерело не є точкою в геометричному розумінні, а має, як і будь-яке фізичне тіло, скінченні розміри. Джерело безмежно малих розмірів не має фізичного змісту, бо таке джерело повинно було б з одиниці своєї поверхні випромінювати потік нескінченно великої потужності, що практично неможливо.

Крім того, джерело, яке вважають точковим, не завжди повинно бути малим. Істотним є не абсолютні розміри джерела, а співвідно-

шення між його розмірами і тими відстанями від джерела, на яких досліджується його дія. Так, для всіх практичних цілей найкращим точковим джерелом є зірки, хоч вони мають величезні розміри, але їхні відстані від Землі в багато разів перевищують ці розміри.

Прообразом точкового джерела, як зазначалося вище, є рівномірно світна кулька. Джерело світла, що посилає світло нерівномірно в різні боки, не є точковим, хоча б воно було і дуже малим порівняно з відстанню до точки спостереження.

Визначимо тепер більш точно, що розуміють під рівномірним випромінюванням світла в усі боки. Для цього скористаємось уявленнями про тілесний кут Ω , який дорівнює відношенню поверхні σ , вирізаної на сфері конусом з вершиною в її центрі, до квадрата радіуса сфери r^2 :

$$\Omega = \frac{\sigma}{r^2}. \quad (8.2)$$

Це відношення не залежить від r , оскільки з ростом r поверхня σ , яку вирізує конус, збільшується пропорційно r^2 . Якщо $r = 1$, то $\Omega = \sigma$, тобто тілесний кут вимірюється поверхнею, вирізаною конусом на сфері одиничного радіуса. *Одиницею тілесного кута є стерадіан (ср) — такий тілесний кут, якому на сфері одиничного радіуса відповідає поверхня з площею, що дорівнює одиниці.* Тілесний кут, який охоплює весь простір навколо джерела, дорівнює 4π ср, бо повна поверхня сфери одиничного радіуса є 4π .

Повне випромінювання будь-якого джерела розподіляється в тілесному куті 4π ср. *Випромінювання називається рівномірним, якщо в однакові тілесні кути, виділені в будь-якому напрямі, випромінюється потік однакової потужності.* Звичайно, чим менші тілесні кути, в яких порівнюємо потужності, випромінювані джерелом, тим точніше перевіряємо рівномірність випромінювання.

Отже, точковим джерелом є таке джерело, розміри якого малі порівняно з відстанню до місця спостереження і яке посилає світловий потік рівномірно в усі боки.

Повний світловий потік характеризує випромінювання, яке поширюється від джерела в усіх напрямках. Для практичних цілей часто потрібно знати не повний світловий потік, а той потік, який йде в певному напрямі і падає на певну площину. У зв'язку з цим встановлено два допоміжних поняття — сила світла I і освітленість E .

Силою світла називають величину світлового потоку, розраховану на тілесний кут, що дорівнює стерадіану; вона вимірюється відношенням світлового потоку Φ , замкненого всередині тілесного кута Ω , до величини цього кута:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (8.3)$$

Освітленість — це величина світлового потоку, розрахована на одиницю площини, яка орієнтована нормально до падаючого на неї світлового потоку; вона вимірюється відношенням світлового потоку Φ , що падає на таку площину, до величини цієї площини σ :

$$E = \frac{\Phi}{\sigma} . \quad (8.4)$$

Зрозуміло, що формули (8.3) і (8.4) визначають середню силу світла та середню освітленість. Вони будуть тим ближче до істинних, чим рівномірніший потік, або чим менше Ω і σ . Виходячи із формул (8.2) — (8.4), можна дістати таку залежність:

$$E = \frac{I}{r^2} , \quad (8.5)$$

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

Порівнюючи освітленості площин, розміщених на різних відстанях від точкового джерела, знайдемо $E_1 = \frac{I}{r_1^2}$, $E_2 = \frac{I}{r_2^2}$ і т. д., або

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2} , \quad (8.6)$$

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

Якщо площина, що освітлюється точковим джерелом, орієнтована в просторі так, що кут між напрямом падаючих променів і нормаллю до неї становить α , то співвідношення (8.5) набуває вигляду $E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha$, тобто *освітленість площини прямо пропорційна косинусу кута між напрямом світлового потоку і нормаллю до площини*. Цей закон освітленості називається *законом косинуса*.

Досі мова йшла тільки про точкові джерела світла. Проте в багатьох випадках джерела світла є протяжними: при розгляді цих джерел око розрізняє їхню форму і розміри. Для таких джерел світла сила світла не є достатньою характеристикою. Справді, з двох джерел, що випромінюють світло однакової сили, але мають різні розміри (площі), менше здається більш яскравим, оскільки воно дає більшу силу світла з одиниці площі. Однією з характеристик протяжних джерел є *яскравість*. *Яскравість протяжного джерела вимірюється силою світла, що випромінюється одиницею поверхні, що світиться в заданому напрямі*.

В системі світлових одиниць за вихідну величину взято одиницю сили світла. За одиницю сили світла прийнято канделу (кд). Кандела — сила світла в заданому напрямі джерела, що випромінює моно-

хроматичне випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямі становить 1,683 Вт/ср. Кандела поряд з іншими одиницями вимірювання (метр, кілограм, секунда, моль, кельвін, ампер) входить до основних одиниць СІ.

За одиницю світлового потоку взято люмен (лм). Люмен — це світловий потік, випромінюваний точковим джерелом світла в одну канделу всередині одиничного тілесного кута (тобто кута в 1 ср). Якщо точкове джерело має силу світла 1 кд, то повний світловий потік, який воно створює в усіх напрямках, тобто всередині тілесного кута 4π ср, дорівнюватиме 4π лм.

За одиницю освітленості взято люкс (лк). Люкс — це освітленість такої поверхні, на 1 м^2 якої падає рівномірно розподілений по площині світловий потік в 1 лм. Освітленість в один люкс дістаємо на поверхні сфери радіуса 1 м, якщо в центрі її знаходиться точкове джерело світла 1 кд.

Одиницею вимірювання яскравості є кандела на квадратний метр ($\text{кд}/\text{м}^2$). Таку яскравість має плоска поверхня, що світиться, в напрямі нормалі до неї, якщо в цьому напрямі сила світла з одного квадратного метра поверхні дорівнює одній канделі.

§ 2. Поширення світла. Відбивання та заломлення світла

Для вивчення питання про поширення хвиль необхідно розглянути процес передачі хвильового збурення від однієї точки середовища до іншої, взаємодію збурень між собою, викликаних окремими частинами хвилі, а також остаточний результат цієї взаємодії. Досвід показує, що в більшості випадків, коли розміри розглядуваної ділянки хвилі великі порівняно з довжиною хвилі, ряд простих законів полегшує розв'язання задачі про поширення хвиль. Напрямок поширення хвилі в ізотропному середовищі є перпендикулярним до лінії, якої досягає хвильове збурення одночасно. Цю лінію називають *фронтом хвилі*. Пряму, перпендикулярну до хвильового фронту, яка показує напрям поширення хвилі, називають *променем*. Отже, *промінь* — це геометрична лінія, яка перпендикулярна до хвильового фронту і показує напрям поширення хвильового збурення в ізотропному середовищі.

У кожній точці хвильового фронту можна провести перпендикуляр до фронту, тобто промінь. Якщо джерело хвиль точкове, то фронт хвиль матиме форму сфери, а промені збігатимуться з радіусами, проведеними з точки, з якої виходять хвилі (рис. 8.1). Під світловим променем розуміють не вузький світловий пучок, за допомогою якого можна встановити лише напрям променів, а геометричну лінію, що вказує напрям поширення світла. Звичайно, чим вузьчий світловий пучок, тим легше за його допомогою встановити напрям поширення світла, тобто визначити світловий промінь. Проте нескінченно вузький світловий пучок неможливо створити. Таким чином, світлові промені

є геометричним поняттям. За їх допомогою можна встановити напрям поширення світлової енергії. Закони, що визначають зміну напрямку променів, дають змогу розв'язувати дуже важливі в оптиці задачі про зміну напрямку поширення світлової енергії. Для аналізу таких задач повністю виправданю буде заміна поняття «світлова хвиля» геометричним поняттям «промінь».

Проте не завжди питання про характер поширення світлових хвиль можна вирішити за допомогою поняття про світлові промені. Існує багато оптичних явищ, для розуміння яких треба звертатись безпосередньо до розгляду світлових явищ. Розгляд світлових явищ з хвильової точки зору потрібний, звичайно, і для розв'язання більш простих задач, коли метод променів дає задовільні результати. Оскільки метод променів значно простіший, його і застосовують для розгляду всіх питань, для яких він справедливий, критично оцінюючи при цьому його можливості.

Отже, метод оптики променів, або, як його часто називають, *геометричної чи променевої оптики*, є наближеним засобом, достатнім для розгляду певного кола питань. Тому одне із завдань вивчення оптики полягає в оволодінні методом променів та встановленні меж його застосування.

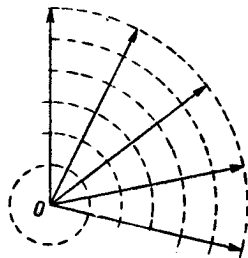


Рис. 8.1

Закони відбивання та заломлення світла. Можливість бачити предмети, які самі не випромінюють світло, пов'язана з тим, що будь-яке тіло частково відбиває, а частково пропускає або поглинає світло, що на нього падає. Тіло ми бачимо з будь-якого боку внаслідок дифузійного відбивання, розсіяння в різних напрямках. Так, внаслідок розсіяного світла, хоч і слабкого, ми бачимо звідусіль навіть дзеркала, які повинні були б відбивати світло тільки в одному напрямі. Розсіяне світло в цьому разі обумовлене дрібними дефектами поверхні: подряпинами, наявністю пилинок тощо. Ми розглядатимемо закони напрямленого (дзеркального) відбивання і напрямленого пропускання (заломлення) світла.

Щоб мало місце дзеркальне відбивання чи заломлення світла, тіло повинно мати досить гладеньку поверхню (нематову), а всередині бути однорідним (некаламутним). Це означає, що нерівності поверхні, як і неоднорідності внутрішньої будови, повинні бути досить малими. Як і в будь-якому фізичному явищі, вираз «досить малий» або «досить великий» означає мале або велике порівняно з якоюсь іншою фізичною величиною, яка має певне значення для даного явища. В даному випадку такою величиною є довжина світлової хвилі. А тому, щоб поверхня була оптично гладенькою, а тіло оптично однорідним, потрібно, щоб нерівності й неоднорідності були значно меншими від довжини хвилі ($\lambda_{\text{фіол}} = 400 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{черв}} = 750 \text{ нм}$).

Дослідні дані дали змогу сформулювати закон відбивання світла: *промінь падаючий, промінь відбитий і перпендикуляр до відбиваючої поверхні лежать у одній площині, причому кут відбивання променя дорівнює куту падіння* (рис. 8.2).

Кути падіння i і відбивання i' прийнято вимірювати від перпендикуляра до відповідного променя. Точне вимірювання кута падіння i та кута заломлення r приводить до закону заломлення: *промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр до поверхні розділу суміжних середовищ лежать у одній площині; кут падіння i кут заломлення пов'язані таким співвідношенням:*

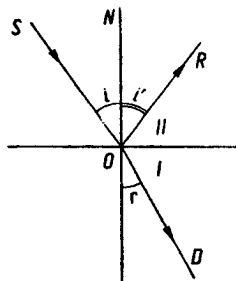


Рис. 8.2

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \quad (8.7)$$

де n — відносний показник заломлення (показник заломлення другого середовища відносно першого) є стала величина, яка не залежить від кута падіння і визначається оптичними властивостями граничних середовищ. Кути i та r умовилися завжди вимірювати в напрямі від перпендикуляра до відповідного променя.

Оборотність напрямку світлових променів.

Як при відбиванні, так і при заломленні світло може проходити той самий шлях в обох протилежних напрямках. Ця властивість світла називається *оборотністю світлових променів*. Тобто, якщо показник заломлення при переході з першого середовища в друге дорівнює n , то при переході з другого середовища в перше він дорівнює $1/n$. Властивість оборотності світлових променів зберігається і при багатократних відбиваннях і заломленнях, які можуть відбуватися в будь-якій послідовності. Це впливає з того, що при кожному відбиванні чи заломленні напрям світлового променя може бути замінений на зворотний. Отже, якщо при виході світлового променя з будь-якої системи заломлюючих і відбиваючих середовищ примусити його на останньому етапі відбиватись точно назад, то він пройде всю систему в зворотному напрямі й повернеться до джерела.

Показник заломлення. Показник заломлення залежить від оптичних властивостей середовища, з якого промінь падає, й того середовища, в яке він входить. Якщо світло падає з вакууму на якесь середовище, то тоді показник заломлення даного середовища називають *абсолютним*.

Нехай абсолютний показник заломлення першого середовища n_1 , а другого — n_2 . Розглядаючи заломлення на межі першого й другого середовищ, можна переконатися, що показник заломлення n при переході з першого середовища в друге, так званий відносний показник заломлення, дорівнює відношенню абсолютних показників заломлен-

ня другого до першого середовища:

$$n = \frac{n_2}{n_1}. \quad (8.8)$$

Навпаки, при переході з другого середовища в перше відносний показник заломлення

$$n' = \frac{1}{n} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (8.9)$$

Середовище, що характеризується більшим показником заломлення, називається *оптично більш густим*. Звичайно показники заломлення

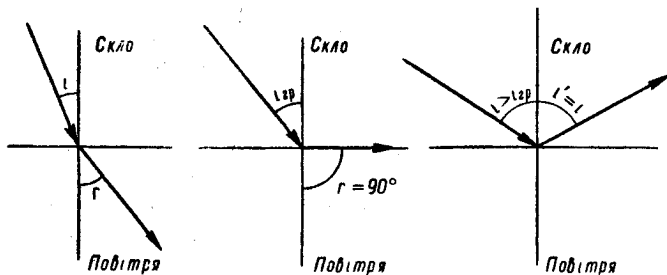


Рис. 8.3

різних середовищ вимірюються відносно повітря. Показник заломлення залежить від довжини хвилі світла. Різним довжинам хвиль відповідають різні показники заломлення. Це явище називають дисперсією, воно відіграє важливу роль в оптиці. Абсолютний показник заломлення повітря $n_p = 1,0003$. Отже, абсолютний показник заломлення будь-якого середовища n_a пов'язаний з його показниками заломлення відносно повітря n_b такою формулою:

$$n_a = n_b n_p = 1,0003 n_b, \quad (8.10)$$

де n_b — відносний показник заломлення середовища.

Повне внутрішнє відбивання. Цікаве явище спостерігається, якщо світло, що поширюється в якомусь середовищі, падає на межу поділу цього середовища з середовищем, оптично менш густим, тобто таким, що має менший абсолютний показник заломлення. Частина відбитої енергії збільшується із збільшенням кута падіння, а починаючи з деякого кута падіння, вся світлова енергія відбивається від межі поділу. Це явище називається *повним внутрішнім відбиванням*.

Розглянемо, наприклад, падіння світла на межу поділу скла і повітря. Нехай світловий промінь падає із скла на межу поділу під різними кутами (рис. 8.3). *Кут падіння i_{gr} , починаючи з якого вся світлова енергія відбивається від межі поділу, називається граничним кутом.*

Звернемо увагу, що при падінні світла на межу поділу під граничним кутом кут заломлення становить 90° . Отже, для цього випадку маємо $\frac{\sin i}{\sin r} = n$, а при $i = i_{\text{гр}}$ покладемо $r = 90^\circ$, або $\sin r = 1$, і

$$\sin i_{\text{гр}} = \frac{1}{n}. \quad (8.11)$$

При кутах падіння більших від $i_{\text{гр}}$ заломленого променя не існує. Граничний кут на межі з повітрям для води дорівнює 49° , для гліцерину — 43° , для алмазу — 24° .

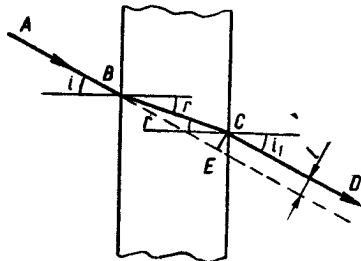


Рис. 8.4

Заломлення в плоско-паралельній пластинці. Нехай промінь AB падає на плоско-паралельну пластинку (рис. 8.4). У склі він заломлюється і йде в напрямі BC . У точці C він знову заломиться і вийде з пластинки в напрямі CD . Доведемо, що промінь CD , що вийшов з пластинки, паралельний падаючому на пластину променю AB . Для заломлення в точці B маємо: $\sin i / \sin r = n$, де n — показник заломлення світла. Для

заломлення в точці C закон заломлення дає $\sin r / \sin i_1 = 1/n$, оскільки в цьому разі промінь виходить із пластинки в повітря. Помноживши ці два вирази, дістаємо $\sin i = \sin i_1$, або $i = i_1$. Звідси випливає, що промені AB і CD паралельні. Промінь CD зміщений відносно падаючого променя AB . Величина зміщення $l = EC$ залежить від товщини пластинки й кутів падіння й заломлення. Зміщення збільшується з товщиною пластинки.

Виходячи з законів відбивання і заломлення світла, можна, як це зроблено у попередньому випадку, проаналізувати хід світлових променів у лінзі, призмі та в різних оптичних системах.

§ 3. Принцип Ферма

В оптично однорідному середовищі світло поширюється прямолинійно, тобто найкоротшим шляхом. При проходженні світла з одних середовищ в інші, як ми бачили, воно заломлюється і відбивається на їхніх межах, тобто шлях його стає ламаним. У неоднорідних середовищах, де коефіцієнт заломлення n неперервно змінюється, світлові промені викривляються. Шлях, по якому поширюється світло в неоднорідному середовищі, можна визначити, керуючись принципом, встановленим у 1679 р. французьким математиком Ферма.

За принципом Ферма світло поширюється по такому шляху, що час, необхідний для його проходження від однієї точки до іншої, має найменше значення.

Якщо середовище має показник заломлення n , то швидкість світла в ньому буде $v = c/n$, де c — швидкість світла в вакуумі. Отже, час, протягом якого світло проходить відстань l в середовищі з показником заломлення n , визначається співвідношенням $t = \frac{l}{v} = \frac{ln}{c}$.

Добуток геометричного шляху l на показник заломлення n називається оптичним шляхом. Нехай світло проходить кілька середовищ з показниками заломлень n_1, n_2, n_3 (рис. 8.5). З точки A світло потрапляє в точку B шляхом $AMNB$, для якого час $t = \frac{AMn_1}{c} + \frac{MNN_2}{c} +$

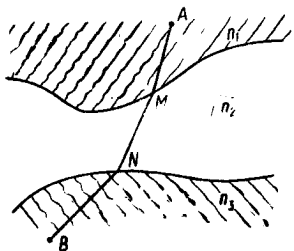


Рис. 8.5

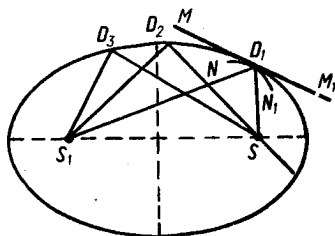


Рис. 8.6

$+ \frac{NBn_3}{c}$ має найменше значення. Оскільки швидкість світла c у вакуумі є величина стала, то можна сформулювати принцип Ферма так: світло поширюється між точками A і B так, що оптичний шлях $L = AMn_1 + MNn_2 + NBn_3$ має мінімальне значення.

Проте для того щоб принцип Ферма відбивав фактичний стан справ, йому треба дати більш загальне визначення, ніж це зроблено самим Ферма, а саме: *світло поширюється по шляху, оптична довжина якого екстремальна, тобто або мінімальна, або максимальна, або стаціонарна (однакова для всіх можливих шляхів)*.

Прикладом стаціонарного значення оптичного шляху є випадок відбивання променів від внутрішньої дзеркальної поверхні еліпсоїда обертання, в одному з фокусів якого міститься точкове джерело S (рис. 8.6). Світлові промені, що йдуть від точкового джерела S , після відбивання від довільних точок D_1, D_2, D_3 такого дзеркала, збігаються в другому фокусі еліпсоїда S_1 . За відомою властивістю еліпсоїда

$$SD_1 + D_1S_1 = SD_2 + D_2S_1 = SD_3 + D_3S_1.$$

Відбивання від поверхні меншої кривизни, наприклад від площини MM_1 , дотичної до еліпсоїда, відповідає мінімуму, а відбивання від поверхні NN_1 більшої кривизни — максимуму довжини шляху (або часу проходження).

Ферма вважав, що його принцип впливає з ще більш загального принципу цілеспрямованості: «природа завжди дотримується найко-

ротшого шляху». Таке теологічне тлумачення принципу Ферма було поширене в XVII і XVIII ст. Проте такому тлумаченню різко суперечать всі випадки, що відповідають найбільшому часу. Можна показати, що принцип Ферма є одним із наслідків хвильової природи світла, але він справедливий лише в області застосування методів геометричної оптики.

Керуючись принципом Ферма, можна дістати закони геометричної оптики, наприклад закони заломлення та відбивання світла.

Контрольні запитання

1. Який розділ оптики називають фотометрією? 2. Що таке потік променевої енергії? В яких одиницях він вимірюється? 3. Яке джерело світла можна вважати точковим? 4. Дайте визначення силі світла. В яких одиницях вона вимірюється? 5. Що таке освітленість і в яких одиницях вона вимірюється? 6. Сформулюйте закон обернених квадратів. 7. Сформулюйте закони відбивання та заломлення світла. 8. Що таке абсолютний і відносний показники заломлення світла? 9. Поясніть причини повного внутрішнього відбивання світла. 10. Сформулюйте принцип Ферма для світла.

Розділ 9

ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

§ 1. Дисперсія світла

Серед оптичних явищ особливе місце займають спектри. Найпоширенішим прикладом є райдуга, що виникає в дощових краплях, освітлених Сонцем. У лабораторії для спостереження цього явища звичайно використовують скляну призму або дифракційну решітку. У всіх випадках ми бачимо замість білого світла смуги червоного кольору на одному кінці, які поступово переходять в оранжевий, жовтий, зелений, голубий, синій і закінчуються фіолетовим на другому.

І. Ньютон пояснив появу спектра тим, що біле світло насправді є сумішшю різних кольорів, а призма або дощова крапля лише відокремлюють їх один від одного. Спектр виникає внаслідок того, що промені різних кольорів, які входять до складу білого світла, заломлюються по-різному. На рис. 9.1 суцільною лінією показано шлях фіолетового світла, а штриховою — червоного.

Ми не будемо пояснювати причину заломлення, оскільки для цього потрібні знання атомної структури прозорих середовищ. Світло одного кольору можна виділити, пропускаючи, наприклад, біле світло через призму і ставлячи потім на його шляху непрозору пластинку з вузькою щілиною, яка виріже ділянку спектра цього кольору. Таке світло одного кольору, що відповідає певній довжині хвилі, називається монохроматичним. Прилади, за допомогою яких виділяють ви-

промінювання (видиме й невидиме) певної довжини хвилі, називають *монохроматорами*. Можна дістати жовте монохроматичне світло безпосередньо від джерела, яке його випромінює. Для цього можна скористатись пальником, в полум'я якого помістити яку-небудь речовину, що містить натрій, наприклад звичайну кухонну сіль. Натрій дає монохроматичне світло жовтого кольору. Проте не слід вважати, що І. Ньютону належить саме відкриття спектральних кольорів. С. І. Вавилов писав, що спектральні кольори були відомі задовго до І. Ньютона, про їх існування знали Леонардо да Вінчі, Г. Галілей і багато інших. І. Ньютон встановив наявність залежності показника заломлення речовини від довжини світлової хвилі, яка *називається дисперсією світла*. Практично дисперсією характеризують задання ряду значень показника заломлення для кількох довжин хвиль: червоної ($\lambda = 656,3$ нм), жовтої (589,3 нм), синьої (486,1 нм), фіолетової (434,1 нм).

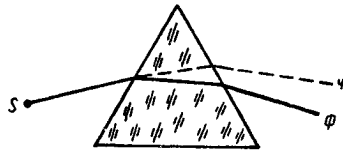


Рис. 9.1

Кожній прозорій речовині властива дисперсія, яка визначається так:

$$D = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{df(\lambda)}{d\lambda}, \quad (9.1)$$

де n_2, n_1 — показники заломлення відповідно для λ_2 і λ_1 .

На рис. 9.2 показано залежність показника заломлення від довжини хвилі $n = f(\lambda)$. Така залежність має місце для всіх прозорих незабарвлених речовин в межах видимої частини спектра. Як видно з рисунка, зменшення довжини хвилі призводить до збільшення показника заломлення. Залежність $n = f(\lambda)$ має нелінійний характер. У випадку, зображеному на рис. 9.2, $\frac{dn}{d\lambda} < 0$. Таку дисперсію називають нормальною на відміну від аномальної, для якої $\frac{dn}{d\lambda} > 0$.

Аномальна дисперсія спостерігається в областях поглинання. В області нормальної дисперсії залежність показника заломлення від довжини хвилі можна наближено описати формулою

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \quad (9.2)$$

де A, B, C — константи речовини, які визначаються експериментально. Для більшості випадків можна обмежитись двома першими членами і записати $n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$. Тоді

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}. \quad (9.3)$$

Якщо дисперсії лежить в основі утворення оптичних спектрів, а тригранну скляну призму використовують як складову частину спектрографа, приладу, за допомогою якого дістають такі спектри.

Найважливішими кількісними характеристиками оптичного (як і будь-якого електромагнітного) випромінювання є його інтенсивність і частота коливань (довжина хвилі), що характеризують дане випромінювання. В цілому ці величини визначають спектр випромінювання.

Якщо побудувати діаграму (рис. 9.3), на якій по осі абсцис відкласти довжини світлових хвиль λ (або частоти коливань), а по осі ординат — квадрати амплітуд електричного вектора (інтенсивність), то дістанемо графічне зображення спектра, який показано на рис. 9.4.

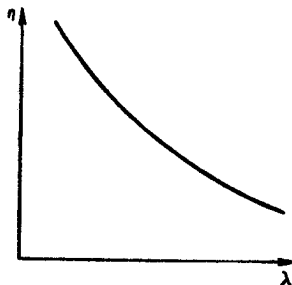


Рис. 9.2

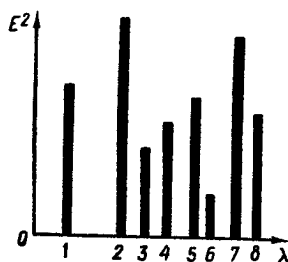


Рис. 9.3

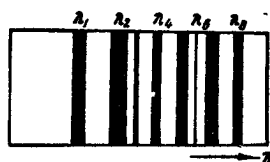


Рис. 9.4

Довжина відрізків, зображених на рис. 9.3 для кожної світлової хвилі, пропорційна яскравості її спектральної лінії, які зображені на рис. 9.4. Зображені на рис. 9.3 випромінювання, що відповідають окремим спектральним лініям, є ідеально монохроматичними, тому лінії, що характеризують яскравість їхнього спектра, треба розуміти як геометричні. Насправді неможливо дістати ідеально монохроматичне випромінювання, оскільки воно повинно було б продовжуватись з незмінною амплітудою, частотою й фазою протягом нескінченного часу. Реальні світлові процеси мають скінченну тривалість, вони складаються з великої кількості скінченних випромінювань окремих атомів. Внаслідок цього замість ідеально вузьких ліній дістають спектральні лінії скінченної ширини, тобто «спектральні лінії» насправді є спектральними смугами більшої чи меншої ширини. Світло, що відповідає спектральній лінії дуже вузької, але скінченної ширини, на практиці приймають за монохроматичне (однокольорове). Його характеризують довжиною хвилі максимуму інтенсивності в спектральній лінії. Монохроматичність таких випромінювань наближена. Тому такі світлові випромінювання називають *квазімонохроматичними*. Саме такими є всі реальні монохроматичні випромінювання.

§ 2. Інтерференція світла

Для світлових хвиль справедливий принцип суперпозиції, внаслідок чого для них має місце векторне додавання напруженостей електричних полів окремих світлових хвиль. Справедливість принципу су-

перпозиції обумовлена тим, що наведені в середовищі дипольні моменти прямо пропорційні напруженості зовнішнього електричного поля, тобто електричні властивості середовища мають лінійний характер. Якби співвідношення між зовнішнім полем і результатом його впливу на середовище мали нелінійний характер, то принципу суперпозиції не було б. В цьому випадку одне випромінювання заважало б поширенню другого, спотворювало б його. Проте в деяких випадках ця нелінійність існує, наприклад при поширенні електромагнітних хвиль в дуже іонізованому середовищі (плазмі). Характерно, що М. В. Ломоносов вважав справедливий принцип суперпозиції в області світлових явищ одним із основних аргументів на користь хвильової природи світла. За електромагнітною теорією принцип суперпозиції означає, що вектор напруженості результуючого електричного поля двох світлових хвиль, які проходять через одну точку, дорівнює векторній сумі напруженостей електричних полів кожної хвилі окремо. Зокрема, якщо напруженості цих полів мають однакові величини і протилежно напрямлені, напруженість результуючого електричного поля дорівнюватиме нулю; навпаки, при однаковому напрямі напруженостей складових полів напруженість результуючого поля досягне максимальної величини. Явище додавання електромагнітних хвиль однієї частоти коливань, що мають сталу різницю фаз і однаковий напрям коливань, називається *інтерференцією електромагнітних хвиль*.

Електромагнітне поле світлової хвилі швидко змінюється з часом. Приблизно 10^{15} раз за секунду напруженість електричного поля проходить через нуль, змінюючи свій напрям, і стільки ж раз досягає свого максимального значення. Зорове враження обумовлене середнім значенням квадрата електричного вектора хвилі за порівняно великий проміжок часу, а не значенням його в кожний момент. Великий проміжок часу, звичайно, треба розуміти як великий порівняно з періодом світлового коливання, який становить близько 10^{-15} с.

Зрозуміло, що око побачить підсилення або згасання світла тільки тоді, коли цей ефект матиме місце для багатьох коливань, тобто коли різниця фаз між інтерферуючими коливаннями залишається сталою. Отже, для виникнення інтерференції світлових хвиль у будь-якій точці простору потрібна сталість різниці фаз між однаково напрямленими світловими коливаннями однакової частоти, що приходять в цю точку. Такі коливання називають когерентними.

Будь-яке світне тіло складається з дуже багатьох джерел коливань: світлові хвилі породжуються окремими атомами речовини. Ми спостерігаємо завжди сумарну дію багатьох атомів. Для виникнення інтерференції від двох джерел світла потрібно, щоб в місці спостереження хвилі, які випромінюються всіма атомами одного джерела, відрізнялись за фазою на ту саму величину від хвиль другого джерела. Такий збіг практично неможливий, тому між променями двох різних джерел світла не може виникнути явище інтерференції.

Інтерференція спостерігається тільки тоді, коли світлові промені одного джерела якимсь чином (відбиванням, заломленням) були «роздвоєні» і потім знову зведені. Проте навіть у такому випадку можуть виникнути некогерентні коливання. Джерела світла, які випромінюють когерентні хвилі, називаються когерентними.

Розглянемо приклад додавання двох когерентних хвиль, які поширюються від джерел S_1 і S_2 , що містяться на відстані y_1 і y_2 відповідно від точки спостереження O (рис. 9.5). Коливання від джерел S_1 і S_2 приходять в точку O з деякою різницею фаз, яка залежить від

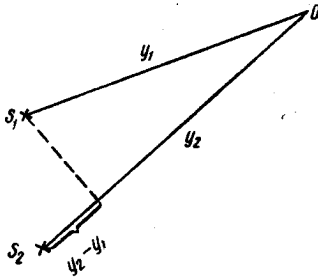


Рис. 9.5

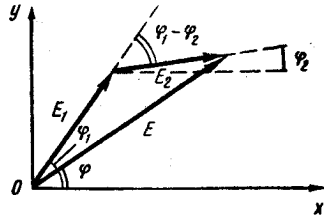


Рис. 9.6

різниці відстаней y_1 і y_2 . Різниця фаз виникає навіть тоді, коли коливання джерел відбувається в одній фазі. Запишемо рівняння коливальних рухів, що приходять в точку O ,

$$\begin{aligned} x_1 &= E_1 \sin(\omega t + \varphi_1) = E_1 \sin(\omega t - \omega\tau_1), \\ x_2 &= E_2 \sin(\omega t + \varphi_2) = E_2 \sin(\omega t - \omega\tau_2), \end{aligned} \quad (9.4)$$

де E_1 і E_2 — амплітуди коливань; ω — циклічна частота коливань; φ_1 і φ_2 можна розглядати як початкові фази відповідних коливань у точці спостереження; τ_1 і τ_2 — час поширення коливань від джерел S_1 і S_2 до точки спостереження. Якщо швидкість поширення світла c , то $\tau_1 = \frac{y_1}{c}$ і $\tau_2 = \frac{y_2}{c}$. Підставивши ці значення у формулу (9.4), дістанемо

$$\begin{aligned} x_1 &= E_1 \sin\left(\omega t - \omega \frac{y_1}{c}\right) = E_1 \sin \omega \left(t - \frac{y_1}{c}\right), \\ x_2 &= E_2 \sin\left(\omega t - \omega \frac{y_2}{c}\right) = E_2 \sin \omega \left(t - \frac{y_2}{c}\right). \end{aligned} \quad (9.5)$$

Звідси випливає, що $\varphi_1 = -\omega \frac{y_1}{c}$, $\varphi_2 = -\omega \frac{y_2}{c}$.

Нас цікавитимуть фаза і амплітуда результуючого коливання, спробуємо їх знайти графічно. На рис. 9.6 зображено векторну діаграму додавання двох коливань з амплітудами відповідно E_1 і E_2 та

початковими фазами φ_1 і φ_2 . З цієї діаграми неважко дістати формулу для визначення фази результуючого коливання:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_1 \sin \varphi_1 + E_2 \sin \varphi_2}{E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2}. \quad (9.6)$$

Значення амплітуди результуючого коливання дістанемо з діаграми як для сторони трикутника, що лежить проти тупого кута:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (9.7)$$

З формули (9.7) випливає, що амплітуда результуючого коливання визначається не тільки амплітудами коливань, що додаються, але й змінюється залежно від різниці їхніх початкових фаз. Проаналізуємо окремі випадки. Прийнемо, що $E_1 = E_2 = E_0$. Виразимо різницю фаз через геометричну різницю ходу хвиль:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{\omega}{c} y_1 + \frac{\omega}{c} y_2 = \frac{\omega}{c} (y_2 - y_1) = \frac{\omega}{c} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \delta, \quad (9.8)$$

де $\delta = y_2 - y_1$ — геометрична різниця ходу хвиль (див. рис. 9.5); λ — довжина хвилі.

Розглянемо два граничних випадки:

1. Нехай різниця фаз кратна 2π : $\varphi_1 - \varphi_2 = k2\pi$, де $k = 0, 1, 2, \dots$, то $\cos(k2\pi) = 1$. Тоді результуюча амплітуда буде

$$E = \sqrt{2E_0^2 + 2E_0^2} = 2E_0. \quad (9.9)$$

Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди електричного вектора, то в цьому випадку інтенсивність результуючого коливання буде в чотири рази більшою від інтенсивності світла, яке падає від одного джерела. Встановимо зв'язок між заданою різницею фаз і різницею ходу:

$$2k\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta, \quad \delta = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (9.10)$$

Отже, інтенсивність світла внаслідок інтерференції світлових променів збільшується тоді, коли геометрична різниця ходу містить парне число півхвиль.

2. Нехай різниця фаз кратна π : $\varphi_1 - \varphi_2 = (2k + 1)\pi$, тоді $\cos(2k + 1)\pi = -1$. Результуюча амплітуда буде

$$E = \sqrt{2E_0^2 - 2E_0^2} = 0. \quad (9.11)$$

Тоді

$$(2k + 1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta, \quad \delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (9.12)$$

Отже, інтенсивність світла внаслідок інтерференції світлових променів дорівнює нулю, якщо геометрична різниця ходу містить

непарне число півхвиль. Якщо ж різниця фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ хаотично змінюється з часом з дуже великою частотою порядку $1/t$ (де t — тривалість збудженого стану атома), то середнє значення за часом $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнюватиме нулю. Результуюча амплітуда двох коливань за цих умов буде

$$E = \sqrt{2E_0^2} = \sqrt{2} E_0. \quad (9.13)$$

Результуюча інтенсивність від двох таких джерел світла при цьому дорівнює сумі обох інтенсивностей, які дає кожне джерело. Внаслідок того, що спостерігач не може слідкувати за миттєвим станом інтерференційної картини, а положення максимумів і мінімумів швидко змінюється у просторі, він сприйматиме деяку середню освітленість без максимумів і мінімумів з інтенсивністю $2I_0$. Джерела світла, для яких різниця фаз хаотично змінюється з часом, не можуть давати інтерференції світла з послідовними чергуваннями максимумів і мінімумів освітленості. Їх називають некогерентними. Будь-які незалежні джерела світла, наприклад звичайні освітлювальні лампи, є некогерентними джерелами світла: із збільшенням їх числа інтенсивність результуючого освітлення ніколи не зменшується. Отже, для некогерентних джерел світла інтенсивність результуючого світла дорівнює сумі інтенсивностей падаючого світла ($I = I_1 + I_2$). Для когерентних джерел, як було показано вище, така рівність не справджується.

§ 3. Методи спостереження інтерференції світла

Для утворення когерентних світлових пучків застосовують різні штучні прийоми. Фізична суть всіх приладів для спостереження інтерференції світла однакова: світло від одного джерела поширюється до екрана двома різними шляхами. Внаслідок цього утворюється певна різниця ходу хвиль (або оптична різниця ходу, якщо світлові пучки поширюються в різних середовищах), яка для деяких точок екрана становить $2k \frac{\lambda}{2}$ (в цих точках спостерігаються інтерференційні максимуми) або $(2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ (в цих точках спостерігатимуться інтерференційні мінімуми). На екрані виникає інтерференційна картина: чергування темних і світлих кілець.

Одним із приладів для спостереження інтерференції світла є біпризма Френеля (рис. 9.7). Біпризма Френеля складається з двох однакових скляних призм з малими заломлюючими кутами і загальною основою. Внаслідок заломлення в біпризмі світловий промінь роздвоюється. Світло поширюється так, ніби два когерентні джерела розміщені в точках S' і S'' . Насправді маємо лише одне реальне джерело S . Світло, що йде від джерела S , роздвоюється внаслідок заломлення

в двох половинах біпризми і доходить до точок екрана двома різними шляхами. В області, де перекриваються світлові потоки, що поширюються різними шляхами, спостерігається інтерференційна картина. Якщо джерело світла в досліді з біпризмою (дослід Френеля) випромінює біле світло, то побачимо кольорову інтерференційну картину. Якщо джерело випромінює монохроматичне світло, то інтерференційна картина складатиметься з світлих і темних смуг.

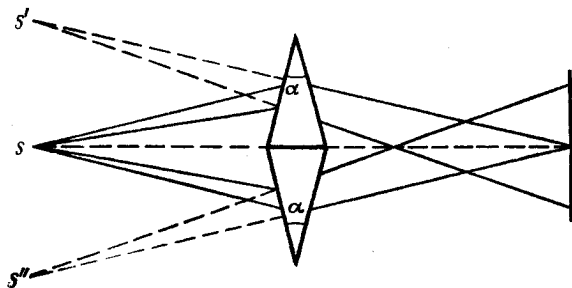


Рис. 9.7

Інтерференцію світла можна спостерігати за допомогою дзеркала Ллойда. Дзеркало Ллойда роздвоює світловий промінь внаслідок відбивання його від дзеркала. Якщо у випадку з біпризмою Френеля обидва когерентні джерела були уявними, то за допомогою дзеркала Ллойда дістаємо одне когерентне джерело уявне, а друге дійсне (рис. 9.8). Інтерференційна картина в обох випадках буде однакою.

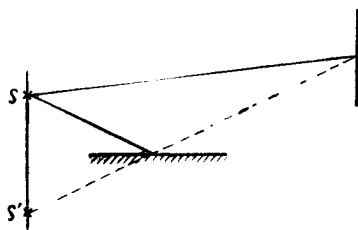


Рис. 9.8

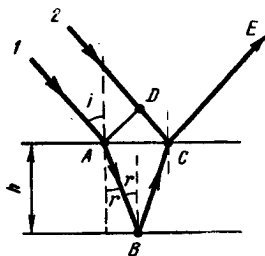


Рис. 9.9

Не слід думати, що інтерференцію світла можна спостерігати лише в лабораторних умовах, застосовуючи спеціальні оптичні пристрої. Кожному неодноразово доводилось бачити райдужні кольори мильних плівок, тонких плівок нафти на поверхні води, кольори мінливості на поверхні сталених деталей. Всі ці явища обумовлені інтерференцією світла в тонких прозорих плівках, яка виникає внаслідок накладання когерентних хвиль, що відбиваються від верхньої та нижньої граней плівки.

Розглянемо інтерференцію світла в тонких плівках на прикладі інтерференції в плоско-паралельній скляній пластинці товщиною h . На пластинку під кутом i падає плоска монохроматична хвиля, фронт якої в деякий момент часу проходить по лінії AD (рис. 9.9). Поки крайній промінь 1 пройде в пластинці шлях $AB + BC = \frac{2h}{\cos r}$ зі швидкістю $v = \frac{c}{n}$ (c — швидкість світла у вакуумі; n — показник заломлення скла), витративши на це час $\Delta t = \frac{2h}{v \cos r} = \frac{2hn}{c \cos r}$, другий крайній промінь 2 пройде відстань DC із швидкістю c , причому $DC = c\Delta t$. Знайдемо оптичну різницю ходу променів. Оскільки $DC = AC \sin i$ і $AC = 2h \operatorname{tg} r$, то

$$\Delta = n(AB + BC) - DC = \frac{2h}{\cos r} n - 2h \sin i \operatorname{tg} r = 2h \frac{n - \sin i \sin r}{\cos r}.$$

Враховуючи, що $n = \frac{\sin i}{\sin r}$, дістанемо

$$\Delta = 2hn \cos r = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (9.14)$$

Слід врахувати, що інтерференційна картина визначається оптичною різницею ходу лише тоді, коли початкові фази коливань, що поширюються від кожного джерела, однакові. Для хвиль, що відбиваються, така вимога не завжди виконується. Так, якщо має місце відбивання світла від оптично більш густого середовища (середовище називають оптично більш густим, якщо його показник заломлення має більше значення), то фаза коливань змінюється на протилежну. В розглядуваному випадку таким середовищем є скло (скляна пластинка), показник заломлення якого більший за показник заломлення повітря. Тому при відбиванні світла від скла на межі повітря — скло відбувається зміна фази коливань на π . Така зміна фази еквівалентна тому, що шлях хвилі змінився на півхвилі. Уявна зміна оптичної довжини шляху при відбиванні хвиль називається «втратою півхвилі при відбиванні».

З урахуванням цього

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2. \quad (9.15)$$

Якщо $\Delta = (2k + 1) \lambda/2$, де $k = 0, 1, 2, \dots$, то промені 1 і 2 гасять один одного і в напрямі SE відбите світло не спостерігається. Якщо ж $\Delta = 2k\lambda/2$, то інтерферуючі промені дають в напрямі відбитого променя SE максимум інтенсивності. Число k називають порядком максимуму або мінімуму в інтерференційній картині.

Якщо на однорідну ($n = \text{const}$) плоскопаралельну ($h = \text{const}$) пластинку падає пучок світла під сталим кутом i , то вся пластинка освітлюється однаково, оскільки оптична різниця ходу хвиль Δ залишається сталою. Проте якщо товщина пластинки h змінюється, наприклад пластинка клиноподібна, або на плоскопаралельну пластин-

ку падає розбіжний пучок світла, то спостерігається чергування максимумів і мінімумів освітленості. В першому випадку інтерференційна картина називається смугами однакової товщини, в другому — смугами однакового нахилу.

І. Ньютон у 1675 р. спостерігав інтерференцію від повітряного прошарку, що містився між плоскопаралельною скляною пластинкою і випуклою поверхнею об'єктива астрономічного рефрактора у відбитому світлі. Темна пляма в місці дотику плоского скла і об'єктива виявилась оточеною світлими і темними кільцями в монохроматичному світлі або кольоровими кільцями в білому. З віддаленням від центральної темної плями, тобто із збільшенням товщини повітряного прошарку кольорові смуги вужчають, а потім зовсім зникають. Інтерференційну картину, що спостерігається при цьому, називають *кільцями Ньютона*. Неважко зрозуміти, що інтерференційна картина має вигляд системи концентричних кілець. Місця однакової товщини в повітряному прошарку, які відповідають місцям однакового запізнення світлових хвиль, мають форму концентричних кіл при нормальному падінні світла або еліпсів — при падінні світла під кутом.

§ 4. Дифракція світла

Геометрична оптика ґрунтується на принципі прямолінійності поширення світла в однорідному середовищі, де немає заломлення, відбивання або інших аналогічних явищ. Крім того, вважалось, що світловий пучок можна розбити на будь-яке число нескінченно тонких променів і спостерігати поширення кожного з них окремо.

При спостереженні інтерференції користуються також уявленнями про нескінченно тонкі світлові промені, які прямолінійно поширюються в однорідному середовищі. Уточнення порівняно з геометричною оптикою полягало лише в тому, що ці промені розглядаються як напрями поширення світлових коливань. Ряд фактів показує, що потрібне далі уточнення уявлень про процес поширення світлових коливань. Потреба у такому уточненні виникає відразу при першій спробі дістати на досліді досить вузький світловий промінь.

Найпростіше дістати вузький світловий промінь, якщо взяти досить мале джерело світла S і помістити на деякій відстані від нього непрозорий екран K з невеликим отвором. Діаметр світної плями ab , що утворюється на екрані N , розміщеному за екраном K , характеризуватиме ширину утвореного світлового пучка (рис. 9.10).

Виходячи з геометричної оптики, чим меншим буде отвір в екрані K , тим меншим буде діаметр світної плями на екрані N , або тим вужчим буде світловий промінь. Якщо отвір в екрані зменшити аж до мізерно малого, то здавалося б, що можна одержати як завгодно вузький світловий промінь, який би утворив на екрані світну точку. Проте дослід дає зовсім протилежний результат: починаючи з певної

величини отвору, подальше його зменшення викликає не зменшення світлої плями на екрані N , а її збільшення. При цьому пляма втрачає свою різкість, стає розпливчастою і освітленою нерівномірно, на ній виникає ряд кілець (для круглого отвору) в області $a'b'$, значно ширшій, ніж це впливає з геометричної оптики. Розширення плями відповідає, звичайно, і розширенню світлового променя. Отже, спроба дістати як завгодно вузький промінь світла зазнала невдачі. Описане явище обумовлене дифракцією світла.

У загальних рисах явище дифракції полягає в тому, що при проходженні крізь дуже вузькі отвори і біля країв непрозорих екранів світло помітно відхилятиметься від прямолінійного поширення. В області геометричної тіні і поблизу неї в освітленій частині поля зору спостерігаються поперемінні послаблення освітленості такого самого характеру, як і при інтерференції когерентних світлових пучків. Це дає змогу зробити висновок, що основою явищ дифракції і інтерференції є хвильова природа світла.

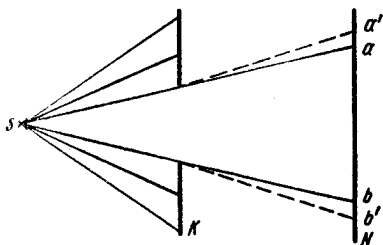


Рис. 9.10

Прихильники корпускулярної теорії світла намагались пояснити викривлення світлових променів тим, що частинки світла притягуються краями екрана. Тоді відхилення променів повинно було залежати від форми країв отвору і матеріалу екрана. О. Френель довів, що це не так. Цікаво зазначити, що один з основоположників хвильової теорії світла Х. Гюйгенс взагалі ігнорував явище дифракції, а І. Ньютон вважав, що дифракція суперечить хвильовому уявленню про світло і підтверджує корпускулярну точку зору.

Для пояснення поширення світла Х. Гюйгенс сформулював принцип, який названо його ім'ям. *Принцип Гюйгенса* формулюють так: кожну точку середовища, якої досягне фронт хвилі в певний момент часу, можна розглядати як джерело вторинних півсферичних хвиль. Поверхня, що огинає ці елементарні хвилі, є фронтом хвилі, що поширюється в середовищі, в наступний момент часу. Виходячи з принципу Гюйгенса, можна пояснити цілий ряд явищ, зокрема, хід променів при відбиванні і заломленні світла, коли фронт світлової хвилі вважається нескінченним, внаслідок чого дифракція не виникає. За допомогою принципу Гюйгенса можна пояснити заходження світла в область геометричної тіні, але при цьому залишається невирішеним питання про розподіл енергії вздовж хвильового фронту. Цей недолік принципу Гюйгенса було усунуто в 1815 р. О. Френелем, який доповнив його принципом інтерференції вторинних хвиль. За Френелем, хвилю, що приходить в будь-яку точку простору від первинного джерела, можна розглядати як наслідок інтер-

ференції вторинних хвиль, що приходять в цю точку від великої кількості елементарних вторинних хвиль певного хвильового фронту. З таким доповненням принцип Гюйгенса називають *принципом Гюйгенса — Френеля*. За принципом Гюйгенса — Френеля при поширенні в просторі обмежених фронтів світлових хвиль світло спостерігатиметься лише там, де елементарні хвилі, які випромінюються всіма точками фронту хвилі, що поширюється, додаючись (інтерферуючи), підсилюють одна одну. Навпаки, в тих місцях, де елементарні хвилі при накладанні гасять одна одну, спостерігатиметься затемнення. На основі принципу Гюйгенса — Френеля можна пояснити всі дифракційні явища, а також прямолінійне поширення світла. Проте розрахунки дифракційних картин пов'язані з великими математичними труднощами. Їх можна в багатьох випадках уникнути, якщо скористатись методом зон Френеля. Метод зон Френеля полягає в тому, що фронт хвилі розбивають не на окремі точкові джерела (кожний фронт хвилі містить у собі нескінченну кількість таких джерел), а на певні ділянки — зони. Ширина зон визначається тим, що відстані від межі сусідніх зон до точки спостереження відрізняються на половину довжини хвилі. У зв'язку з цим коливання, що приходять в точку спостереження від аналогічних точок сусідніх зон, а разом з тим і результуючі коливання від цих зон, відрізнятимуться за фазою на величину π . Отже, внаслідок інтерференції ці коливання послаблятимуть одне одного.

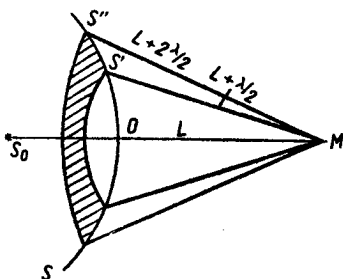


Рис. 9.11

Застосуємо метод зон Френеля для пояснення явища прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі. Нехай S_0 — точкове джерело (рис. 9.11), M — довільна точка, в якій треба визначити амплітуду E світлових коливань, S — положення фронту сферичної хвилі в певний момент часу. Побудуємо зони Френеля. Межею першої (центральної) зони Френеля є точки поверхні S , які містяться на відстані $L + \lambda/2$ від точки M (L — найкоротша відстань між точкою M і фронтом хвилі S). Точки сфери S , що лежать на відстані $L + 2\lambda/2$, утворюють границю другої зони і т. д. Якщо амплітуди коливань, що збуджуються окремо першою, другою і т. д. зонами, дорівнюють відповідно E_1, E_2, \dots , то

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (9.16)$$

За теорією Френеля величина E_i залежить від площі σ_i відповідної зони і α_i — кута між зовнішньою нормаллю до поверхні i -ї зони в деякій її точці і прямою, проведеною з даної точки в точку M . Математично можна довести, що побудовані нами зони Френеля матимуть

однакові площі. Проте із збільшенням номера зони збільшується кут α_i і згідно з гіпотезою Френеля зменшується інтенсивність випромінювання в напрямі точки M , тобто зменшується амплітуда E_i . При $\alpha_i = \frac{\pi}{2}$ $E_i = 0$. Отже, $E_1 > E_2 > E_3 \dots$. При цьому можна показати, що

$$E_i = \frac{E_{i-1} + E_{i+1}}{2}. \quad (9.17)$$

Враховуючи (9.17) та зменшення амплітуди із зростанням номера зони, формулу (9.16) можна переписати так:

$$E = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots = \frac{E_1}{2}. \quad (9.18)$$

Формула (9.18) показує, що результуюча дія в точці M повністю відкритого фронту світлових хвиль, що поширюються від джерела S_0 , дорівнює половині дії однієї центральної зони. Як показують математичні розрахунки, радіус цієї зони порівняно малий. Так при $S_0O = OM = 10$ см і $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см $r_1 \approx 0,016$ см. Отже, з великою точністю можна вважати, що у вільному просторі світло від джерела S_0 в точку M поширюється прямолінійно.

Дифракційні явища за своїм характером поділяють на два класи. Перший — це випадок, коли точка спостереження дифракційної картини знаходиться на скінченній відстані від екрана. Явища цього класу вперше вивчив Френель, і тому їх називають *дифракцією Френеля*. Другий — це випадок, коли джерело світла і точка спостереження дифракційної картини знаходяться на нескінченності. У цьому випадку промені, що падають на перешкоду, і промені, які йдуть у точку спостереження, практично паралельні. Таку дифракцію вперше вивчив Й. Фраунгофер, і тому її називають *дифракцією Фраунгофера*.

§ 5. Дифракція Френеля

Дифракційні явища Френеля виникають при падінні сферичної або плоскої хвилі крізь круглий непрозорий екран та круглий отвір, при проходженні плоскої хвилі крізь прямолінійну щілину в непрозорому екрані, або біля краю непрозорого екрана. Дифракція сферичних хвиль принципово не відрізняється від дифракції плоских хвиль. Тому далі розглядатимемо плоскі хвилі.

Розглянемо для прикладу дифракцію Френеля на круглому екрані (рис. 9.12). У випадку дифракції на круглому непрозорому екрані K закрити ним ділянку фронту хвилі треба виключити і будувати зони Френеля, починаючи від краю екрана. На рис. 9.12 показано побудову цих зон для точки A , яка лежить проти центра екрана K (L —

відстань між точкою A і краєм екрана). Результиуюча амплітуда E в точці A визначається сумарною дією всіх відкритих зон, починаючи з першої. Тоді

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_2}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots = \frac{E_1}{2}. \quad (9.19)$$

Отже, в точці A спостерігатиметься інтерференційний максимум — світла пляма. Центральний максимум оточений темними і світлими концентричними кільцями. На рис. 9.12 дифракційна картина зображена в площині, перпендикулярній до напрямку поширення світла. Із збільшенням розмірів непрозорого екрана перша відкрита зона віддалятиметься від точки спостереження A і при цьому збільшуватиметься кут між нормаллю до поверхні цієї зони і напрямком випромінювання в точку A . Це приводить до зменшення інтенсивності центрального максимуму і при дуже великих розмірах екрана K за ним спостерігатиметься звичайна тінь.

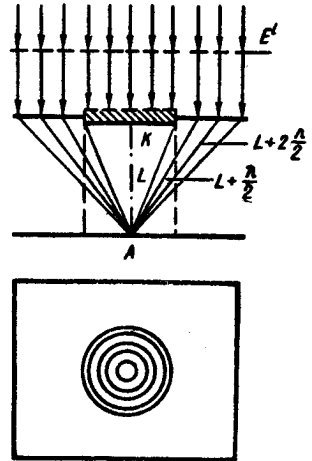


Рис. 9.12

Парадоксальний на перший погляд висновок, що в центрі геометричної тіні має бути світло, був висунутий С. Пуассоном як доказ неправильності міркувань О. Френеля. Але дослід Д. Араго спростував припущення Пуассона про тінь у точці A і, отже, підтвердив справедливість хвильової теорії.

Аналогічно можна розглянути також дифракцію на круглому отворі, на щілині та на краю екрана.

§ 6. Дифракція Фраунгофера

Дифракція Фраунгофера спостерігається на нескінченності, тобто в паралельних променях. Часто для зручності спостереження використовують збиральну лінзу і дістають дифракційну картину у фокальній площині лінзи L (рис. 9.13). Дифраговані під певним кутом φ світлові пучки даватимуть зображення отвору AB у фокальній площині лінзи L . Вважатимемо, що падаючі промені паралельні. Оскільки для кожної точки спостереження F_φ дифраговані промені також паралельні, то можна розглядати дифракційні явища в цій точці як функцію кута дифракції φ . На рис. 9.13 E — фронт падаючої плоскої хвилі; b — ширина отвору AB в екрані K ; її довжину l (розташована

перпендикулярно до площини креслення) вважатимемо нескінченною, якщо $b/l \ll 1$; f — головна фокусна віддаль збиральної лінзи L . Припустимо, що падаюче світло монохроматичне. Розглянемо дифракцію Фраунгофера на щілині з паралельними краями. Згідно з принципом Гюйгенса — Френеля всі точки щілини можна розглядати як джерела вторинних зхвиль, що коливаються в одній фазі, оскільки площина щілини збігається з фронтом падаючої хвилі. Всі промені, що проходять крізь щілину в початковому напрямі, лінза збирає

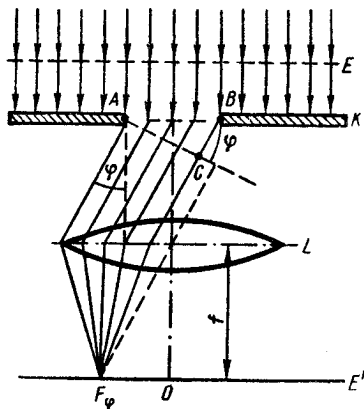


Рис. 9.13

в одну лінію, яка проходить через точку O паралельно щілині. Оскільки лінза не вносить додаткової різниці оптичного ходу хвиль, то світлові коливання, що збираються в точці (лінії) O від різних ділянок щілини, відбуватимуться в одній фазі, і, отже, крізь неї пройде світла смуга — центральний максимум (нульового порядку).

Врахуємо, що внаслідок дифракції світлові промені від щілини поширюються не лише в початковому напрямі, а й під різними кутами φ до цього напрямку. Всі промені, що падають на лінзу L під кутом φ до її оптичної осі, збираються в точці (лінії) F_φ , яка розташована у фокальній площині лінзи L . Різниця оптичного ходу хвиль Δ між крайніми променями, що йдуть від щілини в цьому напрямі, буде

$$\Delta = BC = b \sin \varphi. \quad (9.20)$$

Щілину AB можна розбити на зони Френеля. Ці зони матимуть вигляд однакових за шириною смуг, паралельних краям щілини. Оскільки для всіх таких зон кути між нормаллю до зони і напрямом дифрагованого променя виявляються однаковими, то всі вони однаково випромінюють світло в заданому напрямі. Амплітуда результуючих коливань, що приходять в точку спостереження від кожної пари сусідніх зон, дорівнює нулю, оскільки вони збуджують коливання з однаковими амплітудами і протилежними фазами в точці спостереження. Отже, результуюча амплітуда в точці F_φ визначатиметься числом зон Френеля, на які розбито щілину для даного кута дифракції φ . Якщо число зон для даної точки спостереження парне, то в ній спостерігатиметься дифракційний мінімум:

$$b \sin \varphi = \pm 2k\lambda/2 \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (9.21)$$

Знак мінус відповідає променям, які поширюються від щілини під кутом φ і збираються в точці (лінії), симетричній F_φ відносно головного

фокуса O . Якщо число зон непарне, то спостерігатиметься дифракційний максимум, що відповідає дії однієї зони Френеля:

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \lambda / 2 \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (9.22)$$

Число k називають *порядком дифракційного максимуму (мінімуму)*. Отже, дифракційна картина, що утворюється від однієї щілини при освітленні її монохроматичним світлом, має вигляд світлих і темних смуг, які змінюють одна одну і розташовані симетрично по обидва боки від центральної світлої смуги. Яскравість світлових смуг швидко зменшується при віддаленні від центральної смуги. Якщо щілину освітлювати немонохроматичним світлом (білим), то характер дифракційної картини змінюється: центральна смуга залишається білою і лише по краях трохи забарвленою, а всі максимуми, починаючи з максимуму першого порядку, розкладатимуться в спектр. В цьому випадку повного затемнення не спостерігається в кожній точці екрана. Це пов'язано з тим, що максимумами і мінімумами світла для різних довжин хвиль перекриваються.

Важливе значення має дифракція Фраунгофера на багатьох паралельних однакових щілинах, розміщених у одній площині на однакових відстанях одна від одної. Така система щілин називається дифракційною решіткою. Дифракційні решітки використовують у спектроскопії для розкладання світла в спектр замість призми. Властивість решіток розкладати світло в спектр ґрунтується на тому, що положення дифракційних максимумів одного порядку для різних довжин хвиль неоднакове. Спектр, утворений за допомогою решітки, називається дифракційним на відміну від спектра, що дає призма і який називається призматичним. Найпростіша дифракційна решітка — це пластинка, на якій чергуються вузькі прозорі й непрозорі смуги, паралельні між собою. Таку решітку можна виготовити, надряпавши на склі алмазом ряд штрихів. Можна виготовити також решітку, якщо нанести подряпини на поверхню металевого дзеркала. Таку решітку називають відбивною. Суму ширини прозорої (відбивної) і непрозорої (розсіювальної) смуг називають періодом решітки d .

При освітленні решітки монохроматичним світлом дифракційна картина, що спостерігається на екрані, розташованому в фокальній площині лінзи, складніша, ніж у випадку однієї щілини. Це пов'язано з тим, що у дифракційних решітках спостерігається не тільки взаємна інтерференція променів, які поширюються від однієї щілини, а й інтерференція променів, що приходять в точку спостереження від різних щілин. Це приводить до того, що порядок з так званими головними максимумами, які визначаються умовою

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (9.23)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ — порядок головного максимуму; d — період решітки, і головними мінімумами, які визначаються співвідношенням

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (9.24)$$

де $k = 1, 2, \dots$; b — ширина однієї щілини, виникають дуже слабкі побічні максимуми, розділені додатковими мінімумами. Число побічних максимумів і додаткових мінімумів, що містяться між двома сусідніми головними максимумами, залежить від числа щілин в решітці. Головні максимуми, що відповідають кутам φ , для яких одночасно виконуються співвідношення (9.23) і (9.24), не спостерігаються. Так, якщо $d = 2b$, то парних максимумів ($m = 2, 4, 6$ і т. д.) немає.

Дифракційні решітки широко застосовуються на практиці, тому що загальна кількість енергії, що проходить крізь решітку, пропорційна числу щілин. Інтенсивність головних максимумів пропорційна квадрату числа щілин. Отже, із збільшенням числа щілин енергія, що попадає в головні максимуми, зростає швидше, ніж загальний потік енергії, тобто із збільшенням числа щілин все більше енергії, що проходить, припадає на головні максимуми. Ці загальні енергетичні міркування приводять до висновку, що дифракційна картина із збільшенням числа щілин стає більш виразною. Найпростішим методом збільшення числа щілин було б збільшення розмірів решітки. Проте практично такий метод мало придатний, і тому збільшують число щілин на 1 мм, зменшуючи їхню ширину. В кращих сучасних решітках наносять до 1200 штрихів на 1 мм. Період такої решітки становить близько 800 нм. Великих успіхів у виготовленні перших дифракційних решіток досяг А. Майкельсон. У 1905 р. він виготовив решітку розміром 15 см, на яку було нанесено 110 000 штрихів. Через десять років Майкельсон виготовив дифракційну решітку розміром 20 см, а потім 24 см, яка є найбільшою з усіх виготовлених будь-коли дифракційних решіток. На неї нанесено 117 000 штрихів, що є великим досягненням у техніці експерименту.

§ 7. Поляризація світла.

Методи одержання поляризованого світла

Розглянуті явища дисперсії, інтерференції та дифракції світла яскраво підтверджують його хвильову природу. Деякі фізики XVIII — початку XIX ст., серед них основоположники хвильової теорії світла Х. Гюйгенс, Т. Юнг, вважали світлові хвилі поздовжніми. Так легше було пояснити поширення світла в так званому ефірі, який уявляли як дуже розріджений газ, оскільки, як відомо, в газах і рідинах поширюються лише поздовжні хвилі. Проте у 1819 р. О. Френель і Д. Араго відкрили нове явище — поляризацію світла, яке неможливо пояснити виходячи з таких уявлень. Розглянемо проходження світла через кристал турмаліну. Візьмемо дві однакові прямокутні пластинки з турмаліну, вирізані так, що одна із сторін (затемнена на рис. 9.14, а) прямокутника збігається з певним напрямом всередині кристала, що називається оптичною віссю. Накладемо одну пластинку на другу так, щоб їхні осі збігалися за напрямом, і пропустимо через

складену пару пластинок вузький пучок світла від якогось джерела або від Сонця. Обертаючи одну з пластинок навколо пучка (друга нерухома), виявимо, що слід пучка ставатиме слабшим, а коли пластинка повернеться на 90° , він зовсім зникне (рис. 9.14, б). При дальшому обертанні пластинки пучок світла, що проходить, знову почне посилюватись і досягне попередньої інтенсивності при повертанні пластинки на 180° , тобто, коли оптичні осі пластинок знову розмістяться паралельно. При дальшому обертанні кристала турмаліну пучок знову слабшає, проходить через мінімум (зникає), коли осі пластинок перпендикулярні, і досягає попередньої інтенсивності, коли пластинка повернеться в початкове положення. Отже, при обертанні пластинки на 360° інтенсивність пучка світла, що пройшов через обидві пластинки, двічі досягне максимуму (якщо осі пластинок паралельні) і двічі проходить через мінімум (якщо осі перпендикулярні). Перебіг цих

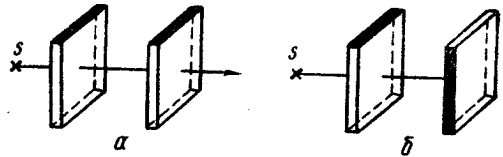


Рис. 9.14

явищ абсолютно однаковий незалежно від того, яку з двох пластинок ми повернули і в який бік, а також від того, будуть дотикатись пластинки одна до одної, чи перебуватимуть на деякій відстані. Проте, якщо забрати одну з пластинок і обертати другу або обертати обидві пластинки разом так, щоб їхні осі весь час утворювали незмінний кут, то інтенсивність пучка світла не змінюватиметься. Отже, зміна інтенсивності відбувається тільки тоді, коли світло, яке пройшло одну пластинку, потрапляє на другу, вісь якої змінює свій напрям відносно осі першої пластинки. Світло, що пройшло через турмалін, набуває особливих властивостей. Світловий пучок перестає бути симетричним відносно променя: площина, в якій знаходиться промінь і вісь пластинки турмаліну, відрізняється від площини, в якій знаходиться промінь і перпендикуляр до осі пластинки турмаліну. Тому здатність такого променя проходити через другу пластинку турмаліну залежить від орієнтації її відносно променя. Такої асиметрії немає в пучку світла, що йде безпосередньо від джерела, і орієнтація пластинки турмаліну для такого пучка світла не впливає на його інтенсивність. Ці явища можна пояснити так.

1. Пластинка турмаліну здатна пропускати світлові коливання тільки в тому випадку, коли вони напрямлені паралельно її оптичній осі.

2. Світлові коливання в пучку напрямлені перпендикулярно до лінії поширення світла (світлові хвилі поперечні).

3. Світло від джерела (Сонця) має поперечні коливання будь-якого напрямку і до того ж кількісне відношення їх однакове, так що жодний напрям не є переважаючим. Світло, в якому в однаковій

кількості наявні всі напрями поперечних коливань, називається *природним*. Проходження природного світла через турмалін призводить до того, що з усіх напрямів поперечних коливань відбираються лише ті, які пропускає турмалін. Тому світло, що пройшло через турмалін, е сукупністю поперечних коливань одного напрямку, який визначається орієнтацією осі пластинки турмаліну. Таке світло називається *плоскополяризованим*.

Площину, в якій коливається електричний вектор, називають площиною коливань поляризованого світла, а площину, перпендикулярну до неї, називають площиною поляризації. Явище одержання поляризованого світла з природного називається *поляризацією*. Отже, при проходженні світла через дві послідовно поставлені пластинки турмаліну перша пластинка поляризує (її називають *поляризатором*) пучок світла, що проходить через неї і залишає в ньому коливання лише одного напрямку. Ці коливання можуть пройти через другу пластинку турмаліну повністю тільки тоді, коли напрям їх збігається з напрямом коливань, що пропускаються другою пластинкою, тобто коли її оптична вісь паралельна осі першої пластинки. Якщо ж напрям коливань поляризованого світла перпендикулярний до напрямку коливань, які пропускаються другою пластинкою, то світло буде повністю затримане. Це відбувається тоді, коли пластинки турмаліну схрещені, тобто їхні осі утворюють кут 90° . Нарешті, якщо напрям коливань у поляризованому світлі утворює гострий кут з напрямом, який пропускає турмалін, то коливання будуть пропущені частково. Другу пластинку, за допомогою якої спостерігають поляризацію світла, називають *аналізатором*.

Крім кристала турмаліну відомі й інші кристали, які поляризують світло. Проте більшість з них, наприклад ісландський шпат, пропускають одночасно два промені, поляризовані в двох взаємно перпендикулярних напрямках. Це нерідко створює труднощі в спостереженні поляризованого світла і потребує спеціальних пристосувань для відокремлення одного з цих променів від другого. Турмалін поглинає один з поляризованих променів настільки сильно, що крізь пластинку, товщина якої близько 1 мм, практично проходить тільки один промінь, поляризований в певному напрямку.

Поляризація світла спостерігається не тільки при проходженні його через кристалічні пластинки, а й в ряді інших випадків, наприклад при відбиванні і заломленні світла тощо. Один з найпростіших способів одержання плоскополяризованого світла (коливання відбуваються в одній площині) є відбиття світла від поверхні скла. Експериментально встановлено, що відбите світло від поверхні ізотропного діелектричного середовища буде повністю поляризованим, якщо тангенс кута падіння дорівнює його показнику заломлення:

$$\operatorname{tg} \varphi = n.$$

$$(9.25)$$

Співвідношення (9.25) називають *законом Брюстера*, а кут φ називають кутом повної поляризації, або кутом Брюстера.

Світло поляризується при розсіянні на частинках, значно менших за світлову хвилю. Розсіяне світло під кутом 90° до напрямку поширення пучка світла є повністю поляризованим. Під іншими кутами воно виявляється частково поляризованим. Частково поляризоване світло відрізняється від природного (неполяризованого) тим, що у нього амплітуда коливань у одній певній площині більша чи менша від амплітуд коливань у інших площинах. Прикладом такого частково поляризованого світла є світло, відбите від скла під кутом, відмінним від кута повної поляризації, а також світло, заломлене склом. Останнім користуються для одержання майже повністю поляризованого світла. Для цього світло пропускають крізь сукупність скляних пластинок. При кожному заломленні ступінь поляризації збільшується і при зростанні числа пластинок прагне до 100 %. Практично вже при дев'яти пластинках ступінь поляризації достатній. Всі прилади, що дають поляризоване світло, називають *поляризаторами*. Ці прилади використовують також і для виявлення поляризації світла. В цьому випадку їх називають *аналізаторами*.

Для одержання плоскополяризованого світла застосовують так звані поляроїди — целулоїдні плівки, на які наносять однаково орієнтовані кристали герпатиту — сульфату йодистого хініну. Їх широко використовують в автомобільній справі. Наприклад, пластинки з поляроїда закріплюють на передньому склі автомобіля і на фарах. Пластина поляроїда на передньому склі є аналізатором, пластинки на фарах — поляризаторами. Площини поляризації пластинок утворюють кут 45° з горизонтом і паралельні одна одній. Шофер, дивлячись на дорогу через поляроїд, бачить відбите світло фар своєї машини, тобто бачить освітлену ними дорогу, оскільки відповідні площини поляризації паралельні, але не бачить світла від фар зустрічного автомобіля, які покриті поляроїдом. Площини поляризації їх взаємно перпендикулярні. Це захищає шофера від осліплюючої дії фар зустрічного автомобіля.

Отже, відкриття О. Френелем і Д. Араго поляризації світла свідчить про те, що світлові хвилі поперечні. При цьому виникло ряд труднощів, зокрема, що гіпотеза пружного ефіру і уявлення про світло, як про пружні хвилі в ньому, не знайшло наукового обґрунтування. Далі були встановлені факти, що виявили тісний зв'язок між електромагнітними й оптичними явищами; поставлено досліди, які показували можливість впливу за допомогою магнітного або електричного полів на характер поляризації світла, яке випромінюється атомами, можливість за допомогою світла викликати деякі електричні процеси (наприклад, фотоефект). Зв'язок між оптичними й електромагнітними явищами знайшов своє повне відображення в електромагнітній теорії світла Максвелла.

Таким чином, світлові хвилі — це електромагнітні хвилі, які є поширенням змінних електричного й магнітного полів, причому напруженості електричного й магнітного полів перпендикулярні одна до одної й до лінії поширення хвилі: світлові (електромагнітні) хвилі поперечні. Поперечність світлових хвиль, доведена в дослідах з поляризації світла, природно пояснюється електромагнітною теорією світла. Напрямок світлових коливань визначається напрямком коливань вектора електричної напруженості. Спеціальні досліди дали змогу встановити, що у хвилі, яка проходить крізь турмалін, коливання вектора електричної напруженості напрямлені вздовж оптичної осі турмаліну. Крім плоскополяризованого світла є ще два важливих види поляризованого світла — світло, поляризоване по колу, і еліптично поляризоване світло. У випадках поляризації світла по колу і еліпсу вектор напруженості електричного поля \vec{E} обертається навколо напрямку поширення з частотою світлових коливань, а кінець вектора \vec{E} описує при цьому коло або еліпс відповідно. Точно такий самий процес і для вектора напруженості магнітного поля \vec{H} . Якщо при спостереженні променя, що йде назустріч спостерігачу, обертання вектора напруженості електричного поля відбувається за стрілкою годинника, то такий промінь світла називають поляризованим по правому колу. Якщо ж за цих умов обертання відбувається проти стрілки годинника, то світло буде поляризованим по лівому колу. Проте найбільш загальним типом поляризації світла є еліптично поляризоване світло, інші види поляризації є його окремими випадками. З еліптичною поляризацією пов'язане загальне визначення природного світла. С. І. Вавилов писав, що природне світло теоретично можна здійснити численними способами, розглядаючи його або як результат накладання однотипних еліпсів з хаотично розміщеними осями, або як суму будь-яких хаотично орієнтованих еліпсів.

Контрольні запитання

1. Чому при проходженні білого світла через тригранну призму відбувається його розкладання в спектр? 2. На чому оснований спектральний аналіз? 3. Чому не можна одержати інтерференційну картину від двох світлих тіл, наприклад від двох електроламп? 4. Поясніть, чому при використанні білого світла дифракційні максимуми стають кольоровими (спектральними). 5. У чому полягає принципова відмінність дифракції Френеля від дифракції Фраунгофера? 6. Яка фізична суть (причина) процесу поляризації світла, що проходить через кристал? 7. Інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор і аналізатор, зменшилась вдвоє в порівнянні з інтенсивністю падаючого природного світла. Яка взаємна орієнтація поляризатора і аналізатора (поглинанням світла в них знехтувати)? Поясніть відповідь. 8. Які є способи часткової і повної поляризації світла? Дайте визначення закону Брюстера, кута Брюстера.

КОРПУСКУЛЯРНІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

§ 1. Теплове випромінювання тіл. Закон Кірхгофа

Найпоширенішим є випромінювання тіл, що пов'язане з тепловим рухом атомів і молекул. Цей вид випромінювання називають *тепловим* (або *температурним*). Теплове випромінювання властиве всім без винятку тілам при температурах, вищих за абсолютний нуль, але при низьких температурах випромінюються практично лише довгі (інфрачервоні) електромагнітні хвилі.

Середню потужність випромінювання за час, що значно перевищує період світлових коливань, називають *поток*ом випромінювання (*променистим потоком*); в СІ він вимірюється у ватах.

Потік випромінювання, віднесений до одиниці поверхні, що випромінює, називають енергетичною світністю (інтегральна густина променистого потоку). Одиниця вимірювання її в СІ є 1 Вт/м^2 .

Розглянемо випромінювання конденсованих систем, що складаються з великої кількості сильно взаємодіючих частинок. Це дає змогу для дослідження явища випромінювання використовувати методи термодинаміки і статистичної фізики. Застосування законів термодинаміки і статистичної фізики виправдано тоді, коли досліджувана система перебуває в термодинамічній рівновазі. Розглянемо рівноважне випромінювання тіл. У цьому випадку у випромінюючому середовищі всі термодинамічні параметри (в тому числі й температура) стали. За макроскопічним методом розгляду явищ відноситимемо потужність випромінювання не до одного окремого атома чи молекули, а до випромінюючого тіла як цілого або до будь-якої частини його випромінюючої поверхні.

Для спектральної характеристики теплового випромінювання вводять поняття про випромінювальну здатність тіла $E_{\lambda, T}$, яка чисельно дорівнює енергії, що випромінюється за одиницю часу одиницею поверхні цього тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль спектра поблизу даної довжини хвилі λ . Величину $E_{\lambda, T}$ часто називають спектральною густиною енергетичної світності тіла.

Під *поглинальною здатністю* (спектральний коефіцієнт поглинання) $A_{\lambda, T}$ умовно можна розуміти дріб, що показує, яка частина падаючої на одиницю поверхні тіла енергії випромінювання певної довжини хвилі поглинається тілом за одиницю часу. Аналогічно визначимо відбивальну (спектральний коефіцієнт відбивання) та пропускну (спектральний коефіцієнт пропускання) $D_{\lambda, T}$ здатності тіла.

Виходячи із закону збереження енергії, можна записати, що

$$A_{\lambda, T} + R_{\lambda, T} + D_{\lambda, T} = 1. \quad (10.1)$$

Величини $A_{\lambda,T}$, $R_{\lambda,T}$, $D_{\lambda,T}$ залежать від довжини падаючих хвиль, температури тіла, його хімічного складу і стану поверхні.

Тіло, яке не пропускає ($D_{\lambda,T} = 0$) і не відбиває ($R_{\lambda,T} = 0$) випромінювання всіх довжин хвиль, а повністю поглинає їх при будь-якій температурі, називається *абсолютно чорним*. Коефіцієнт поглинання (поглинальна здатність) абсолютно чорного тіла дорівнює одиниці ($A_{\lambda,T} = 1$).

Тіло, яке повністю відбиває падаючу на нього енергію випромінювання, називається *ідеальним дзеркалом*. Для нього $A_{\lambda,T} = 0$, $D_{\lambda,T} = 0$, а $R_{\lambda,T} = 1$. Ідеального дзеркала, як і абсолютно чорного тіла, в природі не існує. Звичайно поглинальна здатність $A_{\lambda,T}$ неоднакова для різних ділянок спектра. Якщо поглинальна здатність тіла однакою для променів усіх «кольорів» (усіх довжин хвиль) і менша за одиницю, то таке тіло називають *абсолютно сірим*. Встановлено, що випромінювальні і поглинальні здатності тіл пропорційні. Так, сажа або платинова чорнь мають великі коефіцієнти поглинання і велику густину випромінювання. Навпаки, поліроване срібло характеризується малим коефіцієнтом поглинання і малою густиною випромінювання.

Результати експериментальних досліджень і термодинамічні міркування привели Г. Кірхгофа у 1859 р. до відкриття закону теплового випромінювання, який названо його ім'ям. Він полягає ось у чому: *для всіх тіл, незалежно від їхньої природи, відношення випромінювальної здатності $E_{\lambda,T}$ до поглинальної здатності $A_{\lambda,T}$ при заданій температурі і для однакових довжин хвиль є універсальною функцією довжини хвилі і температури*. Отже,

$$\left(\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} \right)_2 = \dots = \left(\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} \right)_n = f(\lambda, T). \quad (10.2)$$

Тут індекси 1, 2, ..., n означають перше, друге і т. д. тіло. Для з'ясування фізичного змісту універсальної функції $f(\lambda, T)$ припустимо, що одне з цих тіл абсолютно чорне. Позначимо його випромінювальну здатність через $r_{\lambda,T}$. Тоді, враховуючи, що для абсолютно чорного тіла $A_{\lambda,T} = 1$, можна переписати закон Кірхгофа у вигляді

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = \frac{r_{\lambda,T}}{1} = f(\lambda, T). \quad (10.3)$$

Отже, універсальна функція Кірхгофа $f(\lambda, T)$ є випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла для даної довжини хвилі і при тій самій температурі. Із співвідношення (10.3) випливає, що $E_{\lambda,T} = A_{\lambda,T} r_{\lambda,T}$. Оскільки для всіх тіл, що не є абсолютно чорними, $A_{\lambda,T} < 1$, то $E_{\lambda,T} < r_{\lambda,T}$. Нерівність свідчить про те, що при заданій температурі теплове випромінювання довільного тіла в будь-якій області спектра завжди менше за теплове випромінювання абсолютно чорного тіла в цій спектральній області. Із співвідношення (10.3)

можна дістати ще один висновок. А саме: якщо тіло не поглинає хвиль певної довжини, то воно і не випромінює їх. Справді, $E_{\lambda,T} = A_{\lambda,T} r_{\lambda,T}$, тому при $A_{\lambda,T} = 0$ і $E_{\lambda,T} = 0$.

§ 2. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла

У багатьох випадках потрібно знати не лише спектральну густину випромінювання тіла (випромінювальну здатність), а й енергію, що випромінюється одиницею поверхні тіла за одиницю часу по всіх довжинах хвиль. Цю величину називають *інтегральною випромінювальною здатністю*, або *енергетичною світністю тіла*. Позначимо інтегральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла при певній температурі через R_T . Щоб її обчислити, скористаємось співвідношенням

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda, \quad (10.4)$$

де $r_{\lambda,T}$ — випромінювальна здатність в певному спектральному інтервалі є функцією довжини хвилі і температури, а R_T є функцією тільки температури.

Знайти аналітичний вираз функції $r_{\lambda,T}$ досить важко. Значно простіше визначити інтегральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, тобто R_T . Для функції $r_{\lambda,T}$ порівняно просто визначити деякі важливі властивості. Для інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла австрійські фізики Й. Стефан (експериментально у 1879 р.) і Л. Больцман (теоретично у 1884 р.) знайшли вираз, який називається *законом Стефана — Больцмана*:

$$R_T = \sigma T^4, \quad (10.5)$$

де T — абсолютна температура випромінюючого тіла; σ — стала Стефана — Больцмана. Отже, закон Стефана — Больцмана можна сформулювати так: *інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури*. На підставі численних дослідів знайдено, що коефіцієнт пропорційності $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Закон Стефана — Больцмана має велике значення, оскільки при високих температурах випромінювання деяких тіл наближається до випромінювання абсолютно чорного тіла. Проте слід пам'ятати, що в загальному випадку закон Стефана — Больцмана не може бути застосованим до тіл, які не є абсолютно чорними, оскільки для таких тіл, як показує досвід, із зміною температури змінюється і коефіцієнт σ , і показник степеня при температурі.

Закон Стефана — Больцмана стосується лише інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла і не дає ніяких відомостей про спектральний розподіл енергії. Проте такий розподіл

існує і, як показали експериментальні дослідження, проходить через максимум. Виходячи з теоретичних міркувань, німецький фізик В. Він у 1893 р. встановив важливий закон, що визначає положення цього максимуму в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від абсолютної температури. Аналітично цей закон можна записати так:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (10.6)$$

де λ_m — довжина хвилі, яка відповідає максимуму випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла; T — його абсолютна температура; b — стала Віна, яка дорівнює $2,898 \times 10^{-3}$ м · К. Отже, за законом зміщення Віна довжина хвилі, яка відповідає максимуму випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна абсолютній температурі.

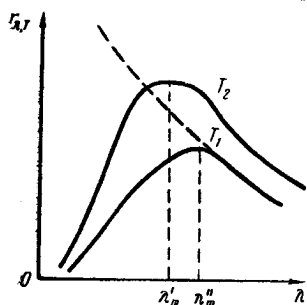


Рис. 10.1

Величина максимуму $\epsilon_{\lambda,T}^m$, як показали вимірювання, прямо пропорційна п'ятому степеню абсолютної температури. Цю залежність називають ще третім законом випромінювання абсолютно чорного тіла. На рис. 10.1 зображено криві розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла за довжинами хвиль для двох температур T_1 і T_2 , причому $T_2 > T_1$. Площа під кожною з цих кривих розподілу визначає сумарну енергію R_T всіх довжин хвиль, що випромінюється одиницею поверхні абсолютно чорного тіла за 1 с. З рис. 10.1 видно, що сумарна енергія збільшується з підвищенням температури, а максимум випромінювання зміщується в бік коротких хвиль. Кожній температурі відповідає певна довжина хвилі λ_m з максимальним значенням $\epsilon_{\lambda,T}^m$.

На законі Віна ґрунтується так звана оптична пірометрія — метод визначення температури розжарених тіл за їхніми спектрами випромінювання. Саме таким методом було вперше визначено температуру поверхні Сонця. Розподіл енергії в спектрі випромінювання Сонця подібний до випромінювання абсолютно чорного тіла (якщо йдеться про випромінювання ядра Сонця, а не його поверхні). Максимум енергії випромінювання припадає на довжину хвилі $\lambda_m = 470$ нм. Отже, температура поверхні Сонця, за законом зміщення Віна, повинна дорівнювати 6160 К. Для тіл, що не є абсолютно чорними, описаний метод не дає справжнього значення температури.

§ 3. «Ультрафіолетова катастрофа»

Першу спробу теоретично обґрунтувати розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла зробив російський фізик В. О. Міхельсон. Він же вивів формулу для розподілу енергії. Зробивши деякі припущення про механізм випромінювання, німецький фізик В. Він знайшов аналітичний вигляд функції розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла:

$$r_{\lambda,T} = a\lambda^{-5}e^{-\frac{b}{\lambda T}}, \quad (10.7)$$

де a і b — сталі величини. Формула (10.7) називається формулою Віна. Вона справедлива лише для лівої частини експериментальної кривої (див. рис. 10.1), тобто для малих довжин хвиль (високих частот).

Дж. Релей, а потім Д. Джінс, виходячи з загальних класичних уявлень про рівномірний розподіл енергії за ступенями вільності і не роблячи ніяких припущень про механізм випромінювання, дістали таку формулу для функції розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла:

$$r_{\lambda,T} = 2\pi ckT\lambda^{-4}, \quad (10.8)$$

де k — стала Больцмана; c — швидкість світла у вакуумі; T — абсолютна температура. Формула Реляя — Джінса добре узгоджується з експериментальними даними в області довгих хвиль. Проте в області малих довжин хвиль вона різко розходиться з експериментом: із зменшенням довжини хвилі випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла не зростає до нескінченності, як це випливає з формули (10.8), а, навпаки, зменшується до нуля. На рис. 10.1 штриховою лінією зображено теоретичну криву Реляя — Джінса. Крім того, формула Реляя — Джінса приводить до абсурдного висновку при обчисленні інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла. В цьому легко переконатись, якщо проінтегрувати вираз (10.8) по λ :

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} 2\pi ckT\lambda^{-4} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \lambda^{-4} d\lambda = \infty. \quad (10.9)$$

Отже, інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла, виходячи з формули Реляя — Джінса, має бути нескінченно великою. Тим часом за законом Стефана — Больцмана, який добре узгоджується з дослідом, R_T пропорційна четвертому степеню абсолютної температури, тобто є скінченною величиною.

Роботи Реляя і Джінса показали, що послідовне застосування класичної фізики до дослідження спектрального складу випромінювання абсолютно чорного тіла дає абсурдні результати. Критичний

стан, що виник у проблемі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, дістав образну назву «ультрафіолетової катастрофи». Така назва пов'язана з тим, що формула Релея — Джінса, яку виведено виходячи з класичних уявлень, не узгоджується з експериментом в області малих (ультрафіолетових) довжин хвиль (див. рис. 10.1). Вихід з «катастрофи» виявився під силу лише сучасній фізиці з якісно новими уявленнями про природу випромінювання.

§ 4. Гіпотеза Планка. Формула Планка

Всі спроби вивести правильну формулу для розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла, виходячи з уявлень про атоми як класичні осцилятори, виявились марними. Неможливість пояснити випромінювання абсолютно чорного тіла, користуючись арсеналом класичної фізики, було «катастрофою» для неї.

Наприкінці ХІХ ст. серед багатьох фізиків панувало відчуття досконалості і завершеності фізичної теорії. Щоправда, видатний англійський фізик В. Томсон вказував на негативний результат дослідів Майкельсона і на неможливість пояснити випромінювання абсолютно чорного тіла законами класичної фізики. Як відомо, дослід Майкельсона став потім експериментальним фундаментом теорії відносності Ейнштейна, а неможливість пояснити розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла законами класичної фізики привела до виникнення квантової механіки.

Першим відмовився від класичних уявлень при вирішенні проблеми випромінювання абсолютно чорного тіла М. Планк (1858—1947). У 1900 р. він запропонував принципово новий метод розрахунку функції $r_{\lambda,T}$, який ґрунтується на квантових уявленнях. В основу методу було покладено гіпотезу про те, що тіла випромінюють енергію не неперервно, а окремими порціями, які дістали назву квантів. Енергія ϵ кванта пропорційна частоті випромінювання (обернено пропорційна довжині хвилі):

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (10.10)$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж \cdot с — стала Планка. В механіці величину, що має розмірність добутку енергії на час, називають дією. У зв'язку з цим сталу Планка іноді називають квантом дії. Нові уявлення Планка про кванти енергії докорінно змінили погляди фізиків на елементарні процеси випромінювання світла, а також на всі інші процеси в мікросвіті. Так виникла нова епоха у вченні про будову матерії та її рух.

Керуючись уявленнями про квантовий характер теплового випромінювання, Планк дістав такий вираз для випромінювальної здатності

абсолютно чорного тіла:

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}, \quad (10.11)$$

де c — швидкість світла у вакуумі; k — стала Больцмана; T — абсолютна температура; e — основа натуральних логарифмів.

Згідно з формулою Планка (10.11) для кожної довжини хвилі λ з підвищенням температури зменшується величина $e^{hc/k\lambda T}$, що стоїть у знаменнику, а $r_{\lambda,T}$ зростає. Отже, з підвищенням температури збільшується випромінювальна здатність на всіх ділянках спектра, причому це зростання різне для різних інтервалів довжин хвиль. Саме така залежність $r_{\lambda,T}$ від температури спостерігається на досліді.

Розглянемо граничні випадки формули Планка. В області дуже довгих хвиль ($\lambda \rightarrow \infty$) енергія окремого кванта $\varepsilon = h\nu = hc/\lambda$ мала порівняно з енергією теплового руху kT . В цьому випадку $\frac{hc}{k\lambda T} \rightarrow 0$,

і величину $e^{hc/k\lambda T}$ можна розкласти в ряд $e^{hc/k\lambda T} = 1 + \frac{hc}{k\lambda T} + \dots$.

Якщо врахувати лише два перші члени розкладу, нехтуючи останніми, то формула Планка (10.11) перетвориться у формулу Релея — Джінса (10.8). У другому граничному випадку дуже коротких хвиль ($\lambda \rightarrow 0$) $\frac{hc}{k\lambda T} \gg 1$, і в знаменнику (10.11) можна знехтувати одиницею порівняно з першим членом. Тоді формула Планка зведеться до формули Віна (10.7), яка добре описувала ділянку спектра в області малих довжин хвиль.

На відміну від формули Віна і Релея — Джінса, формула Планка добре узгоджується з експериментом в усьому інтервалі довжин хвиль і при всіх температурах. При інтегруванні за всіма довжинами хвиль із формули Планка можна дістати закон Стефана — Больцмана, а не скінченність, як це було у випадку формули Релея — Джінса.

Нарешті, за правилами відшукування максимуму функції, із формули Планка звичайними методами диференціального числення можна вивести закон зміщення Віна. Як наслідок формули Планка можна визначити і всі інші закономірності випромінювання абсолютно чорного тіла.

Слід вказати, що, виходячи з формули Планка для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, можна дістати не лише зовнішню форму відповідного закону, а й визначити сталу Стефана — Больцмана σ і сталу закону зміщення Віна b через універсальні сталі h , k , c тощо. Обчислені таким чином сталі σ і b збігаються з їхнім емпіричним значенням. Все це приводить до висновку, що формула Планка найбільш повно характеризує теплове випромінювання.

Формула Планка має велике значення не тільки в теорії теплового випромінювання, а й в установленні сучасних поглядів на будову матерії та її рух.

§ 5. Зовнішній фотоелектричний ефект. Закони Столетова. Закон Ейнштейна

При поглинанні світлової енергії тілами частина енергії перетворюється в електричну енергію, внаслідок чого в тілах може виникати або електрорушійна сила, або електричний струм, або зміна електричного опору тіл. Всі явища такого роду дістали назву фотоелектричного ефекту, або фотоелектричного ефекту. Явище фотоелектричного ефекту відкрив Г. Герц у 1887 р. і дослідив російський фізик О. Г. Столетов. Щоправда, вони вивчали так званий зовнішній фотоелектричний ефект, при якому падаюче світло вививає з поверхні металу електрони.

Для спостереження зовнішнього фотоелектричного ефекту і вивчення його зако-

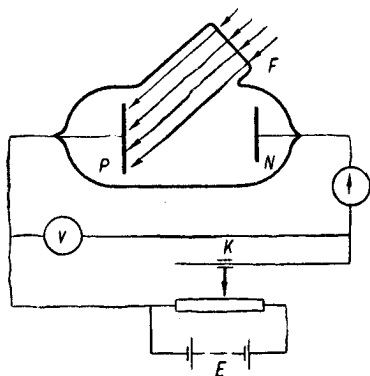


Рис. 10.2

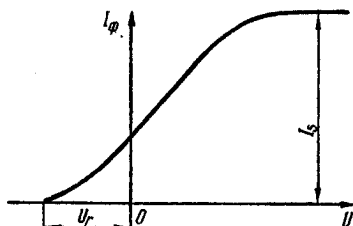


Рис. 10.3

нів використовують схему, зображену на рис. 10.2. Металева пластинка P (катод) під'єднана до негативного полюса батареї E , другий її полюс з'єднаний через реостат (потенціометр) K і гальванометр з пластинкою N (анодом). Обидві пластинки P і N вміщено в балон, з якого викачано повітря, щоб зіткнення електронів з молекулами газу не спотворювали спостережувані явища, а також щоб запобігти окисленню пластинок P і N . Оскільки таке електричне коло розімкнене, струму в ньому немає. При освітленні пластинки P через кварцове віконце (кварцове скло прозоре для оптичного випромінювання) з неї вивільнюються електрони (фотоелектрони), які попадають в електричне поле між P і N . Напругу між P і N можна змінювати переміщенням повзунка реостата K . Якщо поле досить сильне і напрямлене так, що електрони переміщуються від P до N , то вибиті електрони з пластинки P досягнуть пластинки N , і через гальванометр буде проходити фотострум, який визначається числом електронів, що досягають пластинки N за одиницю часу. При збільшенні зовнішньої напруги, прикладеної до фотоелемента, фотострум зростає і досягає при заданому освітленні максимального значення I_s , яке називають струмом насичення. Струм насичення I_s — це такий фото-

струм, коли всі фотоелектрони, вибиті світлом із пластинки P , досягнуть пластинки N . Залежність сили електричного струму (фото-струму) від зовнішньої напруги (вольтамперна характеристика фото-струму) показано на рис. 10.3. Якщо зовнішня напруга прикладена в зворотному напрямі (порівняно з показаним на рис. 10.3, то фото-струм зменшується і при певній напрузі U_r дорівнюватиме нулю.

Нехай швидкість вибитого електрона дорівнює v , його маса m і заряд e . Тоді кінетична енергія цього електрона буде $mv^2/2$. З такою кінетичною енергією електрон може пролетіти через гальмуєче поле, утворене різницею потенціалів U , якщо eU менше або дорівнює $\frac{mv^2}{2}$. Визначивши те найменше значення U_r , яке затримує електрони, вивільнені світлом, знайдемо швидкість цих електронів при умові

$$\frac{mv^2}{2} = eU_r, \quad v = \sqrt{\frac{2eU_r}{m}}. \quad (10.12)$$

Дослідження фотоелектричних явищ привели О. Г. Столетова до встановлення таких законів фотоелекту:

1. *Фотострум насичення I_s (максимальне число електронів, що вивільнюються світлом за 1 с) прямо пропорційний світловому потоку, що падає на катод.*

2. *Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається частотою падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.*

Проведені дослідження показали, що для кожного металу існує мінімальна частота (максимальна довжина хвилі), при якій швидкість фотоелектрона дорівнює нулю. Цю частоту (довжину хвилі) називають червоною межею фотоелекту. Світло, що має частоту, меншу за червону межу для даного металу, не може вивільнювати з нього фотоелектронів. У цьому випадку фотострум у колі не виникатиме при будь-якій інтенсивності падаючого світла. Для прикладу наведемо значення червоної межі для деяких металів: Li — 500 нм, Na — 540 нм, K — 550 нм, Hg — 273,5 нм, Fe — 262 нм, Ag — 261 нм, Au — 265 нм. Отже, незалежно від інтенсивності падаючого світла фотоелект ефект виникає тільки при певному значенні довжини хвилі (частоті) світла, яка є меншою (більшою) за червону межу для даного металу, а число вивільнених електронів при заданій довжині хвилі визначається інтенсивністю світла.

Виходячи з уявлень хвильової теорії світла, яка панувала в ХІХ ст. і розглядала світло як неперервний хвильовий процес, ці особливості фотоелекту не можна пояснити. Якщо електромагнітна (світлова) хвиля падає на метал, то амплітуда коливань електрона повинна бути пропорційною амплітуді електричного вектора світлової хвилі, отже, і інтенсивності падаючого світла, оскільки вона пропорційна квадрату амплітуди електричного вектора. Тоді при будь-якій довжині хвилі, якщо світло має досить велику інтенсивність,

можна чекати вивільнення електронів із металу, і, отже, червоної межі фотоелекту не існуватиме. До того ж з погляду хвильової теорії кінетична енергія фотоелектронів залежить від інтенсивності світла, оскільки із збільшенням інтенсивності електрону передається більша енергія. Тоді і швидкість фотоелектронів повинна збільшуватись із збільшенням інтенсивності падаючого світла, що суперечить закону Столетова.

Спираючись на гіпотезу Планка про кванти, А. Ейнштейн у 1905 р. висунув квантову теорію фотоелекту. На відміну від Планка, який вважав, що світло випромінюється квантами, і розглядав цей факт як властивість випромінюючих систем, Ейнштейн поширив корпускулярні властивості безпосередньо на випромінювання. Він припустив, що світло не тільки випромінюється, а й поширюється і поглинається окремими неподільними порціями — квантами. Кванти являють собою частинки з нульовою масою спокою, які рухаються у вакуумі із швидкістю 300 000 км/с. Згодом ці частинки дістали назву фотонів. Проте існування фотонів — квантів світла — не впливає з існування неподільних порцій випромінювання.

Ідея квантів була настільки незвичайною, що сам автор її тривалий час розглядав кванти як допоміжний математичний метод. Тому не дивно, що теорія фотонів з її парадоксальним поєднанням виключаючих одна одну хвильових і корпускулярних властивостей світла протягом довгого часу не мала визнання. У 1912 р. в рекомендації, підписаній найвидатнішими німецькими фізиками і в тому числі Планком, про обрання Ейнштейна до Пруської Академії наук говорилось про гіпотезу світлових квантів так: «Те, що він у своїх міркуваннях інколи виходить за межі, як, наприклад, у своїй гіпотезі світлових квантів, не слід занадто сильно ставити йому в докір. Не наважись піти на ризик, не можна здійснити істинно нового, навіть в самому точному природознавстві» *.

З теорії фотонів випливає, що світло не лише поглинається і випромінюється неподільними частинками, а й в проміжку між випромінюванням і поглинанням складається з неподільних частинок, які несуть тим більшу енергію, чим більша частота електромагнітних коливань. Енергія частинок (квантів) світла — фотонів — пропорційна частоті і для світла певної частоти (монохроматичного) становить певну величину $\epsilon_0 = h\nu$, де h — стала Планка.

Корпускулярна структура світла виявляється в багатьох експериментах. Особливо яскраво і переконливо підтверджується існування фотонів явищами фотоелектричного ефекту. Виходячи з того, що світло складається з фотонів, енергія яких $h\nu$, розглянемо зіткнення такого фотона з електроном у металі, під час якого він передає свою енергію електрону. Якщо ця енергія більша за роботу виходу електро-

* Кузнецов Б. Г. Эйнштейн.— М. : Изд-во АН СССР, 1963.— С. 127—128.

на ($h\nu > A_{\text{вих}}$), то електрон вилетить з металу. Якщо $h\nu < A_{\text{вих}}$, то при довільній інтенсивності потоку фотонів електрони при зіткненні з ними не набудуть енергії, достатньої для подолання потенціального бар'єру (імовірність одночасного зіткнення електрона з кількома фотонами мізерна і тому не береться до уваги). При такому підході червона межа фотоелектру пояснюється просто. Ейнштейн не лише дав якісне пояснення фотоелектру, він виконав точний кількісний аналіз і встановив закон фотоелектру, який блискуче підтвердився на досліді:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A_{\text{вих}}, \quad (10.13)$$

де $h\nu$ — енергія фотона, яка витрачається на роботу виходу електрона $A_{\text{вих}}$ та на надання йому кінетичної енергії $mv^2/2$. Робота виходу електрона дорівнює найменшій енергії, яку треба надати електрону провідності, щоб він міг вийти з металу у вакуум. Значення роботи виходу залежить від природи металу і змінюється в межах $(1,8 \div 8,5) \cdot 10^{-19}$ Дж. Співвідношення (10.13) називають *законом Ейнштейна для фотоелектру*.

З рівняння (10.13) видно, що коли максимальна швидкість фотоелектронів дорівнює нулю, то енергія фотона повністю йде на роботу виходу електрона $h\nu_0 = A_{\text{вих}}$, що відповідає червоній межі фотоелектру. Тоді вираз (10.13) можна переписати так:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + h\nu_0; \quad \frac{mv^2}{2} = h(\nu - \nu_0). \quad (10.14)$$

Звідси легко визначити, що червоній межі фотоелектру відповідатиме частота світла $\nu = \nu_0$, а фотоелектр для даного металу матиме місце для всіх частот $\nu > \nu_0$. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів буде тим більшою, чим менша довжина хвилі падаючого світла.

Отже, існування електромагнітних хвиль і хвильову природу світла не можна не визнати. Разом з тим не можна спростувати і корпускулярну природу світла і той факт, що світло складається з фотонів. Ця суперечність поєднання хвильових і корпускулярних властивостей світла дуже характерна для наукових ідей Ейнштейна. Він вважав, що світло насправді має хвильові і корпускулярні властивості. Ейнштейн врахував суперечності, які відкидали класичні уявлення про частинки, яким не характерні хвильові властивості, та про хвилі, яким не характерна корпускулярна природа.

§ 6. Дослід Йоффе і Добронравова

У 1922 р. А. Ф. Йоффе і М. І. Добронравов виконали спеціальні досліді з елементарного фотоелектру, якими було експериментально підтверджено поширення випромінювання у вигляді окремих фотонів та квантовий характер взаємодії випромінювання з речовиною.

Схему установки зображено на рис. 10.4. У товстій ебонітовій пластинці було зроблено порожнину, з якої відкачували повітря. Ця порожнина відігравала роль мініатюрної рентгенівської трубки. Катодом було вістря тоненької алюмінієвої дротини K , яке освітлювалось ультрафіолетовим промінням крізь кварцове віконце L . Між алюмінієвою дротиною K і пластинкою A (алюмінієва фольга), що є антикатодом рентгенівської трубки, створювалась різниця потенціалів близько 1200 В. Освітлення добиралось настільки малим, щоб з катода K вивільнювалось близько 1000 електронів за секунду. Ці електрони прискорювались полем високої напруги і, зтикаючись з пластинкою A , різко гальмувались, випромінюючи рентгенівське випромінювання. При цьому з антикатада A випромінювалось близько $n = 1000$ рентгенівських імпульсів за секунду. Алюмінієва пластинка A завтовшки близько $5 \cdot 10^{-6}$ м і друга паралельна їй пластинка B були обкладками плоского конденсатора, в електричному полі якого в завислому стані містилась заряджена вісмутова порошинка N , радіус якої близько 3×10^{-7} м, на відстані $d = 2 \cdot 10^{-4}$ м від антикатада A . Рентгенівське випромінювання внаслідок фотоefекту звільня-

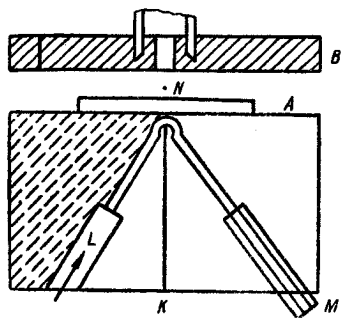


Рис. 10.4

ло з порошинки електрон і змінювало її заряд, тому порошинка втрачала рівновагу. Втрата електрона відбувалась за різні проміжки часу, але середній проміжок часу виявився таким, що дорівнює 30 хв. Незалежні спостереження показали, що електрон, звільнений з порошинки, несе з собою всю енергію падаючого на нього одиничного рентгенівського кванта.

З погляду хвильових уявлень про характер електромагнітного випромінювання результати дослідів Йоффе і Добронравова пояснити не можна. Якби енергія рентгенівських імпульсів рівномірно розподілялась відповідно до хвильової теорії по всьому сферичному фронту хвилі, то тоді на долю одного електрона порошинки прийшла б мізерна кількість енергії, недостатня для його вивільнення з металу. Отже, або один електрон неймовірно тривалий час ($\tau \approx \approx 30$ хв) накопичував енергію рентгенівського випромінювання, не віддаючи її сусіднім частинкам, або всі електрони порошинки незрозумілим чином повинні були б іноді передавати енергію, що ними поглинута, одному електрону, який вивільнюється з порошинки. Проте таке пояснення втрачає всяку підставу, оскільки випромінювання електрона відбувалось з однаковою енергією через різні проміжки часу.

Результати дослідів Йоффе й Добронравова можна пояснити,

виходячи з корпускулярних уявлень про структуру випромінювання:

а) з потоку рентгенівського випромінювання при поглинанні електрон сприймає енергію одного фотона, а не довільну кількість енергії;

б) рентгенівський фотон, маючи енергію, достатню для того, щоб вивільнити з металу велику кількість електронів, поглинається лише одним з них.

Ці досліди дають змогу встановити квантовий характер електромагнітного випромінювання. Відстань від антикатада до порошинки ($2 \cdot 10^{-4}$ м) фотон долає за $7 \cdot 10^{-13}$ с. Наступний же фотон випромінюється через 10^{-3} с, тобто через багато часу після того, як попередній фотон вийшов далеко за межі установки або вирвав з порошинки електрон.

Квантова природа електромагнітного випромінювання проявляється в тому, що порошинка поглинає не частину енергії, падаючого на неї фотона, а всю енергію фотона цілком. Квантові властивості випромінювання виявляються при розсіюванні фотонів великих енергій ε . При $\lambda = 0,1$ нм енергія кванта буде $h\nu = 1,92 \times 10^{15}$ Дж $= 1,2 \cdot 10^4$ еВ, що набагато перевищує енергію зв'язку зовнішніх електронів в атомі, яка складає близько ($1 \div 10$) еВ. Тому при взаємодії рентгенівського фотона з таким електроном атома електрон можна розглядати як такий, що слабо пов'язаний з атомом, або навіть практично вільний. При поглинанні фотона такий «вільний» електрон поглинає практично всю енергію фотона і виходить далеко за межі вихідного атома. Поглинувши фотон, електрон може відразу випустити такий самий фотон або фотон меншої енергії (і частоти). Явище розсіювання рентгенівського випромінювання електронами докладно вивчив А. Комптон.

§ 7. Ефект Комптона

У 1922 р. А. Комптон встановив, що розсіяне речовиною рентгенівське випромінювання містить крім основної хвилі, що відповідає падаючій довжині хвилі λ , ще хвилю більшої довжини $\lambda' > \lambda$. В розсіяному випромінюванні виникає компонента, зміщена в бік довгих хвиль. Величина цього зміщення $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не залежить від природи розсіюючої речовини, але залежить від кута розсіювання (кут між напрямом розсіювання і напрямом первинного пучка), і зміщення тим більше, чим більший кут розсіювання. Із збільшенням кута розсіювання збільшується інтенсивність зміщеної компоненти і зменшується інтенсивність основної. Якщо спостерігати розсіювання рентгенівського випромінювання під одним кутом, а змінювати при цьому розсіювач, то можна встановити, що інтенсивність основної компо-

ненти збільшується із збільшенням порядкового номера розсіюючої речовини. Це явище неможливо пояснити з точки зору хвильової природи світла, проте легко тлумачити, виходячи з корпускулярних уявлень про природу рентгенівського випромінювання.

У випадку зовнішнього фотоэффекту фотон при зіткненні з електроном віддає йому всю свою енергію. На цьому існування фотона закінчується. Ефект Комптона спостерігається при зіткненні фотонів із практично вільними (дуже слабо зв'язаними) електронами. При взаємодії фотона з таким електроном електрон дістає лише частину енергії фотона. При цьому електрон відскакує в бік. Такі електрони віддачі можна спостерігати за допомогою камери Вільсона. Енергія фотона при цьому зменшується, що приводить до збільшення довжини хвилі рентгенівського випромінювання. Напрямок руху фотонів також змінюється, отже, відбувається зменшення енергії фотонів і розсіювання їх.

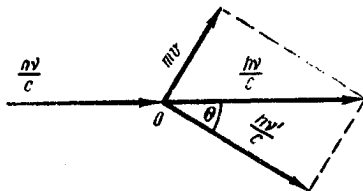


Рис. 10.5

Для кількісного пояснення ефекту Комптона припустимо, що зіткнення фотонів рентгенівського випромінювання з електронами відбувається за законами пружного зіткнення куль.

При цьому вважатимемо, що фотон «налітає» на нерухомий електрон. Виходячи із закону збереження енергії, можна записати

$$hv + m_0c^2 = hv' + mc^2, \quad (10.15)$$

де hv і hv' — відповідно енергія падаючого і розсіяного фотонів; m_0c^2 і mc^2 — повна енергія електрона відповідно до і після зіткнення; m_0 — маса спокою електрона; $m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ — маса електрона після зіткнення, коли він набув швидкості v .

За законом збереження імпульсу, вектори імпульсів падаючого і розсіяного фотонів і електрона віддачі повинні утворювати трикутник. Беручи до уваги рис. 10.5, умову збереження імпульсу можна записати так:

$$(mv)^2 = \left(\frac{hv}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h}{c}\right)^2 vv' \cos \Theta. \quad (10.16)$$

Враховуючи, що $\lambda = \frac{c}{\nu}$ і $\lambda' = \frac{c}{\nu'}$, із співвідношення (10.15) і (10.16) дістанемо вираз для зміщення довжини хвилі розсіяного рентгенівського випромінювання на електроні:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\Theta}{2} = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \Theta). \quad (10.17)$$

Величину $\frac{h}{m_0c} = 0,002426$ нм називають комптонівською довжиною хвилі. Як видно з формули (10.17), величина $h/(m_0c)$ характеризує

зміну довжини хвилі при куті розсіяння $\Theta = \pi/2$. З формули (10.17) також видно, що підтверджується експериментальний факт залежності зміщення $\Delta\lambda$ від кута розсіяння. Наприклад, $\Delta\lambda = 0$ для $\Theta = 0$, $\Delta\lambda = 0,002426$ нм для $\Theta = \pi/2$ і $\Delta\lambda = 2 \cdot 0,002426$ нм для $\Theta = \pi$.

Отже, зміщена лінія в розсіяному випромінюванні обумовлена розсіянням фотонів на вільних електронах. Практично спостереження ведеться на електронах атомів легких елементів, у яких електрони відносно рентгенівських фотонів мають невелику енергію, можуть вважатися вільними, тому на відрив їх від атома витрачається відносно невелика частина енергії фотона. Інтенсивність незміщеної лінії збільшується із збільшенням порядкового номера елемента тому, що зростає загальне число електронів у атомі, а отже, і сильно зв'язаних електронів. При цьому фотон взаємодіє вже з атомом в цілому, а оскільки маса атома порівняно з фотоном велика, то, за законом пружного зіткнення, фотон не віддає атому енергії, і, отже, довжина хвилі фотона при розсіюванні не змінюється.

Комптонівське зміщення виявляється краще для фотонів порівняно високих енергій, що відповідають рентгенівському і гамма-випромінюванню. Відносна величина зміщення $\Delta\lambda/\lambda$ для ультрафіолетового випромінювання близько 0,001 %, для рентгенівського випромінювання 10 %, для гамма-випромінювання 100 %. Сам ефект залежить від довжини хвилі, але краще виявляється для більш коротких довжин хвиль. Для видимого світла комптонівське зміщення майже не спостерігається. Ефект Комптона є блискучим доказом справедливості корпускулярної природи світла, а також законів збереження енергії й імпульсу в елементарних взаємодіях, тобто при взаємодії елементарних частинок.

§ 8. Експериментальне дослідження світлових квантових флуктуацій візуальним методом

Досліди С. І. Вавилова, про які йтиме мова, присвячені виявленню квантової структури світла. Основна властивість квантових флуктуацій світла, яка відрізняє їх від «класичних», полягає в тому, що ці флуктуації повинні спостерігатися при будь-якому стані постійного джерела світла, якщо тільки розрідження потоку досить велике.

Джерело може бути самосвітним, розсіюючим стороннє світло, розжареним або люмінесцюючим тілом. В усіх випадках повинні відбуватися квантові флуктуації, які спостерігаються при достатньому ослабленні світлового пучка. Якщо інтенсивність світла велика, то його квантова (корпускулярна) природа звичайно не проявляється досить різко. В більшості таких випадків явища відбуваються відповідно до висновків електромагнітної теорії світла. Тут можна

провести аналогію з кінетичною теорією газів. Якщо число молекул газу в системі дуже велике, то їхні властивості проявляють себе як деякі середні (колективні) величини — тиск, густина і т. д. Якщо число молекул мале, то стає помітним відхилення від середніх величин, які називають *флуктуаціями* тих чи інших величин. Флуктуації дають змогу виявити корпускулярну природу газів (і взагалі речовин).

Аналогічна картина спостерігається в світлових (і взагалі електромагнітних) процесах. Як тільки число фотонів у світловому потоці мале, стають помітними флуктуації інтенсивності, що обумовлено корпускулярною природою світла. С. І. Вавилов вважав, що флуктуації у світлових потоках, які відповідають зоровому порогу відчуття, повинні спостерігатися неозброєним оком. Він задумав і здійснив у зв'язку з цим у 1932—1941 рр. серію експериментальних робіт.

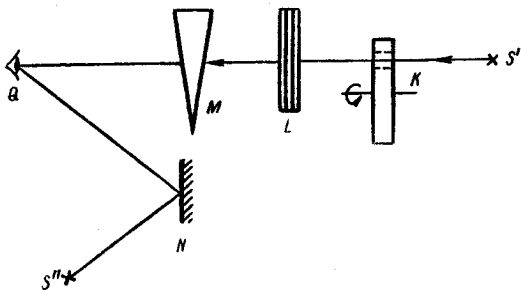


Рис. 10.6

Спостерігати квантові флуктуації в неперервному світловому потоці неможливо у зв'язку із скінченною тривалістю зорового відчуття і усереднення внаслідок цього флуктуацій. Нemoжливе також спостереження флуктуацій при великих куткових розмірах світної поверхні. Для спостереження квантових флуктуацій світла потрібно фіксувати око на допоміжному точковому джерелі.

Отже, при короткочасних спалахах, при невеликих розмірах зображення на сітківці і фіксації ока фізичні флуктуації при порогових світлових потоках обов'язково повинні спостерігатись, якщо тільки правильні квантові уявлення на природу світла. На рис. 10.6 зображено схему установки С. І. Вавилова для спостереження квантових флуктуацій. Світло від джерела S' попадало на диск K з отвором, який повільно обертався (1 оберт за 1 с), періодично пропускаючи світло протягом 0,1 с і затримуючи його 0,9 с. Потім за допомогою фільтра L виділялась зелена складова світла, і після ослаблення його інтенсивності в клині M світло потрапляло на сітківку ока Q . Від джерела S'' за допомогою дзеркала N на сітківку ока постійно направлялось червоне світло. Око весь час фіксоване на червону точку, внаслідок чого зелена точка спостерігається периферично. Опускаючи або піднімаючи на шляху світлового пучка в темряві клин, можна регулювати світловий потік поблизу порога зорового відчуття.

Спостерігач у момент, коли він бачив спалах, натискав на спеціальну кнопку, внаслідок чого на рухомій стрічці наносилася чітка мітка. На цій самій стрічці фіксувався кожний оберт диска.

Для спостережень потрібне досить тривале попереднє тренування (5—10 сеансів по одній годині). Мета цього тренування — привчити око до фіксації, до периферичного зору і разом з тим до уважності, яка потрібна для своєчасної реєстрації спостережуваних спалахів. При обертанні диска K спостерігач, фіксуючи око на червону пляму, знижує поступово яскравість зеленої плями (яка здається за цих умов безбарвною) до порогу. Із зниженням яскравості зеленої плями спостерігач помічає спочатку, що кожному проходженню отвору диска відповідає спалах, яскравість якого слабшає. Потім починається флуктуаційний режим: з незначним послабленням інтенсивності світла спалахи з'являються не при всіх, а лише при окремих проходженнях отвору. Якщо зменшувати інтенсивність світла й далі, то спалахи спостерігаються все рідше і, нарешті, так рідко, що їх вже легко пропустити. З якісного боку це явище цілком виразно підтверджує світлові квантові флуктуації.

С. І. Вавилов встановив, що поріг зорового відчуття дорівнює 105—107 фотонам, око відчуває ще 100 фотонів і не відчуває вже 97 або 93 фотони.

Як відомо, явище інтерференції світла є яскравим доказом хвильової природи світла. Інтерференція світла, яку передбачає хвильова теорія, знаходить бездоганне підтвердження в дослідах з інтенсивними пучками світла. Важливо було вивчити інтерференцію світла для гранично малих інтенсивностей, коли виявляються корпускулярні властивості. Щоб виділити когерентні пучки світла у схемі Вавилова (рис. 10.6), можна поставити за диском біпризму, яка роздвоїть один пучок світла на два незалежних. Виникає питання, як взагалі погодити корпускулярну природу світла з таким хвильовим явищем, як інтерференція світла? Спостереження флуктуацій поляризації світлового пучка Вавиловим показали, що природне світло при досить малих інтенсивностях поляризоване в кожний момент (близько $0,1$ с) по-різному, тобто існують флуктуації стану поляризації.

В результаті експериментів С. І. Вавилова прийшов до такого флуктуаційного принципу: кожний ізольований будь-яким способом світловий пучок при досить малій потужності виявляє флуктуації інтенсивності, які відбуваються самостійно і незалежно від коливань у будь-якому іншому пучку.

§ 9. Двоїста корпускулярно-хвильова природа світла

Яка ж природа світла насправді? Чи є воно електромагнітними хвилями, які випромінюються джерелом світла, чи джерело світла випромінює потік фотонів, що летять в просторі з швидкістю світла у вакуумі? На перший погляд здається, що дві точки зору на природу світла — хвильова і квантова — взаємно виключають одна одну. Деякі ознаки хвилі і частинок дійсно протилежні. Так, рухомі

частинки перебувають у певних точках простору, тоді як немає сенсу говорити про місцезнаходження в певній точці простору хвилі, що поширюється. Необхідність приписувати світлу взаємовиключаючі властивості — хвильові і корпускулярні — може справити враження недосконалості наших уявлень про природу світла, а двоїстість природи світла здається штучною. Розвиток оптики, вся сукупність оптичних явищ довели, що світло має складну двоїсту корпускулярно-хвильову природу: має одночасно і хвильові, і корпускулярні властивості. Світлу притаманні і хвильові властивості неперервних електромагнітних хвиль, і квантові властивості дискретних фотонів. Двоїста природа світла знаходить своє відображення у формулах (10.10; 10.14; 10.15), що визначають основні характеристики фотонів. Як видно з цих формул, корпускулярні характеристики фотона — енергія ϵ , імпульс p і маса m — пов'язані з хвильовою характеристикою світла — його частотою ν (або довжиною хвилі λ).

У прояві суперечливих властивостей світла спостерігається важлива закономірність. У довгохвильового випромінювання (наприклад, інфрачервоного світла) квантові властивості проявляються менше, тоді як хвильові властивості виявляються чіткішими. Якщо ж «пересуватись» вздовж шкали електромагнітних хвиль від довгих хвиль в бік більш коротких, то поступово хвильові властивості світла проявлятимуться менше, поступаючись місцем корпускулярним, які стають чіткішими. Це видно, наприклад, з аналізу випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від довжини хвилі, пояснення червоної межі фотоефекту та ін. Як було показано в цьому розділі, випромінювання абсолютно чорного тіла у випадку великих довжин хвиль можна пояснити, виходячи з класичних уявлень про неперервність процесу випромінювання, тоді як у випадку малих довжин хвиль потрібний якісно новий підхід до розуміння природи випромінювання. Наявність «червоної межі» фотоефекту суперечить класичним уявленням, її можна зрозуміти тільки з точки зору корпускулярних уявлень про природу світла. Квадрат амплітуди світлової хвилі в будь-якій точці простору є мірою ймовірності попадання фотонів у цю точку. В даному випадку хвильові і корпускулярні властивості взаємно доповнюють одна одну. Вони виявляють справжні закономірності поширення світла і його взаємодію з речовиною. Корпускулярні властивості світла обумовлені тим, що енергія, імпульс і маса випромінювання зосереджені в частинках — фотонах. Ймовірність знаходження фотонів в певних точках простору визначається хвильовими властивостями світла — амплітудою світлової хвилі.

З цього випливає, що хвильові властивості притаманні не лише сукупності великої кількості фотонів, що одночасно випромінюються. Кожний окремий фотон має хвильові властивості, які проявляються в тому, що для фотона не можна точно вказати, в яку саме точку екрана він попаде після проходження щілини. Можна говорити лише

про ймовірність попадання кожного фотона в ту або іншу точку екрана.

Отже, аналіз випромінювання абсолютно чорного тіла, явища фотоелектру, досліду Йозефа — Добронравова, ефекту Комптона, дослідів Вавилова неухильно свідчить про корпускулярну природу світла, про фізичну реальність фотона. Щоправда, корпускули світла Ейнштейна — фотони — істотно відрізняються від корпускул світла в розумінні стародавніх вчених і навіть І. Ньютона. Проте з корпускулярної точки зору не можна пояснити такі властивості світла, як інтерференція, дифракція, поляризація. Під світлом слід розуміти потік електромагнітних хвиль і разом з тим корпускул (фотонів). Крім того, фотон є корпускулою особливого роду. Основна характеристика його дискретності — властива йому порція енергії — визначається через хвильову характеристику — частоту ν ($\epsilon = h\nu$). Так у фізику вперше ввійшла зовсім незвична ідея певного внутрішнього зв'язку дискретного і неперервного, корпускули й хвилі, ідея, яку стали називати *корпускулярно-хвильовим дуалізмом*.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм, розкритий сучасною фізикою, є яскравим вираженням діалектичної суперечності єдності перервного і неперервного в будові матерії. Ця об'єктивна суперечність розкривається в процесі нашого пізнання дійсності. Категорії перервного і неперервного, деталізовані в процесі розвитку фізики за допомогою понять частинки й хвилі, кванта й відповідних їм полів, полів і відповідних їм квантів і т. д., відображають лише частково невичерпну об'єктивну реальність. Єдність цих протилежностей, що склалися в ході пізнання дійсності і постійного поглиблення цього пізнання, виражає невичерпність, складність, суперечливість реального світу.

Контрольні запитання

1. При якій умові настає промениста (теплова) рівновага? 2. Назвіть кількісні характеристики процесів випромінювання й поглинання, а також їхні одиниці. Дайте визначення цих характеристик і їхніх одиниць. 3. Сформулюйте закон Кірхгофа. 4. Яким методом визначають температуру поверхні зірок? На якому законі він базується? Сформулюйте цей закон. 5. Чому дорівнює відношення кванта енергії випромінювання до частоти цього випромінювання? 6. Виконання якої умови потрібно для виникнення зовнішнього фотоелектру? 7. Які властивості — хвильові чи корпускулярні — проявляє світло в явищі фотоелектру? 8. Сформулюйте закони фотоелектру та поясніть їх на основі квантової теорії світла. 9. Яку природу світла підтверджує дослід Йозефа та Добронравова? Поясніть його. 10. Що таке комптонівська довжина хвилі? Як її можна визначити? 11. Для чого в своїх дослідях із світлом С. І. Вавилов на сітківку ока постійно направляв крім основного червоне світло? Чому основне світло він підбирав дуже слабкої інтенсивності? 12. Як ви розумієте корпускулярно-хвильовий дуалізм світла?

ШВИДКІСТЬ ПОШИРЕННЯ СВІТЛА. ОСНОВИ СПЕЦІАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

§ 1. Експериментальне визначення швидкості світла

Світло, що йде від якогось джерела, досягає спостерігача не вмить, а через деякий час. Швидкість поширення електромагнітних хвиль дуже велика. Внаслідок цього світло проходить дуже великі відстані за надзвичайно короткі проміжки часу. Зрозуміло, що для дослідного визначення швидкості світла потрібні або відстані астрономічних масштабів, або прилади, які б давали змогу вимірювати дуже малі проміжки часу. Це було причиною того, що Г. Галілею в свій час не вдалося виміряти швидкість світла. Проте сама спроба виміряти швидкість світла свідчила про те, що Г. Галілей мав правильні уявлення про скінченність швидкості поширення світла.

При астрономічних спостереженнях будь-якого явища, що відбувається на віддаленому від нас небесному світілі, світловий сигнал про це надійде тим пізніше, чим далі знаходиться Земля від нього. Зрозуміло, що ми спостерігатимемо явище з запізненням, що дорівнює часу, за який світло проходить шлях від світила до Землі.

Якщо ми спостерігаємо будь-який періодичний процес, який відбувається у віддаленій від Землі системі, то при незмінній відстані між Землею і системою таке запізнення не впливатиме на спостережуваний період процесу. Моменти часу, що відповідають початку й кінцю періоду, визначимо з однаковими запізненнями, а різниця їх, що дорівнює періоду, залишається незмінною. Інша річ, коли за час періоду даного явища Земля віддалиться або наблизиться до фіксованої системи. У першому випадку кінець періоду буде зареєстровано з більшим запізненням, ніж початок, що при відповідному відношенні призведе до уявного збільшення періоду. В другому випадку, навпаки, кінець періоду буде зареєстровано з меншим запізненням, ніж початок, що призведе до уявного зменшення періоду. Уявна зміна періоду дорівнює в обох випадках частці від ділення різниці відстаней між Землею й системою на початку й в кінці цього періоду на швидкість світла.

Викладені міркування дають змогу зрозуміти принцип визначення швидкості світла, проведеного у 1676 р. датським астрономом Олафом Ремером (1644—1710), який для цього скористався затемненням одного із супутників Юпітера (рис. 11.1). Затемнення мають період 42 год 27 хв 33 с. При русі Землі по ділянці орбіти *MBN*, внаслідок віддалення Землі від Юпітера, повинно спостерігатись збільшення періоду; навпаки, при русі Землі по ділянці орбіти *NAM* спостережуваний період буде меншим від істинного. Проте зміна окремого періо-

ду була надто малою, щоб Ремер міг її безпосередньо помітити. Ефект виявився тільки при порівнянні результатів спостереження за півроку, причому спостереження розпочались у момент «протистояння» Землі (точка M на орбіті). За півроку спостерігалось понад 40 затемнень, а проміжок часу між першим і останнім затемненням виявився приблизно на 22 хв більшим від вирахованого теоретично. При обчисленнях було використано істинне значення періоду затемнення, визначене в точках орбіти, близьких до «протистояння», де відстань між Землею і Юпітером майже не змінюється з часом.

Цю розбіжність правильно пояснив О. Ремер. Оскільки за 6 місяців Земля перейшла з точки M у точку N , то світлу доводиться в кінці півріччя проходити шлях, більший на величину відрізка MN , що дорівнює діаметру земної орбіти. Непомітні для окремого періоду запізнення нагромаджуються і утворюють результуюче запізнення. Величина цього запізнення показує, що світло проходить відстань, яка дорівнює діаметру земної орбіти, за 22 хв. Звідси О. Ремер знайшов, що швидкість поширення світла дорівнює 225 000 км/с. Він дістав дещо занижене значення швидкості світла, оскільки неточно знайшов час запізнення. Насправді це запізнення за півроку становить 16,5 хв, що відповідає швидкості світла близько 300 000 км/с.

Внаслідок скінченності швидкості поширення світла явища, що відбуваються на Сонці, ми бачимо такими, якими вони були 8,25 хв тому. Світло від зірок досягає Землі за час від кількох років до сотень тисяч років. Тому інколи можна приймати світло, випромінене зіркою, що припинила вже своє існування кілька тисяч років тому назад.

Для вимірювання швидкості світла в земних умовах треба точно вимірювати дуже малі проміжки часу, протягом яких світло проходить порівняно невеликій відстані. Вперше таке вимірювання здійснив у 1849 р. французький фізик А. Фізо. Він використав установку, схему якої наведено на рис. 11.2. Основний елемент установки — зуб-

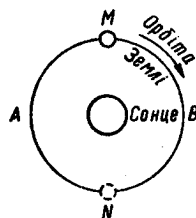
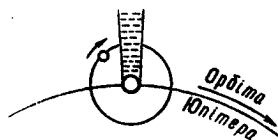


Рис. 11.1

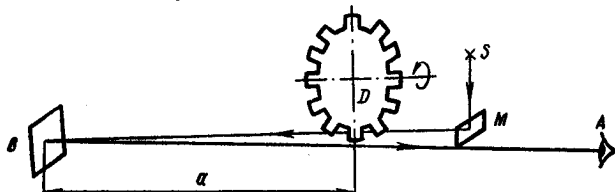


Рис. 11.2

часте колесо D , яке швидко обертається навколо своєї осі. Якщо колесо нерухоме, то світло від точкового джерела, відбившись від дзеркала M , проходить через проміжок між зубцями колеса D , відбивається від дзеркала B і йде до спостерігача A . Для проходження світлом відстані $2a$ від колеса до дзеркала B і назад потрібний час $t = 2a/c$. Якщо колесо, яке має m зубців, привести в обертання і підібрати число обертів за секунду n таким, що за час t колесо повернулось на півзубця, то світло, відбите від дзеркала B , буде затримане, і спостерігач його не побачить. Звідси можна знайти, що $t = 1/(2mn)$. Знаючи m , a і вимірюючи на досліді величину n , можна обчислити швидкість світла $c = 4mna$. В дослідах Фізо відстань $2a = 14$ км. Для швидкості світла він дістав значення 315 000 км/с.

У 1862 р. французький фізик Ж. Фуко застосував для вимірювання швидкості світла в повітрі і воді метод обертового дзеркала, ідея якого належить Д. Араго. Визначаючи швидкість світла у воді, він знайшов, що вона менша від швидкості світла в повітрі. Знайдений результат спростовує ньютонівську корпускулярну теорію світла, за якою заломлення світла можна було пояснити протилежним припущенням. Фуко знайшов для швидкості c світла в вакуумі таке значення: $c = (298\,000 \pm 500)$ км/с.

Метод обертового дзеркала істотно вдосконалив А. Майкельсон. У своєму досліді він взяв для пробігу світлового променя відстань між вершинами двох гір, що становила 35,4 км. Метод Майкельсона виявився винятково точним. Майкельсон дістав для швидкості світла в повітрі таке значення: $c = (299\,796 \pm 4)$ км/с. Пізніше він виміряв швидкість світла в розрідженому повітрі і дістав $c = (299\,774 \pm 2)$ км/с. Серію експериментів з точного визначення швидкості світла А. Майкельсон здійснив у 1878—1882 і 1924—1926 рр. В результаті численних вимірювань для швидкості світла у вакуумі нині взято значення $c = 299\,792\,458$ м/с.

Точне порівняння швидкості світла у воді і в повітрі, здійснене Майкельсоном, показало, що швидкість у воді в 1,33 раза менша, ніж у повітрі. Цей результат добре узгоджується з експериментальними даними про заломлення світла і з хвильовою теорією заломлення. Проте вимірювання швидкості світла, виконані Майкельсоном методом обертового дзеркала, дали для відношення швидкості світла у вакуумі c до швидкості світла в сірковуглєці v значення $\frac{c}{v} = 1,75$,

тоді як це саме відношення, визначене за показником заломлення, дорівнює 1,64. Цей факт дуже важливий. Пояснив виявлену суперечність англійський фізик Дж. Релей (1842—1919). Він показав, що при вимірюваннях швидкості світла методом Фуко та іншими методами визначається так звана групова швидкість світлових хвиль, тоді як за показником заломлення визначається їхня фазова швидкість.

§ 2. Фазова й групова швидкості світла

Під фазовою швидкістю розуміють швидкість поширення фази ідеально монохроматичної хвилі, тобто синусоїдальної хвилі, безмежної в просторі і в часі. Будь-яка інша хвиля не є монохроматичною. Ідеально монохроматичну хвилю здійснити не можна. Насправді ми завжди маємо справу з більш або менш складним імпульсом, що обмежений в просторі і часі. При спостереженні такого імпульсу можна відшукати властиву для нього точку, переміщення якої характеризуватиме поширення імпульсу. Такою точкою може бути точка максимальної напруженості електричного або магнітного полів, що складають електромагнітний імпульс. Спостереження за оберненою точкою дає змогу робити висновок про поширення імпульсу лише тоді, коли форма імпульсу при цьому зберігається або змінюється дуже повільно. Будь-який імпульс можна подати як суму великого числа близьких за частотою монохроматичних хвиль. Якщо всі ці монохроматичні хвилі поширюються з однаковою фазовою швидкістю (в середовищі немає дисперсії), то з такою самою швидкістю переміщується і сам імпульс як ціле, зберігаючи свою форму незмінною. Проте для всіх середовищ, крім вакууму, характерна дисперсія, і, отже, монохроматичні хвилі різної довжини поширюються в них з різними фазовими швидкостями. Це призводить до деформації імпульсу, і питання про швидкість поширення імпульсу ускладнюється. Коли дисперсія незначна, деформація імпульсу відбувається повільно, і можна вести спостереження за місцем максимального зміщення. Проте при цьому швидкість переміщення імпульсу відрізнятиметься від фазових швидкостей складових його монохроматичних хвиль. За пропозицією Дж. Релея швидкість переміщення імпульсу (груп хвиль) називають груповою швидкістю. Групова швидкість є швидкістю переміщення амплітуди, а отже, і енергії, яку переносить рухомий імпульс.

Між груповою швидкістю u і фазовою швидкістю v , яка визначається відношенням λ/T (λ — довжина хвилі, T — період коливальності), існує такий зв'язок:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (11.1)$$

Співвідношення (11.1) називають *формулою Релея*. Якщо для середовища $\frac{dv}{d\lambda} > 0$, то має місце нормальна дисперсія. Тоді $u < v$, тобто групова швидкість u менша від фазової швидкості v . Коли ж $\frac{dv}{d\lambda} < 0$, то середовищу властива аномальна дисперсія, і $u > v$, тобто групова швидкість більша за фазову. В усіх випадках вимірювання швидкості світла мають справу з переривчастими сигналами скінченної тривалості і, отже, визначають групову швидкість. Для вакууму $\frac{dv}{d\lambda} = 0$,

тобто дисперсії немає, а групова і фазова швидкості однакові. Для речовини з $n > 1$ $\frac{dv}{d\lambda} \neq 0$ і $u \neq v$.

У дослідах А. Майкельсона у випадку води і у випадку сірковуглецю вимірювалось відношення групових швидкостей. Але для води $\frac{dv}{d\lambda}$ настільки мала величина, що практично $u = v$, і тому $\frac{c}{u} \approx \frac{c}{v} = n$. Для сірковуглецю величина $\frac{dv}{d\lambda}$ значна, і тому другим членом у співвідношенні (11.1) знехтувати не можна, тоді $u < v$ і $\frac{c}{u} > \frac{c}{v} = n$, що спостерігав Майкельсон.

§ 3. Дослід Майкельсона

Описуючи досліди з визначення швидкості світла, ми абстрагувались від того, що Земля, на якій виконуються ці досліди, рухається у світовому просторі з швидкістю $v = 30$ км/с. Щоправда, в цих дослідах спостерігач і джерело світла нерухомі один відносно одного, але якщо вважати, що Земля рухається відносно нерухомого ефіру, в якому поширюються світлові хвилі, то слід чекати впливу цього руху на результати спостережень.

А. Майкельсон за допомогою винайденого ним інтерферометра зробив спробу виявити абсолютний рух Землі, вимірюючи швидкість поширення світла у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Ідею таких вимірювань висловив Дж. Максвелл. Перший дослід Майкельсон виконав у 1881 р., а в 1887 р. він разом з Морлі повторив його з більшою точністю. На рис. 11.3 зображено схему досліду Майкельсона. Промінь світла, що виходить із джерела S , падає на півпрозору пластинку K , розміщену під кутом 45° . Половина світлового потоку

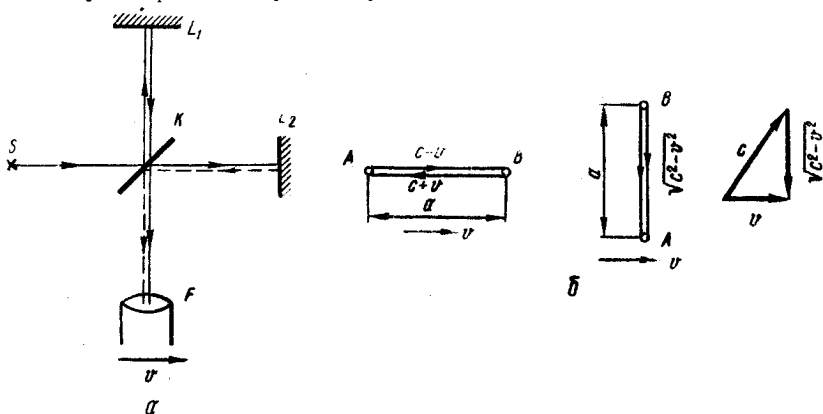


Рис. 11.3

відбивається в напрямі до дзеркала L_1 , друга половина проходить через пластинку до дзеркала L_2 . Дзеркала відбивають світлові промені назад, вони знову попадають на пластинку K , причому світло, відбите від L_1 , проходить через пластинку і попадає в реєструючий інтерферометр F ; світло, відбите від L_2 , відбивається від пластинки K і теж попадає в реєструючий прилад (для наочності дещо зміщено прямі й зворотні промені на рис. 11.3, а). Отже, в реєструючий прилад попадатимуть два світлових промені, які від джерела S до пластинки K йшли в однакових умовах, а потім один з них пройшов шлях KL_1KF , а другий — шлях KL_2KF . Якщо прилад рухається разом з Землею в напрямі, вказаному стрілкою, то умови поширення променів відповідатимуть двом випадкам, зображеним схематично за допомогою відрізка AB на рис. 11.3, б. Відстані KL_1 і KL_2 однакові і дорівнюють a . Позначимо через c швидкість світла відносно нерухомого ефіру. Далі потрібно врахувати, що внаслідок руху Землі за законами механіки Ньютона швидкість світла відносно Землі не дорівнюватиме c . Якщо напрям поширення світлового променя збігається з напрямом руху Землі, то ця швидкість дорівнюватиме $c - v$, якщо світло й Земля рухаються в протилежних напрямках, то вона становить $c + v$, де v — швидкість Землі відносно ефіру. На рис. 11.3, б зображено випадок, коли світло поширюється паралельно напрямку руху Землі. Тоді від A до B промінь поширюється з відносною швидкістю $c - v$, а в зворотному напрямі — з швидкістю $c + v$. Отже, відстань від B до A промінь пройде за час $\frac{a}{c + v}$, а від A до B — за час $\frac{a}{c - v}$. Повний час t_1 визначається так:

$$t_1 = \frac{a}{c + v} + \frac{a}{c - v} = \frac{2ac}{c^2 - v^2} = \frac{2a}{c} \frac{1}{1 - v^2/c^2}, \quad (11.2)$$

або з точністю до четвертого порядку малості величини v/c можна записати

$$t_1 = \frac{2a}{c} (1 + v^2/c^2). \quad (11.3)$$

Множник $(1 + v^2/c^2)$ враховує рух Землі. Зазначимо, що він мало відрізняється від одиниці, оскільки $\frac{v^2}{c^2} = 10^{-8}$.

Розглянемо тепер другий випадок, зображений на рис. 11.3, б, коли світло поширюється перпендикулярно до напрямку руху Землі. Швидкість світла відносно Землі в цьому випадку дорівнюватиме $\sqrt{c^2 - v^2}$ і в прямому (від A до B), і в зворотному (від B до A) напрямках. Напрямок швидкості c відносно v визначається тим, що за час проходження світлового сигналу від A до B сама точка B зміщується вправо (аналогічно буде при зворотному шляху від B до A).

Повний час поширення світла визначиться так:

$$t_2 = \frac{2a}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2a}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (11.4)$$

Враховуючи, що v/c — мала величина, вираз $(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ розкладемо в ряд по степенях v/c . Обмежуючись двома членами розкладу, дістанемо

$$t_2 = \frac{2a}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right). \quad (11.5)$$

З формул (11.3) і (11.5) знайдемо різницю часів

$$t_1 - t_2 = \frac{a}{c} \frac{v^2}{c^2}. \quad (11.6)$$

Таким чином, визначення різниці часів t_1 і t_2 при двох взаємно перпендикулярних напрямках поширення світла дасть змогу визначити швидкість руху Землі відносно ефіру. В формулу (11.6) входить квадрат відношення шуканої швидкості до швидкості світла, а це означає, що йдеться про встановлення ефектів другого порядку малості. Хоч сам Майкельсон визначив швидкість світла з точністю до 1 км/с, тобто наближено з точністю до 0,000003 вимірюваної величини, вона була недостатня для виявлення ефектів другого порядку, що відповідають одній стомільйонній частині вимірюваної величини. А. Майкельсону вдалося уникнути цих труднощів, використавши хвильові властивості світла. Спостерігаючи інтерференцію першого й другого променів, він зумів визначити запізнення цих коливань з точністю до 0,01 періоду. Оцінимо відносно запізнення променів за формулою (11.6). Для збільшення ефекту Майкельсон повертав установку на 90° , тоді співвідношення між променями змінювалось на протилежне. Отже, якщо раніше запізнення дорівнювало $\frac{a}{c} \frac{v^2}{c^2}$, то тепер воно було $-\frac{a}{c} \frac{v^2}{c^2}$, а повне запізнення дорівнюватиме

$$\tau = \frac{a}{c} \frac{v^2}{c^2} - \left(-\frac{a}{c} \frac{v^2}{c^2} \right) = \frac{2a}{c} \frac{v^2}{c^2}. \quad (11.7)$$

У приладі Майкельсона внаслідок використання багатократних відбивань відстань a дорівнювала 5,5 м (весь прилад розміщувався на плиті $1,5 \times 1,5$ м). Отже, за розрахунками за формулою (11.7) запізнення повинно дорівнювати $0,4 \cdot 10^{-15}$ с. Оскільки період світлових коливань для видимих променів близько 10^{-15} с, то вказане запізнення відповідає 0,4 періоду, тобто становить значну частку періоду. Майкельсон міг виявити за допомогою свого інтерферометра навіть $1/40$ частину досліджуваного ефекту, незважаючи на порівняно малу відстань a . Проте результат дослідів виявився негативним.

Ніякого запізнення одного променя відносно другого не було виявлено. Оскільки очікуваний ефект пропорційний квадрату швидкості Землі, звідси випливає, що швидкість Землі відносно ефіру завжди менша $\sqrt{1/40}$, тобто $1/6$ від орбітальної швидкості Землі. Наступні досліді лише уточнили цей результат, знизивши верхню межу для швидкості Землі відносно ефіру, або, що те саме, швидкості «ефірного вітру» відносно Землі до величини меншої за $1/30$ орбітальної швидкості Землі.

§ 4. Висновки з досліді Майкельсона

Негативний результат досліді Майкельсона поставив фізиків у дуже скрутне становище. Цей результат суперечив теорії нерухомого ефіру.

В. Рітц спробував пояснити негативний результат досліді Майкельсона. Він висунув так звану балістичну гіпотезу, згідно з якою до швидкості світлового променя, випущеного рухомим джерелом, додається швидкість самого джерела, так як і до швидкості снаряда, випущеного крейсером, додається швидкість самого крейсера. Ця гіпотеза справді пояснювала добутий нульовий результат. Проте гіпотеза Рітца була відкинута як така, що суперечить хвильовій теорії світла, бо швидкість поширення будь-якої хвилі не залежить від швидкості її джерела. У хвилі, як і в будь-якому неперервному процесі, все визначається нескінченно близькими точками, а не джерелом. В 1913 р. астроному де Сіттеру вдалось прямими спостереженнями за подвійними зірками довести неправильність гіпотези Рітца.

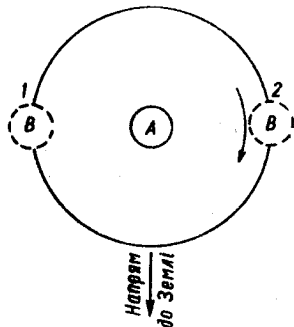


Рис. 11.4

Уявімо собі (рис. 11.4), що зірка B обертається навколо зірки A за стрілкою годинника. В положенні 1 швидкість напрямленого на Землю світла повинна бути меншою на швидкість зірки, а в положенні 2 швидкість зірки додаватиметься до швидкості світла. І хоч зірки рухаються порівняно з світлом надзвичайно повільно, все ж цієї різниці швидкостей досить, щоб протягом своєї довгої мандрівки «швидке» світло догнало й перегнало «повільне» раніше, ніж вони попадуть на Землю в об'єктив телескопа. Неважко собі уявити, що тоді повинен бачити в телескоп астроном. Якщо обидва промені дійдуть до нього одночасно, він замість подвійної зірки побачить потрійну, оскільки, крім центрального світила, свій сигнал пошле йому й супутник, причому відразу з двох різних місць.

Тобто «швидке» світло дожене «повільне» до досягнення Землі, і спостерігач побачив би зірку-супутника в положенні 2 раніше, ніж в положенні 1. Проте ніяких зіркових «привидів» на небі ніхто ніколи не бачив, хоч за точними розрахунками, якщо виходити з балістичної гіпотези Рітца, вони обов'язково мали б спостерігатись. Отже, треба визнати, що гіпотеза «крейсера і снаряда» для світла суперечить досліду і повинна бути відкинута.

Перший крок на шляху до правильного розв'язання суперечностей у зв'язку з негативним результатом досліду Майкельсона зробив Х. Лоренц, який розробив теорію оптичних явищ рухомих тіл. Він допустив, що рухомі тіла стискаються в напрямі руху, причому саме так, що дослід Майкельсона повинен дати негативний результат. Із порівняння формул (11.2) і (11.4) виходить, що плече KL_2 потрібно скоротити в $\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз, тоді t_1 дорівнюватиме t_2 , а різниця їх $t_1 - t_2 = 0$, що й відповідає результату досліду Майкельсона. Незалежно від Лоренца таку саму гіпотезу висловив Дж. Фітцджеральд, тому цей ефект називається лоренц-фітцджеральдовим скороченням.

Якщо лінійні розміри тіла в стані спокою l_0 , а розміри рухомого тіла l , то за Лоренцом — Фітцджеральдом

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (11.8)$$

де $\beta = v/c$. Така гіпотеза «рятувала» ефір і пояснювала нульовий результат експерименту Майкельсона. Але оскільки лоренц-фітцджеральдовому скороченню повинні підлягати однаковою мірою всі тіла в рухомій системі, то це скорочення неможливо виявити звичайними вимірюваннями довжини. Звичайне вимірювання довжини полягає в порівнянні твердого стержня одиничної довжини з вимірюваною відстанню. Оскільки під час руху і одиниця довжини, і вимірювана відстань скоротяться в однакове число разів, відношення між ними збережеться.

Остаточну відповідь на питання про скорочення тіл в напрямі руху при великих швидкостях дав А. Ейнштейн, створивши спеціальну теорію відносності. Негативний результат досліду Майкельсона став основою для створення цієї теорії. Ейнштейн говорив Майкельсону так: «Ви відкрили фізикам нові шляхи і своїми чудовими експериментами проклали дорогу для теорії відносності. Ви виявили помилки ефірної теорії світла і стимулювали ідеї Лоренца і Фітцджеральда, з яких розвинулась спеціальна теорія відносності. Без вашої роботи ця теорія була б і нині лише цікавим допущенням; вона дістала перше реальне підтвердження у ваших дослідах»*.

* Дюфф Б. Майкельсон і швидкість світла.— М.: Изд-во иностр. лит., 1963.— С. 144—145.

§ 5. Перетворення Лоренца

Розвиваючи свою гіпотезу, Лоренц показав, що для подолання суперечностей, які виникли при поясненні досліду Майкельсона та інших, треба ввести нові рівняння для перетворення координат при переході від системи координат, що перебуває в стані спокою, до системи координат, яка рухається рівномірно і прямолінійно відносно першої. До цього фізики користувались перетвореннями координат Галілея (2.1), із яких випливає, що у всіх системах відліку, які рухаються рівномірно і прямолінійно одна відносно одної, час проходить однаково, а тіла зберігають свої розміри сталими.

Розглянемо дві системи відліку K і K' (рис. 11.5), просторові координати яких є прямокутними, декартовими. Позначимо їх відповідно через x, y, z і x', y', z' . Нехай система відліку K' рухається

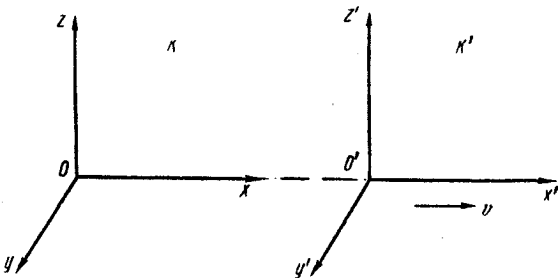


Рис. 11.5

відносно системи K прямолінійно і рівномірно вздовж координати x із швидкістю v . Координатні осі x і x' збігаються за напрямом, осі y, z і y', z' відповідно паралельні. У момент часу $t = t' = 0$ початок координат у обох системах відліку збігається. Лоренц користувався не тривимірним, а чотиривимірним простором Мінковського. Просторових координат три, четверта — часова, якісно відмінна від просторових. Об'єднання чотирьох координат події в один комплекс зовсім не означає прагнення стерти будь-яку відмінність між простором і часом. У просторі, наприклад, можна рухатись назад і вперед, але ніяка теорія, в тому числі і теорія відносності, не дає можливості побудувати «машину часу», на якій можна було б відправитись в минуле.

Виявляється, що при згаданих вище умовах координати тієї самої події в обох системах пов'язані такими формулами:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (11.9)$$

Ці формули дають змогу визначити координати x', y', z', t' деякої події в системі K' , якщо відомі її координати в системі K . Зворотний перехід від системи K до системи K' визначається такими

формулами:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad y = y', \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{vx'}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (11.10)^*$$

Формули (11.9) і (11.10) називаються перетвореннями Лоренца, оскільки їх вперше вивів Лоренц. До речі, відомі рівняння Максвелла, не інваріантні перетворенням Галілея, виявилися інваріантними перетворенням Лоренца. Розглядаючи ці формули, насамперед помічаємо, що координати y , z не змінюються; це відповідає відсутності поперечного лоренцового скорочення. Формули перетворень симетричні, лише швидкість v замінена на $-v$. Це звичайно відповідає рівноправності всіх систем відліку. Основним є те, що змінюється не лише просторова координата x , а й час t . Це означає відносність не тільки просторових координат, а й часу. Як зазначалося вже в ньютонівській механіці, час не змінювався при переході від однієї системи координат до іншої: $t = t'$. Неважко помітити, що коли швидкість v відносного руху систем відліку мала порівняно з швидкістю світла c , перетворення Лоренца переходять у перетворення Галілея. Це означає, що релятивістська механіка не відкидає класичну. Остання є граничним випадком релятивістської механіки, коли $v \ll c$.

§ 6. Висновки з перетворень Лоренца

Слід підкреслити, що у формули перетворень Лоренца (11.9) і (11.10) входять не довжини відрізків і не проміжки часу, а координати окремих подій. Наприклад, час t відлічується за годинником, який перебуває в стані спокою в системі K , а час t' — за годинником, що не рухається в системі K' . Із перетворень Лоренца випливає ряд незвичайних з погляду класичної механіки висновків.

1). **Відносність одночасності.** У класичній фізиці проміжок часу між будь-якими двома подіями не залежить від системи відліку. Це знайшло своє відображення в перетвореннях Галілея для часу: $t = t'$. Тоді проміжок часу

$$\tau = t_2 - t_1 = t'_2 - t'_1 = \tau',$$

де t_1 і t'_1 — моменти часу, що відповідають здійсненню першої (t_1 і t'_1) і другої (t_2 і t'_2) подій, виміряних відповідно в нерухомій і рухомій інерціальних системах відліку. Якщо $\tau = \tau'$, то дві події одночасні в деякій інерціальній системі відліку ($\tau = 0$), мають бути одночасними і в усіх інших інерціальних системах відліку ($\tau' = 0$). Отже, виходячи з перетворень Галілея, одночасність абсолютна. З перетворень Лоренца випливає відносність одночасності: події, одночасні в одній інерціальній системі відліку, не обов'язково є одночасними в інших інерціальних системах, які рухаються відносно першої.

Справді, нехай у системі K дві події сталися в момент часу t_1 і t_2 , а місце їх визначається координатами x_1 і x_2 . У системі K' цим подіям відповідатимуть моменти t'_1 і t'_2 і координати x'_1 і x'_2 . Припустимо, що в системі K події відбуваються одночасно, тобто $t_1 = t_2 = t$. Тоді, виходячи з перетворень Лоренца (11.9), можна записати

$$\begin{aligned} x'_1 &= \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & x'_2 &= \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\ t'_1 &= \frac{t - \frac{vx_1}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & t'_2 &= \frac{t - \frac{vx_2}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \end{aligned} \quad (11.11)$$

Із формул (11.11) випливає, що коли одночасні події в системі K відбуваються в одній точці простору ($x_1 = x_2$), вони збігатимуться в просторі ($x'_1 = x'_2$) і часі ($t'_1 = t'_2$) також і в системі K' , і в будь-якій іншій інерціальній системі, яка рухається відносно системи K . Проте якщо одночасні події в системі K просторово розділені ($x_1 \neq x_2$), то в системі K' вони не одночасні ($t'_1 \neq t'_2$) і разом з тим просторово розділені ($x'_1 \neq x'_2$).

2). **Сповільнення часу.** Розглянемо процес, що відбувається в точці з координатою x' , нерухомій відносно системи K' . Позначимо тривалість цієї події за годинником системи K' через τ' , причому $\tau' = t'_2 - t'_1$, де індекси 1 і 2 відповідають початку і кінцю процесу. Визначимо тривалість події $\tau = t_2 - t_1$ в системі K . Відповідно до формул перетворення Лоренца (11.10) можна записати:

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{t'_1 + \frac{vx'}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & t_2 &= \frac{t'_2 + \frac{vx'}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \\ \tau &= \frac{\tau'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \end{aligned} \quad (11.12)$$

Отже, тривалість події, що відбувається в певній точці, мінімальна в тій інерціальній системі відліку, відносно якої ця точка є нерухомою. Одержаний результат можна сформулювати інакше, а саме: годинник, який рухається відносно інерціальної системи відліку, йде повільніше від годинника, що перебуває в стані спокою. Томуплинність часу в рухомій системі повільніша, ніж у нерухомій. Із співвідношення (11.12) видно, що сповільнення ходу годинника стає істотним лише при швидкостях v , що наближаються до швидкості світла у вакуумі. Релятивістський ефект сповільнення плинності часу блискуче підтвердився в дослідах з μ -мезонами — нестабільними елементарними частинками, що входять до складу космічного випромінювання. Середній час життя нерухомого μ -мезона становить близько $2 \cdot 10^{-6}$ с. Здавалося б, що рухаючись навіть із швидкістю

світла, μ -мезони можуть пройти шлях близько 600 м. Проте, як свідчать спостереження, μ -мезони виникають у космічному випромінюванні на висоті 20—30 км і багато з них досягає поверхні Землі. Це пояснюється тим, що $2 \cdot 10^{-6} c$ — власний час життя μ -мезона — час, виміряний за годинником, який би рухався разом з ним. Час, відрахований за годинником експериментатора на Землі, відповідно до співвідношення (11.12), набагато більший.

3). Формула лоренцового скорочення. Розглянемо стержень, розташований вздовж осі x , який перебуває в стані спокою відносно системи K' . Тоді відносно системи K цей стержень рухатиметься з швидкістю v . Порівняємо довжини стержня в системах K і K' . У системі K' , відносно якої стержень перебуває в стані спокою, визначення довжини стержня зводиться до визначення координат x'_1 і x'_2 його кінців. Довжина стержня в системі K' є $l' = x'_2 - x'_1$.

У системі K , відносно якої стержень рухається, справа ускладнюється тим, що треба визначити одночасно координати кінців стержня x_1 і x_2 . Тоді $l = x_2 - x_1$. Відповідно до формул перетворень Лоренца (11.9) маємо

$$x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Звідси

$$l = l' \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (11.13)$$

Отже, в системі K , відносно якої стержень рухається, довжина його менша, ніж у системі K' , відносно якої стержень перебуває в стані спокою. Співвідношення (11.13) називають *формулою лоренцового скорочення*. Слід зауважити, що формули перетворень Лоренца втрачають свій зміст, коли $v = c$, оскільки тоді в знаменнику з'являються нулі, а ділення на нуль, як відомо, неможливе. Це означає, що ніякі дві системи відліку не можуть мати відносну швидкість, яка дорівнювала б швидкості світла. Цей результат впливає також із формули лоренцового скорочення: тіло, що рухалося б із швидкістю світла, мало б поздовжні розміри, які дорівнювали б нулю.

4). Закон додавання швидкостей. У класичній механіці, як відомо, швидкість тіла просто додається до швидкості системи відліку. Розглянемо це питання в релятивістській механіці і обмежимося одним вимірним випадком. Нехай у двох системах відліку K і K' вивчається рух тіла, яке переміщується прямолінійно і рівномірно паралельно осям x і x' обох систем відліку (див. рис. 11.5). Нехай швидкість тіла, визначена в системі K , є u , а швидкість того самого тіла, визначена в системі K' , — u' . Швидкість системи K' відносно системи K позначимо через v . Внаслідок руху тіла його координати в системах K і K' змінюються. Початкове положення тіла в системі K

визначається координатами x_1, t_1 , кінцеве — x_2, t_2 . В системі K' координати тіла відповідно дорівнюватимуть x'_1, t'_1 і x'_2, t'_2 . Швидкість тіла визначається відношенням пройденого тілом шляху до відповідного проміжку часу. Тому для знаходження швидкості тіла в обох системах відліку треба різницю просторових координат обох подій поділити на різницю часових координат:

$$u = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}; \quad u' = \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}. \quad (11.14)$$

Із формул перетворень Лоренца дістаємо

$$x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1 + v(t'_2 - t'_1)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad (11.15)$$

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1 + \frac{v}{c^2}(x'_2 - x'_1)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (11.16)$$

Поділимо першу рівність на другу:

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{(x'_2 - x'_1) + v(t'_2 - t'_1)}{(t'_2 - t'_1) + \frac{v}{c^2}(x'_2 - x'_1)} = \frac{\frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1} + v}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}}. \quad (11.17)$$

Отже, дістанемо релятивістську формулу додавання швидкостей

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}}. \quad (11.18)$$

Розглянемо мислений експеримент. Нехай ракета рухається з швидкістю світла ($u' = c$) відносно системи K' , а сама система K' також рухається з швидкістю $v = c$. Якою буде швидкість ракети відносно нерухомої системи K ? Щоб відповісти на поставлене запитання, скористаємось релятивістським законом додавання швидкостей (11.18):

$$u = \frac{c + v}{1 + \frac{cv}{c^2}} = c. \quad (11.19)$$

Цей результат пояснює і дослід Майкельсона. Один з основних висновків спеціальної теорії відносності полягає в тому, що жодне тіло не може рухатись із швидкістю, більшою за швидкість світла у вакуумі. Справді, якщо швидкість тіла наближається до швидкості світла, то його об'єм внаслідок лоренцового скорочення (11.13) прагнучиме до нуля, маса — до нескінченності.

Слід звернути увагу, що однаковою в усіх системах є лише швидкість світла у вакуумі. Швидкість світла в речовині в різних системах відліку різна. Значення $\frac{c}{n}$ вона має в системі відліку, що пов'язана з середовищем, в якому поширюється світло. Якщо $v \ll c$, то формула (11.18) переходить у формулу додавання швидкостей класичної механіки.

§ 7. Основні положення спеціальної теорії відносності

Наприкінці ХІХ ст. фізикам здавалось, що наступні дослідження тільки доповнюватимуть наші знання, а фундаментальних змін не повинно бути. Вся ця струнка й непорушна зовні «споруда» тепер називається класичною фізикою. Загальну гармонію фізики порушували лише окремі факти. Таким був, наприклад, результат досліджу Майкельсона. Пояснити його за допомогою уявлень класичної фізики не вдалось. Найкраще пояснив цей дослід Х. Лоренц за допомогою гіпотези скорочення тіл. Теорія Лоренца не лише пояснила результати досліджу Майкельсона, а й за своєю формальною математичною структурою дуже нагадувала теорію Ейнштейна. Ще ближче до теорії відносності були ідеї видатного французького математика А. Пуанкаре. Проте теорію відносності створив Ейнштейн (а не Пуанкаре або Лоренц), бо він глибше розібрався в суті явищ.

Будь-яка фізична теорія насамперед визначається не математичним апаратом, а фізичним її змістом. Головним напрямом досліджень Х. Лоренца й А. Пуанкаре було пристосування класичної фізики до нових фактів з метою рятування ефіру. Гіпотеза скорочення була вільним припущенням, яке ніяк не можна було обґрунтувати в межах класичної фізики.

А. Ейнштейн мав зовсім іншу мету. Він не пристосовував стару теорію, а створив якісно нову, яка зуміла пояснити всі нові факти, відкинувши ефір. Основні положення спеціальної теорії відносності А. Ейнштейн виклав у своїй статті «До електродинаміки рухомих тіл» (1905 р.).

Створена Ейнштейном спеціальна теорія відносності спирається на два дослідні факти: принцип відносності та сталість швидкості світла.

Принцип відносності — головний постулат теорії Ейнштейна — формулюється так: *в інерціальних системах відліку всі фізичні явища відбуваються однаково. Іншими словами, всі фізичні закони в цих системах однакові.* Отже, принцип відносності поширюється на всі фізичні процеси, в тому числі і на електромагнітні.

Проте теорія відносності базується не тільки на принципі відносності. Є ще другий постулат: *швидкість світла в вакуумі однакова в усіх інерціальних системах відліку і не залежить від напрямку його*

поширення, а також від напрямку і швидкості руху джерела і приймача.

На відміну від своїх попередників Ейнштейн вбачав у негативно-му результаті дослідів Майкельсона не випадкові труднощі, які потребували того чи іншого настільки ж випадкового пояснення, а прояв деякого загального закону природи. Він полягав у тому, що неможливо виявити прямолінійний і рівномірний рух лабораторії відносно ефіру (абсолютного простору) не тільки механічними, а й оптичними методами. Узагальнюючи цей результат, він висунув гіпотезу, яка є розширенням принципу відносності Галілея і називається *принципом відносності Ейнштейна*.

Принцип відносності Ейнштейна є таким самим вірогідним науковим фактом, як і твердження про атомістичну структуру речовини або закон збереження енергії. У зв'язку з цим будь-яка ідея створення фізичного приладу (механічного, оптичного і т. п.) для виявлення абсолютного руху системи повинна бути безумовно відкинута, як і ідея вічного двигуна.

Зрозуміло, що принцип відносності робить зовсім надуманою і безпредметною гіпотезу абсолютного простору. Якщо в усіх лабораторіях, що рухаються одна відносно одної рівномірно і прямолінійно, всі фізичні явища відбуваються однаково, то не можна дати перевагу жодній з них. Одночасно виявляються зайвими поняття абсолютного спокою і абсолютного руху. Будь-який рух відносний і варто говорити лише про рух одного тіла відносно іншого.

Гіпотеза ефіру, як неперервного пружного середовища, внутрішньо суперечлива. Справді, якщо справедливий принцип відносності Ейнштейна і фізичні явища відбуваються однаково в усіх інерціальних системах, то в жодній з цих систем не повинен виявлятися «ефірний вітер». Це означало б, що ефір повинен знаходитись в стані спокою відносно будь-якої з цих лабораторій, що явно безглуздо. Отже, принцип відносності Ейнштейна не сумісний з гіпотезою про існування ефіру.

Оскільки принцип відносності Ейнштейна витісняє з фізики те гіпотетичне пружне середовище, в якому згідно з хвильовою теорією поширюються електромагнітні (зокрема, світлові) хвилі, то перед фізиками знову виникло питання про природу світла, яке здавалось остаточно розв'язаним. Відповідь на нього дав Ейнштейн, створивши у 1905 р. основи квантової теорії світла.

§ 8. Динаміка спеціальної теорії відносності

Досі ми розглядали винятково просторово-часові співвідношення, кінематику теорії відносності. Тепер ознайомимося з релятивістською динамікою.

Мірою взаємодії одного тіла з іншим є сила. Маса тіла вводиться як індивідуальна стала характеристика, що вимірюється інертністю тіла. Важливим етапом у розвитку механіки стало введення більш абстрактних понять: імпульсу ($\vec{p} = m\vec{v}$) і кінетичної енергії тіла ($E^* = mv^2/2$).

Імпульс і кінетична енергія є дві різні міри руху. Кінетична енергія, як величина скалярна, характеризує рух тільки з кількісного боку, імпульс, як величина векторна, вказує і напрям руху. В основі класичної динаміки лежить другий закон Ньютона, який стверджує, що зміна імпульсу пропорційна діючій силі і відбувається в напрямі дії сили:

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (11.20)$$

До того ж, як стверджує дослід, перехід від системи K до системи K' , що рухається відносно системи K із сталою швидкістю v в напрямі осі x (див. рис. 11.5), супроводжується зміною компонентів сили за такими формулами:

$$F'_x = F_x; \quad F'_y = \frac{F_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}}; \quad F'_z = \frac{F_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (11.21)$$

Незбереження сили при переході від однієї інерціальної системи до іншої обумовлене тим, що довжини відрізків у напрямі руху і проміжки часу, від яких залежать сили, змінюються.

А. Ейнштейн показав, що другий закон Ньютона (11.20) інваріантний перетворенням Лоренца, якщо імпульс тіла в інерціальної системі відліку визначити так:

$$\vec{p} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (11.22)$$

де \vec{v} — швидкість тіла в обраній системі відліку; m_0 — маса тіла в системі відліку, відносно якої воно знаходиться в стані спокою (маса спокою); c — швидкість світла у вакуумі; $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ — релятивістська маса.

Отже, другий закон Ньютона в релятивістській формі має такий вигляд:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right). \quad (11.23)$$

Таким чином, в релятивістській області між імпульсом тіла і швидкістю вже немає прямої пропорційної залежності, а існує більш складна залежність, яка виражається формулою (11.22).

§ 9. Закон взаємозв'язку маси і енергії

Нехай на вільне тіло з масою спокою m_0 діє сила F . Елементарна робота, яку виконує сила, переміщуючи тіло на відстань dl , становитиме $dA = Fdl$. Після перетворень дістанемо

$$A = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + G, \quad (11.24)$$

де $\beta = \frac{v}{c}$; v — швидкість тіла; G — стала інтегрування. Оскільки $m_0 = \text{const}$, робота A йде виключно на надання тілу кінетичної енергії:

$$A = E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + G. \quad (11.25)$$

Сталу G визначимо з умови, що при $v = 0$ кінетична енергія тіла також дорівнюватиме нулю ($E_k = 0$). Із співвідношення (11.25) дістанемо $G = -m_0 c^2$. Тоді формула для кінетичної енергії набуває вигляду

$$E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2$$

або

$$E_k = mc^2 - m_0 c^2.$$

Кінетична енергія являє собою різницю енергій, які тіло має в стані руху і в стані спокою. В якому б стані тіло не перебувало, його повна релятивістська енергія становитиме

$$E = m_0 c^2 + E_k = mc^2. \quad (11.26)$$

Співвідношення (11.26) називають *формулою Ейнштейна*. Вона виражає один з найзагальніших законів природи — закон взаємозв'язку (пропорційності) маси і енергії: *повна енергія системи дорівнює добутку її повної релятивістської маси на квадрат швидкості світла у вакуумі*. Повну енергію $E_0 = m_0 c^2$ тіла, нерухомого відносно системи відліку, називають енергією спокою цього тіла. Справедливість закону взаємозв'язку маси і енергії підтверджують численні експерименти в ядерній фізиці.

Із співвідношення (11.26) випливає, що будь-якому матеріальному об'єкту властиві маса і пропорційна їй енергія. Так, світлові хвилі, що несуть енергію E і не мають маси спокою, мають електромагнітну масу, що дорівнює E/c^2 . А якщо світло має масу, то під впливом сили тяжіння воно повинно притягуватись тілами великих мас. Таке викривлення світлового променя в напрямі Сонця призводить до помітного зміщення уявного положення зірок, які спостерігають поблизу Сонця під час затемнення. Яскравим підтвердженням наяв-

ності маси світла є експеримент П. М. Лебедева з визначення тиску світла, з якого випливає пропорційність між масою і енергією.

Закон пропорційності зв'яже дві фундаментальні властивості будь-яких матеріальних об'єктів — масу і енергію, які раніше уявлялись як незалежні одна від одної.

§ 10. Філософський аналіз взаємозв'язку маси і енергії

Ньютонівська трактовка маси як кількості матерії була наслідком механічного розуміння матерії. Вважалось, що матерія складається з абсолютно твердих, неподільних атомів, які уособлюють собою поняття тілесної субстанції. При цьому логічно було стверджувати, що чим більше атомів в одиниці об'єму тіла, тим більше в ньому «кількості матерії», тобто маси. Визначення маси як міри інертності і міри гравітації виявлялись ніби дублюючими.

У сучасній фізиці ситуація докорінно змінилась: визначення маси як «кількості матерії» стало неприйнятним. Згідно з теорією відносності маса тіла зростає при збільшенні швидкості його руху. При наближенні швидкості тіла до швидкості світла у вакуумі маса його прагне до нескінченності, а тому дедалі стає трудніше надавати тілу прискорення. Очевидно, що повна маса тіла m не може розглядатись як «кількість матерії», оскільки вона залежить від вибору системи відліку. Оскільки система відліку обирається довільно, то ніякого однозначного висновку про кількість матерії не дістанемо.

Маса спокою m_0 також не може бути мірою кількості матерії. По-перше, маса спокою фотона дорівнює нулю, але це зовсім не свідчить про його нематеріальність. По-друге, маса спокою не зберігається при взаємоперетвореннях елементарних частинок, що не узгоджується з поняттям «кількості матерії». З філософської точки зору це поняття взагалі некоректне. Воно передбачає наявність одностійкої субстанції, яка має єдину кількісну міру свого виявлення, що суперечить принципу невичерпності матерії. Тому в сучасній фізиці маса трактується не через кількість матерії, а як міра інертності і міра гравітації.

Оскільки наприкінці XIX ст. стало сумнівним поняття «тілесна субстанція», то на перший план висунулось поняття енергії, яке вийшло далеко за межі механіки, набуло загального визнання. Разом з тим все більше виявлялась обмеженість поняття маси (точніше, маси спокою).

В цих умовах виник енергетизм Оствальда як спроба замінити поняття матерії поняттям енергії. Висновок Оствальда про те, що енергія — це деяка нематеріальна субстанція, чистий рух без матеріального носія, неправомірний. Цей висновок ґрунтується на незаконному ототожненні понять «матерія» і «речовина», характерному для

класичної фізики, а також на поєднанні однієї з властивостей фізичних об'єктів (енергії) з самим об'єктом, що має цю властивість.

Поняття енергії здавалось більш загальним, ніж поняття речовини. Проте з цього не випливає, що енергія являє собою нову субстанцію світу. Енергія є однією з найважливіших фізичних мір руху, однією з фундаментальних властивостей фізичних об'єктів, яку до цього часу вдавалось приписувати будь-яким об'єктам і явищам природи. Не виключено, що рано чи пізно і це поняття виявиться обмеженим.

Нова фаза енергетизму була пов'язана з співвідношенням Ейнштейна (11.26). Фізичний зміст його полягає в тому, що будь-яке збільшення маси спричинює збільшення його енергії, а будь-яке збільшення енергії тіла приводить, в свою чергу, до збільшення його маси. Навіть тіло, що перебуває у стані спокою, має величезну внутрішню енергію ($E = m_0c^2$), невелика частина якої використовується у вигляді ядерної енергії.

Оскільки маса і енергія взаємозв'язані, іноді стверджують, що матерія — це згущена енергія, що елементарні частинки складаються з енергії, що маса перетворюється в енергію та інше. Дослід свідчить, що маса, як і енергія, зберігається, вона не зникає і не перетворюється в енергію.

Як масу, так і енергію було б неправильно розглядати як «матеріал», з якого будуються фізичні об'єкти. Енергія, подібно до маси, не може характеризувати «кількість матерії». До того ж фізичні об'єкти мають і інші фундаментальні властивості, тому субстанціалізація саме енергії і необгрунтована.

Більш складним є питання про інтерпретацію еквівалентності маси та енергії. Очевидно, що маса і енергія нерозривно взаємопов'язані. Ілюзія про їхню абсолютну протилежність була обумовлена тим, що в оточуючому нас макросвіті енергетичні перетворення за своєю величиною на багато порядків менші від загальної внутрішньої енергії тіла ($E = m_0c^2$). Це приводить до наближеного збереження маси спокою та уявлення про стабільну матеріальну субстанцію. Навпаки, в мікросвіті енергетичні перетворення стають порівнянними з величиною m_0c^2 , і різка протилежність маси і енергії зникає. Вже не можна говорити, що лише енергія відбиває «активний» характер процесів, а маса — «пасивний». Закон збереження маси спокою явно порушується, що приводить до підриву уявлень про матеріальну субстанцію. Протилежність маси і енергії, притаманна макросвіту, перетворюється в глибоку єдність їх.

Закон пропорційності пов'язує дві фундаментальні властивості будь-яких матеріальних об'єктів: масу та енергію, які раніше розглядались як незалежні. «Таким чином, — писав М. Борн, — ми досягли величезного єднання наших знань про матеріальний світ: матерія в найбільш широкому розумінні цього слова (в тому числі світло

та інші форми чистої енергії на мові класичної фізики) має дві фундаментальні властивості: інерцію, що вимірюється її масою, і властивістю виконувати роботу, що вимірюється її енергією. Ці дві якості точно пропорційні одна одній»*.

Як на думку М. Джеммера, в рамках теорії відносності поняття маси і енергії тотожні і є виявом одного і того самого фізичного субстрату, у зв'язку з чим слід говорити про єдину фізичну величину — «масенергію». Не погоджуючись з запропонованою Джеммером субстанціалізацією «масенергії», можна все ж таки визнати, що маса і енергія в мікросвіті зливаються в єдину фізичну величину і що вибір одного з цих понять для описання конкретних фізичних процесів є багато в дечому умовним.

§ 11. Фізика простору і часу. Принцип еквівалентності

Класична фізика не наважувалась науково дослідити й розкрити властивості простору й часу. Ці властивості вважали наперед заданими і визначали найпростішими аксіомами математики. І. Ньютон розглядав простір як абсолютний, істинний, математичний, а час як абсолютну плінність від минулого до майбутнього. Після створення теорії відносності А. Ейнштейном простір і час перестали бути «апріорними формами» і самі стали об'єктом фізичного дослідження. Основна ідея Ейнштейна полягає в тому, що властивості простору й часу повинні не задаватися наперед, а виводитися з досліду. Властивості простору й часу зовсім не обов'язково повинні бути завжди рівнозначними, вони змінюються від точки до точки і від моменту до моменту часу.

Як зазначалося, прискорення тіл у неінерціальних системах відліку залежить не тільки від взаємодії тіл. Якщо прискорення тіла, обумовлене неінерціальністю системи, помножити на масу тіла, то дістанемо так звану силу інерції. Під її впливом тіла різних мас системи набувають однакового прискорення. Наприклад, кулі на полиці вагона при його зупинці, якщо знехтувати тертям, набудуть однакового прискорення. За другим законом Ньютона однакові сили (ідеться про сили, що є мірою взаємодії тіл) надають тілам різної маси різного прискорення. Проте існує сила взаємодії, яка також надає тілам однакового прискорення незалежно від маси їх. Це сила земного тяжіння. Вперше цю властивість сили тяжіння встановив Галілей, спостерігаючи падіння тіл. Всі інші сили взаємодії — пружні, електричні, магнітні, сили тертя цієї властивості не мають.

Подібність сили тяжіння до сил інерції — незалежність прискорень, яких вони надають, від мас тіл — дає ключ до узагальнення ньютонівської механіки, відомого під назвою загальної теорії віднос-

* Борн М. Фізика в житті мого покоління. — М. : Изд-во иностр. лит., 1963. — С. 345.

ності Ейнштейна. Загальну теорію відносності точніше було б назвати теорією гравітації, на що вказував В. О. Фок.

Розглянемо такий приклад. Нехай зовсім закритий вагон рухається горизонтально із сталим прискоренням $a \neq 0$. Висок, підвішений у вагоні, буде відхилитися від вертикального напрямку до задньої стінки внаслідок дії сили інерції. Аналогічний ефект можна спостерігати і в тому випадку, коли вагон рухається із сталою швидкістю ($a = 0$) під гору. Оскільки в обох випадках всі тіла дістають цілком однакові прискорення, всередині вагона не можна встановити, що відбувається з вагоном насправді: рухається він прискорено по горизонтальному шляху чи рівномірно під гору.

Якщо, наприклад, ракета під час старту набуває прискорення відносно Землі $a = 2g$, то вага космонавтів і всього вантажу ракети збільшиться вдвічі порівняно з їхньою нормальною вагою. Ця «псевдогравітаційна» сила пропорційна інертній масі. Жоден фізичний експеримент всередині ракети не допоможе космонавтам встановити, чи раптово збільшилося тяжіння, чи просто ракета набула прискорення відносно Землі.

В теорії тяжіння Ньютона вважалось, що сила діє вміть. Це означало, що сигнал може передаватися з нескінченною швидкістю. Таке твердження суперечить одному з основних принципів відносності, який полягає в тому, що будь-яка взаємодія не може поширюватися з більшою швидкістю, ніж швидкість світла. Тому А. Ейнштейн зіткнувся з проблемою релятивістської теорії тяжіння. Він вважав, що його нова теорія повинна задовольняти принцип відносності і разом з тим автоматично містить тотожність гравітаційної і інертної мас. Це привело Ейнштейна до формулювання так званого принципу еквівалентності. Цей принцип стверджує, що дія поля тяжіння еквівалентна дії прискорення системи відліку або сили тяжіння фізично еквівалентні силам інерції.

Закони механіки формулюються однаково, якщо відносити рух тіл до інерціальних систем відліку. В цьому полягає принцип відносності Галілея. Ейнштейн поширив принцип відносності спочатку на електромагнітні явища. Це узагальнення привело до створення спеціальної теорії відносності. Дальші узагальнення виникли з подібності сил інерції і тяжіння в досить малій області простору (наприклад, у вагоні чи ракеті). Закони руху однаково формулюються в інерціальних і неінерціальних системах відліку, якщо сили тяжіння та інерції вважати тотожними.

Істотно, що для загальної теорії відносності достатньою є подібність сил інерції і тяжіння в як завгодно малому об'ємі. Повної подібності між ними немає. Так, на обертове тіло діє добре відома всім відцентрова сила інерції, яка зростає при віддаленні точки від осі обертання. Проте така залежність сили тяжіння від координат відсутня у просторі, не заповненому речовиною.

Принцип еквівалентності може бути справедливим для таких об'єктів простору, в яких поле можна вважати однорідним. Проте Ейнштейн показав, що цього обмеження можна уникнути, якщо відповідно до впливу поля тяжіння внести зміни в геометрію системи. Із спеціальної теорії відносності випливає, що не можна встановити ніякого універсального абсолютного часу для Всесвіту. Кожне рухоме тіло має свій власний час. Це один з найважливіших висновків спеціальної теорії відносності, яка поширила принцип відносності Галілея на електромагнітні явища.

У загальній теорії відносності простір і час постають як фізичні об'єкти, властивості яких невіддільні від рухомої матерії.

Геометрія світу стає частиною фізики: не можна виходити з геометричних постулатів, які висувають абстрактно. Основні положення геометрії повинні перевірятися дослідом. Звичні нам постулати евклідової геометрії також є узагальненням дослідних фактів, але стосуються малої області простору — часу. У великих областях потрібно користуватися точнішими законами геометрії. Ці закони нерозривно пов'язані з законами поля тяжіння і становлять з ними одне ціле. Якщо немає інших полів, крім поля тяжіння, то вільний рух тіл залежить виключно від геометрії світу: залежність між геометрією світу і рухом великих мас (зірок, туманностей) і становить собою ейнштейнівський закон тяжіння. Щоб пояснити тяжіння змінами властивостей простору, потрібно було зробити прискорений рух окремих випадком криволінійного, а просторову координату незалежною, що й було досягнуто в загальній теорії відносності. Герман Мінковський тлумачив це як злиття звичайного простору й часу в єдиний чотиривимірний надпростір або, як його називають, простір — час.

Тяжіння проявляється у вигляді впливу тіл на властивості простору — часу. Тіла змінюють його структуру, викривляють його. Простір — час це вже не «абсолютний, математичний» простір, а повністю конкретний, фізичний, який описується неевклідовою геометрією. Залежно від густини речовини, тобто від її маси, геометрія простору — часу може бути близькою як до евклідової геометрії, так і до геометрії Лобачевського.

Отже, викривлення чотиривимірного простору — часу повністю пояснює всі ефекти тяжіння. Звідси також видно відмінність між спеціальною теорією відносності і загальною: перша вивчає рух тіл у плоскому просторі — часі, друга — у викривленому. У викривленому просторі найкоротша відстань між двома точками не пряма лінія, а крива (геодезична) лінія. У плоскому просторі, за законом інерції, вільний рух повинен бути прямолінійним. У викривленому просторі той самий закон обумовлює вільний рух по геодезичній лінії.

Із загальної теорії відносності випливає, що світло, якому власти-

ва інертна маса, втрачає енергію на подолання гравітаційного тяжіння тіла, що його випромінює. Зменшення ж енергії фотонів, як буде показано пізніше, означає збільшення його довжини хвилі. Цей ефект називається *гравітаційним червоним зміщенням*. Таке зміщення спостерігається в спектральних лініях Сонця й важких зірок. Таким чином, атомний годинник на поверхні Сонця йде повільніше, ніж цей самий годинник на Землі. Загальна теорія відносності передбачила також, що всі годинники в полі тяжіння повинні сповільнювати свій хід. Якщо два повністю ідентичних годинники розмістити на Землі один над одним на відстані 1 м, то нижчий годинник буде щосекунди відставати на 10^{-16} с. Вперше еталони частоти, що характеризуються такою точністю, були створені у 1960 р. на основі явища випромінювання фотонів радіоактивними ядрами в кристалі. Це явище, що дає змогу досягти такої точності вимірювання частоти, дістало назву ефекта Месбауера. До цього було відомо лише три експериментальні результати, що підтверджували загальну теорію відносності кілька десятиріч тому. Це викривлення зіркового світла біля Сонця, червоне зміщення в спектрах Сонця й важких зірок та зміщення перигелію Меркурія. Його перигелій додатково повертається на $43''$ за сторіччя порівняно з тим, що дає збурення з боку інших планет за ньютонівською механікою. Таке відхилення в русі Меркурія від наперед вирахованого спостерігалось вже давно, але було пояснено без додаткових гіпотез тільки теорією відносності.

§ 12. Філософське значення теорії відносності

Теорія відносності тісно пов'язана з філософією. Насамперед необхідно зазначити, що основою її створення став глибокий філософський аналіз А. Ейнштейном понять простору і часу. Крім того, перегляд теорією відносності просторово-часових уявлень, що панували в класичній фізиці, вплинув на розвиток філософської думки.

Однією з центральних філософських проблем спеціальної теорії відносності є дослідження основ релятивістських ефектів, таких як лоренцівське скорочення довжин, сповільнення часу, відносність одночасності. Дискусія з цих питань сприяла розвитку теорії відносності. З філософської точки зору найбільш цікавим є питання про об'єктивну природу відносності.

Ньютонівська механіка дотримувалась уявлення про інваріантність простору і часу. З її точки зору довжини відрізків або твердих стержнів і часові інтервали не змінюються при переході від однієї інерціальної системи до іншої, наприклад від такої, що перебуває в стані спокою, до такої, що рухається. Математична інваріантність виходить як наслідок перетворень Галілея, у відношенні до яких інваріантними є самі закони класичної механіки. Проте було встановлено, що перетворення Галілея не універсальні. По-перше, їх

не задовольняли рівняння Максвелла, які виявились неінваріантними щодо них. По-друге, висновки, що впливають із перетворень Лоренца, суперечили результатам досліду Майкельсона. Цей дослід свідчив, що класичний закон додавання швидкостей, пов'язаний з перетвореннями Галілея, не виконується, а саме: швидкість світла не залежить від руху джерела.

Суперечність, що існувала між принципом відносності Галілея, з одного боку, електродинамікою Максвелла і дослідом Майкельсона, з іншого, подолав Ейнштейн. Він узагальнив принцип відносності шляхом поєднання двох, здавалось би, взаємовиключаючих ідей — ідею інваріантності фізичних законів і принцип сталості швидкості світла. Новий принцип відносності стверджував, що фізичні закони є інваріантними, але не у відношенні до перетворень Галілея, а у відношенні до перетворень Лоренца. З перетворень Лоренца безпосередньо випливали інваріантність довжини і часових інтервалів, а саме: довжини стержнів і часові інтервали повинні мати різні значення при переході від однієї інерціальної системи до іншої.

Сам по собі факт виведення з перетворень Лоренца релятивістських кінематичних ефектів — неінваріантності простору і часу — ще не розкриває їхньої суті. Цей висновок є чисто математичним засобом, який не дає відповіді на питання про реальний зміст релятивістської кінематики.

Історично першою інтерпретацією неінваріантності простору і часу було трактування, запропоноване Лоренцом. Висновок про скорочення довжин стержнів, що рухаються, було зроблено ним для узгодження теорії з негативним результатом досліду Майкельсона з визначення швидкості світла відносно ефіру.

Лоренцівське трактування скорочення виявилось незадовільним. Його недолік полягав у тому, що воно спиралось на поняття ефіру, яке було внутрішньо суперечливим. За Лоренцом, ефір визначався як привілейована система відліку, відносно якої відбувається скорочення довжин стержнів, що рухаються.

Теорія відносності з самого початку виключає поняття ефіру. Для неї ефір як особлива система відліку не існує внаслідок принципу відносності. Релятивістські ефекти — скорочення довжин стержнів і сповільнення часу — є наслідком самої структури простору і часу. Характерною особливістю релятивістського трактування скорочення довжин і сповільнення часу, що відрізняє її від лоренцівської, є розгляд цих ефектів як зворотних.

Великий інтерес для розуміння об'єктивної суті відносності простору становить введена Ейнштейном відмінність між геометричною та кінематичною формами тіла. Якщо тіло перебуває в стані спокою, обидві ці форми ідентичні, а коли воно починає рухатись, ці форми розщеплюються. В своїй власній системі відліку тіло характеризується конфігурацією точок, що складають його геометричну форму.

В системах відліку, відносно яких тіло рухається, воно має кінематичну форму. До того ж обидві ці форми об'єктивно притаманні предмету і жодна з них не є «більш реальною».

Інтерпретація теорії відносності за допомогою рухомих систем відліку з установленими в них вимірювальними приладами не є єдиною. Г. Мінковський показав, що теорія відносності припускає чисто геометричну побудову. Її положення реалізується в чотиривимірному псевдоевклідовому просторі, три виміри якого мають просторовий характер в звичайному розумінні цього слова, а один відповідає часу. В просторі Мінковського діє група перетворень Лоренца.

Особливість геометричного зображення теорії відносності полягає в тому, що на перший план у ньому висунута не відносність, а абсолютність у просторово-часових відношеннях. Проте абсолютне тут не відірване від відносного, а пов'язане з ним. Абсолютний інтервал виражається через просторову і часову складові, які відносні.

Геометрична інтерпретація теорії відносності має ряд безперечних позитивних моментів. Всі релятивістські ефекти тут дістають наочне виявлення. З філософської точки зору значення цієї інтерпретації полягає в тому, що вона з'ясовує діалектичний взаємозв'язок відносного і абсолютного. Вище вже зверталась увага на те, що ейнштейнівське трактування теорії відносності цілком узгоджується з матеріалізмом. Слід також підкреслити, що сам по собі геометричний підхід до теорії відносності ще не означає її матеріалістичної інтерпретації. Для того щоб дістати останню, слід зробити ряд матеріалістичних припущень, що виходять за межі геометрії і відбивають матеріалістичний розв'язок основного питання філософії.

Спеціальна теорія відносності підготувала ґрунт для створення загальної теорії відносності — ейнштейнівської теорії тяжіння, яка ще тісніше пов'язала властивості простору й часу з матерією.

Теорія відносності відіграла важливу роль у розвитку теоретичної фізики. Слід відзначити, що наявність величезних запасів енергії в ядрі атома була доведена саме на основі відкритого Ейнштейном взаємозв'язку енергії і маси, що стимулювало експериментальні й теоретичні відкриття в галузі фізики атомного ядра. Послідовне застосування ідей теорії відносності в різних областях фізики висунуло низку нових важливих, ще не розв'язаних проблем. Дослідження їх сприяє прогресу науки, поглиблює наші знання про властивості й закономірності реального світу.

Пізнавальне значення теорії відносності безперечне. Торкаючись найважливіших проблем простору, часу і руху, енергії й маси, теорія відносності відіграє значну роль у формуванні наукового, матеріалістичного світогляду, а також правильного наукового уявлення про властивості і закономірності навколишнього світу.

Іноді виникають суперечливі міркування щодо розуміння тих або інших висновків теорії відносності, що пов'язані з наявністю супе-

речностей між її назвою і змістом. Назва «теорія відносності» немов би свідчить, що змістом теорії є «відносність». Відносність же, покладену в основу, не завжди відрізняють від релятивізму, тобто вчення про відносність наших знань, відносність в розумінні суб'єктивізму. Таке розуміння фізичної теорії імпонує позитивістам та філософським ідеалістам. Вони вбачають у теорії відносності приклад фізичної теорії, що суперечить матеріалізму. Звідси робиться узагальнюючий висновок про те, що сучасна фізика несумісна з діалектичним матеріалізмом. У зв'язку з цим деякі фізики вводять поняття «фізичної відносності», яка відрізняється від релятивізму. Вони виключають з теорії суб'єкт, замінюючи його вимірювальним приладом, не помічаючи при цьому, що будь-який вимірювальний прилад лише разом з суб'єктом набуває рис, які принципово відмінні від всіх інших досліджуваних об'єктів матеріального світу. Ці непорозуміння відпадають, якщо до теорії відносності підійти як до фізичної теорії з певним конкретним змістом. Змістом теорії відносності є фізична теорія простору і часу, яка враховує існуючий між ними взаємозв'язок геометричного характеру. При цьому виявляється, що «відносність» має підпорядкований характер, іноді навіть чисто ілюстративний.

Теорія відносності, як і будь-яка фізична теорія, правильно відображає об'єктивні закономірності природи, вона глибоко матеріалістична. Вона виходить з того, що фізика вивчає конкретні властивості матерії, яка об'єктивно існує поза нашою свідомістю і незалежно від нас. Основні положення теорії відносності яскраво відображають діалектичний характер закономірностей реального світу, діалектику природи.

§ 13. Ефект Доплера для світлових хвиль

У першій частині ми розглянули явище Доплера для звуку. Було показано, що частота прийнятих спостерігачем коливань залежить від руху джерела коливань і від руху спостерігача (приймача). Аналогічний ефект має місце і для світлових хвиль, де зміна частоти приводить до зміни кольору. При цьому спостерігається зміщення спектральних ліній до червоної частини спектра при русі джерела від спостерігача і до синьої — при русі до нього.

Проте між звуковим і світловими явищами Доплера є принципова відмінність. Для звуку було істотним, щоб джерело і приймач рухались відносно середовища, в якому відбувається поширення коливань (повітря).

Для світла, як показав дослід Майкельсона, рух джерела або приймача відносно ефіру не може бути виявлений. Для світла істотним є тільки відносний рух джерела і спостерігача, оскільки швидкість світла відносно будь-якого джерела є величиною сталою.

Для знаходження правильної формули треба виходити з теорії відносності. Оскільки тут відіграє роль тільки відносна швидкість джерела і приймача, формула для світлового ефекту Доплера така:

$$v' = v \sqrt{\frac{1 \pm v/c}{1 \mp v/c}}, \quad (11.27)$$

де v — відносна швидкість джерела і приймача; v і v' — частоти світла, що випромінюється джерелом і спостерігається відповідно. Якщо $v \ll c$, формулу (11.27) можна спростити, а саме:

$$v' = v \frac{1 \pm \frac{1}{2} \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{1}{2} \frac{v}{c}} = v \frac{\left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)^2}{\left(1 \mp \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)\left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right)}, \quad (11.28)$$

звідси, нехтуючи членами другого порядку малості, дістанемо

$$v' = v(1 \pm v/c). \quad (11.29)$$

У формулі (11.29) знак «+» означає наближення джерела до приймача, тоді частота прийнятого світла збільшиться, довжина хвилі зменшиться, лінії в спектрі зміщуватимуться до фіолетової частини. Знак «-» відповідає віддаленню джерела від приймача, тоді частота прийнятого сигналу зменшиться, а довжина хвилі збільшиться, лінії в спектрі зміщуватимуться до червоної частини. Швидкість тіл, які трапляються в природі, звичайно дуже мала порівняно з швидкістю світла, тому явище Доплера для світлових хвиль можна, взагалі кажучи, спостерігати лише за допомогою чутливої спектральної апаратури.

Явище Доплера дає змогу визначити швидкість руху зірок за зміщенням ліній в їхньому спектрі. Часто спектральні лінії є розширеними. Це може вказувати на обертання зірки: протилежні краї зірки рухаються один назустріч Землі, а другий — від неї, тоді як різні проміжні точки диска зірки мають будь-які складові швидкостей за променем зору. Внаслідок того, що в спектроскопі фіксується сумарна картина, то спектральна лінія буде розширеною. Отже, дослідження будови спектральних ліній дають змогу робити висновки про рух зірок, обертання їх, а інколи виявляють складну будову зіркових систем (подвійні зірки).

Досі йшлося про явище Доплера, що спостерігається при наближенні або віддаленні джерела світла і приймача (*поздовжній ефект Доплера*). Проте з теорії відносності випливає необхідність існування так званого *поперечного ефекту Доплера*, який повинен спостерігатися при русі джерела в напрямі, перпендикулярному до лінії, що з'єднує джерело світла з спостерігачем. Такий ефект повинен спостерігатися, наприклад при русі джерела по колу, в центрі якого знаходиться приймач.

Існування поперечного ефекту Доплера було експериментально підтверджено в 1938 р. при спостереженні світіння у каналових променів, що приводить до розширення спектральних ліній внаслідок руху атомів і молекул.

§ 14. Червоне зміщення в спектрах галактик

У 1919 р. англійський вчений В. Слайфер, виходячи з ефекту Доплера, зробив відкриття, яке привело до зовсім нових уявлень про Всесвіт (маємо на увазі астрономічний Всесвіт). Його вимірювання червоних зміщень в спектрах ряду туманностей показали, що всі вони віддаляються від Землі з величезною швидкістю — 1800 км/с. У 1928 р. американськими астрономами Е. Хабблом і М. Хьюмасоном було виявлено істотне червоне зміщення при вивченні спектра галактики NGC 7619, швидкість якої дорівнювала 3800 км/с. Згодом вони встановили, що деякі галактики в області Великої Ведмедиці рухаються з швидкістю 40 000 км/с, а швидкість віддалених галактик досягала 65 000 км/с і більше. Хаббл пояснив червоне зміщення в спектрах галактик розбіганням їх. У 1929 р. він встановив збільшення швидкостей галактик із збільшенням віддалі їх від Землі:

$$v = Hr, \quad (11.30)$$

де стала Хаббла $H = 75 \text{ км}/(\text{Мпс} \cdot \text{с})$ (Мпс — мільйон парсек; парсек дорівнює 3,26 світлового року). Співвідношення (11.30) називається *законом Хаббла*. Хаббл передбачив, а експерименти підтвердили, що більш віддалені галактики повинні давати більшу величину червоного зміщення. Закон Хаббла справедливий для багатьох вивчених галактик. Відхилення від прямолінійного закону спостерігається лише для найбільш віддалених галактик. Для галактик, що знаходяться від Землі на віддалі до одного мільярда світлових років, швидкість їх віддалення на 10 000 км/с перевищує ту швидкість, яка повинна бути у випадку справедливості лінійної залежності. Тому деякі астрофізики вважали, що Всесвіт мільярд років тому розширювався швидше, ніж тепер. Якщо вимірювання і основні висновки правильні, то це означає що ми живемо не в стабільному Всесвіті, що Всесвіт розвивається.

За теорією відносності, ніяке тіло не може рухатись із швидкістю, більшою від швидкості світла у вакуумі. Тому із збільшенням віддалі швидкість повинна зростати повільніше, якщо закон Хаббла справедливий для таких великих областей Всесвіту. Взаємне віддалення галактик не можна розглядати лише відносно Землі як особливого місця у Всесвіті, вбачаючи в концепції розширення нашої метagalaktiki підставу для повернення до геоцентричної системи світу. Це розширення мало б такий самий вигляд із будь-якої з навколишніх галактик. Подібно до того, як розпливаються за течією тріски,

кинуті в річку, так гігантські зіркові системи з плином часу віддаляються одна від одної.

Отже, червоне зміщення в спектрах галактик внаслідок віддалення їх від Землі трактується як ефект Доплера. Проте на фоні нових наукових відкриттів виникають всілякі ідеалістичні теорії і церковна інтерпретація їх. Так, висновок про розширення оточуючої нас області світу став основою для виникнення різних ідеалістичних теорій створення Всесвіту. Якщо віддали до будь-яких галактик порівняти з радіальними швидкостями віддалення, то можна оцінити час, коли галактики були вкупі, коли густина матерії була грандіозно великою. Оскільки цей час скінченний і, за теорією розширення Всесвіту, наш Всесвіт виник 15 млрд. років тому, то цей момент і береться богословами за «початок» світу, момент його створення.

Такому напрямку думок сприяли і деякі віруючі вчені, наприклад, такі відомі англійські астрофізики, як Д. Джінс, А. Еддінгтон, Е. Мілн. З цією метою було використано також ім'я одного з засновників еволюційної космології Ж. Леметра, обраного в свій час президентом Ватиканської академії наук. Тому не дивно, що його філософсько-космологічні погляди виявляють сліди впливу релігійної ідеології. Проте, хоч його космологічна гіпотеза навіяна, принаймні неявно, певними теологічними та метафізичними доктринами, автор ніде не виходить за межі чисто наукового розгляду її. Оцінюючи значення будь-якої наукової теорії або гіпотези, як і в цьому випадку, не слід змішувати суб'єктивні переконання вченого, його світогляд з об'єктивним змістом висунутої ним теорії, яка ґрунтується на точних теоретичних викладках, перевірених емпірично.

В теорії Ейнштейна допускалось, що розміри Всесвіту визначаються кількістю матерії, яка в ньому міститься. При цьому густина матерії, а відповідно й метричні властивості простору не змінювалися з часом. Незважаючи на зміну окремих своїх складових частин, світ в цілому не змінювався. На відміну від цієї концепції статичного Всесвіту радянський вчений О. О. Фрідман у 1922 р. висунув теорію, за якою Всесвіт змінюється з часом, змінюється метрика простору — часу, а тому змінюються й відстані між будь-якими об'єктами. Він побудував дві рівноправні моделі безмежного рівномірно заповненого речовиною Всесвіту. Закрита модель Фрідмана подібна до поверхні кулі, відкрита — сідлоподібній поверхні з сталою від'ємною кривизною. Кривизна простору весь час змінюється, тому що безперервно змінюється густина речовини. Саме від густини речовини залежить, яка із двох моделей відповідає сучасному Всесвіту. Вибір між фрідманівськими моделями не можна зробити, виходячи лише із закону Хаббла (11.30), справедливого для всіх моделей і для швидкостей v , малих порівняно із швидкістю світла c . Хаббл встановив свій закон для швидкостей, які не перевищують $0,1c$, тобто $v = 0,1c =$

$= 3 \cdot 10^7$ м/с, а випромінююча галактика віддалена на мільярд світлових років.

Вивчення останнім часом випромінювань радіогалактик, квазарів, реліктового космічного випромінювання дає змогу з великою імовірністю вважати, що нині розширюється та частина Метагалактики, в якій знаходяться наша і найближчі до неї галактики. Можна допустити разом з тим, що у нескінченному Всесвіті відбувається й протилежне явище — збігання галактик, тому розбігання галактик, яке очевидно йде слідом за збіганням їх, можна вважати як місцеве і тимчасове, як природне, а не виняткове явище, як епізод в нескінченному розвитку безмежного світу. Пульсація видимого Всесвіту, його стиснення і розрідження, про що свідчать наукові відкриття, є неодмінною рисою його розвитку. Цей науковий висновок спростовує уявлення про так званий початок світу та про його теплову смерть.

§ 15. Сучасні уявлення про розвиток Всесвіту

Одним з найцікавіших у філософському відношенні результатів, одержаних теорією відносності, є новий розв'язок проблеми нескінченності Всесвіту. Класична космологія, яка ґрунтувалась на фізиці Ньютона, незважаючи на деякі труднощі, одночасно вирішувала питання про просторово-часову нескінченність Всесвіту. За нею Всесвіт нескінченний як в просторі, так і в часі. Таке твердження було безпосереднім наслідком евклідових уявлень про простір, які склали основу класичної фізики та космології.

Теорія відносності, яка переглянула евклідові уявлення про простір і виявила їх неуніверсальність, стала основою нового підходу до розв'язання проблеми нескінченності Всесвіту. Спочатку Ейнштейн вважав, що розв'язок проблеми нескінченності полягає в тому, що Всесвіт може бути лише просторово скінченним. Проте сьогодні скінченна модель Ейнштейна має загалом лише історичне значення.

О. Фрідман виявив, що гравітаційні рівняння мають не тільки статичний, а й нестатичний розв'язок. В останньому випадку метричні властивості простору мають змінюватись з часом.

Якщо середня густина речовини та випромінювання у Всесвіті дорівнює деякій критичній величині, то світовий простір виявляється евклідовим і Всесвіт необмежено розширюється від початкового точкового сингулярного стану. Якщо густина менша за критичну, то простору властива геометрія Лобачевського, і він також необмежено розширюється. Нарешті, якщо густина більша за критичну, простір Всесвіту стає рімановим, розширення на деякому етапі змінюється стисненням, яке продовжується аж до початкового сингулярного стану.

Під час розширення всі масштаби у Всесвіті розтягуються, під час стиснення — стискуються. Для вибору моделі Всесвіту слід знати

середню густину речовини та випромінювання в ній. Якщо середня густина матерії у Всесвіті перевищує $2 \cdot 10^{-26}$ кг/м³, то простір закривається у величезну гіперсферу, в противному разі справедлива відкрита модель Всесвіту. Оцінка густини речовини, враховуючи лише маси галактик, виявила, що вона дорівнює $5 \cdot 10^{-28}$ кг/м³. Насправді середня густина матерії у Всесвіті може бути більшою за рахунок метagalактичного іонізованого водню, нейтрино та згаслих (колапсованих) зірок, і не виключено, що середня густина більша за критичну. Тому поки що важко віддати перевагу тій або іншій моделі Всесвіту.

Проте, як би не розв'язувалось питання про космологічні моделі, очевидно, що наш Всесвіт розширюється, еволюціонує. Відкриття останніх років (квазари, реліктове випромінювання) зробили цей висновок ще більш вірогідним. За законом Хаббла (11.30), у Всесвіті, що розширюється, всі космічні об'єкти віддаляються від спостерігача з тим більшою швидкістю, чим далі вони знаходяться. Деяким квазарам властиве настільки велике червоне зміщення спектральних ліній, що їхні швидкості, розраховані за ефектом Доплера, мають наближатись до швидкості світла. Це означає, що світло, яке ми спостерігаємо, було послане квазарами багато мільярдів років тому назад на початковому етапі розширення. Важливим для космології було відкриття у 1964 р. реліктового космічного випромінювання, передбаченого Г. Гамовим за його теорією «гарячого Всесвіту». Це випромінювання виникло поблизу початку розширення і з того часу заповнює весь космічний простір.

З чого все почалось? Як все стало таким, яким є? Так, за Р. Фейнманом можна сформулювати основні питання сучасної фізичної космології. На перше запитання космологія Фрідмана — Леметра впевнено відповіла ще 60 років тому: все пішло з велетенського загальнокосмічного катаклізму, який відбувся в далекому минулому і поклав початок спостережуваному розширенню просторової структури Всесвіту.

Щодо другого запитання, то його розробка почалась лише в наш час, коли теоретична космологія від вивчення механіки розширення перейшла до досліджень фізики космологічних процесів. При цьому слід відзначити, що в сучасній космологічній теорії еволюція розвитку Всесвіту простежується не від самої вихідної точки, а з часу, який трохи пізніший від часу катаклізму. До цього моменту вихідна надгуста і надгаряча речовина встигає досягти такого розрідженого та остиглого стану, який піддається теоретичному розумінню на мові сучасного фізичного знання.

Через деякий час після «великого вибуху» космічна матерія становила високогусту і високотемпературну плазму — суміш певного набору елементарних частинок, які перебували в термодинамічній рівновазі, причому в цій суміші кількість речовини ледве-ледве пере-

вищувала кількість антиречовини. Оскільки плазма швидко розширювалась, а її температура відповідно знижувалась, процеси анігіляції пар протонів і антипротонів переважали над протилежними процесами утворення їх. Внаслідок цього зникли (за винятком надлишкових протонів) всі протони і антипротони. Анігілювали (за виключенням надлишкових електронів) також всі електрони і позитрони. Коли процес анігіляції частинок і античастинок закінчився, залишились, таким чином, лише надлишкові протони і електрони, а також випромінювання, яке виникло внаслідок анігіляції. Приблизно на цій стадії розвитку Всесвіту, коли він був ще досить нагрітим, утворились ядра таких легких елементів, як гелій та водень*.

Наступна фаза космічної еволюції — з'єднання народжених раніше ядер з електронами і утворення атомів — настала приблизно через мільйон років (після початку космологічного розширення), тоді температура зменшилась до 3000—4000 К, а густина — до значення, приблизно в мільярд разів більшого від сучасного. В цих умовах почав утворюватись нейтральний газ, який збирався у величезні хмари. Пізніше, приблизно через 200 мільйонів років після початку розширення, хмари космічного газу згруппувались, а потім, припинивши розширення, почали стискатись і, нарешті, утворили сучасні галактики.

Така своєрідна контурна схема еволюціонуючого Всесвіту, яку ще належить заповнити конкретними астрофізичними деталями.

Для описання моделі гарячого Всесвіту, що розширюється, за початкові умови обрано ряд надзвичайно важливих фізичних характеристик астрономічного Всесвіту, а саме: початковий гарячий стан і наступне ізотропне розширення останнього, кількісна перевага в ньому речовини над антиречовиною і випромінюванням тощо.

В суто теоретичному плані сингулярність в тій формі, в якій вона з'являється у фрідманівських розв'язках, рівняння Ейнштейна віддзеркалює «особливий» вироджений фізичний стан, в якому густина речовини, кривизна простору — часу і, за теорією гарячого Всесвіту, температура нескінченні: уся надгаряча космічна матерія буквально «стягнулася в точку». Між тим найголовніше — процес переходу космічної матерії з цього «точкового» стану до стадії катастрофічного розширення залишається поза увагою теорії, оскільки вона поки що не в змозі підняти завісу над таємницею початкової сингулярності. Невідомо, що передувало «великому вибуху» — чи космічна матерія завжди перебувала в цьому особливому надгустому і надгарячому стані, чи стану розширення передувало однократне стиснення.

На сучасному етапі космологічних досліджень завдання полягає в тому, щоб теоретично вивчити окіл особливої точки, щоб

* *Вайнберг С.* Первые три минуты (современный взгляд на происхождение Вселенной). — М.: Энергоиздат, 1981.

спробувати зазирнути все далі і далі «вглиб часу» і, отже, просунути все ближче до вихідного надгустого і надгарячого стану Всесвіту.

За допомогою реліктового випромінювання пощастило досягти стадії, яку від початку Всесвіту віддаляє «всього лише» мільйон років. В той час астрономічний Всесвіт був у тисячу разів теплішим (нагрітий до $3000 \div 4000$ К), а його радіус у стільки ж разів менший за теперішній. Астрофізики вважають, що астрономічну інформацію про ще більш ранні стадії еволюції Всесвіту можна дістати за допомогою нейтринного каналу інформації. Нейтрино (найбільш проникаюча з усіх відомих елементарних частинок) може перенести нас у дуже віддалену епоху, яка віддалена від моменту «великого вибуху» всього на кілька часток секунди. В цю мить історії космосу густина первісної матерії перевищувала густину води у 10 мільйонів разів, а температура досягала $30 \cdot 10^9$ К. Тому не дарма відомий радянський фізик Я. Б. Зельдович назвав астрофізичний пошук реліктового нейтрино «експериментом століття».

Ще більшого вчені чекають від гравітаційно-хвильової астрономії, що формується сьогодні і яка б могла роздобути фізичну інформацію про самі перші (в принципі аж до сингулярного) стани Всесвіту. Мова йде про реєстрацію гравітаційних хвиль, що приходять (здогадно) з космосу, і які здатні пройти крізь багатомільярдну товщу часу (і простору) і досягти Землі в повній цілості без помітного розсіювання і втрати енергії.

Зазначимо, що вчені добре усвідомили певну умовність поняття, які застосовують у космології, особливо таких як «початок і вік Всесвіту». Так, Я. Б. Зельдович пропонує розуміти під «віком Всесвіту» тривалість сучасного етапу існування Всесвіту. В іноземній літературі замість терміну «вік Всесвіту» частіше використовують поняття «хабблівського часу».

Запроваджується термін «фрідманівський час», який є теоретичним корелятором «хабблівського часу» і передає «справжній вік Всесвіту», тобто реальну тривалість космологічного розширення, що спостерігається сьогодні (перше трохи менше за друге: фрідманівський час становить 85 % хабблівського, який дорівнює приблизно 15 млрд. років).

Разом з тим, хоч вибір початкових умов не зовсім вдалий (вони передбачаються виходячи з даних сучасних астрономічних спостережень), все ж таки залишається без відповіді головне запитання: чому початкові умови еволюції Всесвіту були саме ті, що привели до космологічної ситуації, яка спостерігається тепер, а не інші? Сама постановка цього питання виходить за межі сучасної фізики [11].

Відомі експериментальні факти не дають змоги сьогодні зробити однозначний вибір між різними космологічними моделями. Всі вони більш-менш задовільно пояснюють ці факти. Одні моделі (моделі з

скінченним часом) безпосередньо впливають з існуючих рівнянь гравітаційного поля, інші, що припускають перехід через сингулярну точку, а особливо осцилюючі моделі, на сьогодні ще не мають точного математичного обґрунтування. Проте, виходячи з загальних філософських міркувань, перевагу слід віддати осцилюючій моделі із сталою в середньому по осциляціях ентропією. В осцилюючій моделі сучасний рівноважний стан Всесвіту не є винятковим, а повторюється з часом необмежену кількість разів.

Лише така модель дає змогу в принципі узгодити оборотність законів мікросвіту з необоротністю макроскопічних процесів у Всесвіті, яка спостерігається тепер*.

Контрольні запитання

1. Які ви знаєте методи визначення швидкості світла? Назвіть їх авторів. 2. Що таке фазова і групова швидкості світла? 3. Чому прийнято вважати, що дослід Майкельсона завершився негативним результатом? 4. Сформулюйте основні положення спеціальної теорії відносності (СТВ). 5. СТВ суперечить механіці Ньютона, чи включає її як окремий випадок? 6. У чому принципова відмінність зв'язку простору і часу в механіці Ньютона і в СТВ? 7. Як ви розумієте відносність одночасності подій, сповільнення часу в СТВ? 8. Як правильно тлумачити закон Ейнштейна — зв'язку маси і енергії ($E = mc^2$)? 9. Чи можна всередині системи відліку відрізнити дію прискорення системи від дії сил гравітації? Сформулюйте принцип еквівалентності. 10. Про що свідчить червоне зміщення в спектрах галактик? Сформулюйте закон Хаббла. 11. В чому полягає суть теорії «гарячого Всесвіту» Г. Гамова? 12. Що таке «фрідманівський час» і як він зв'язаний з «хабблівським часом»?

* Климшин И. А. Релятивистская астрономия. — М. : Наука, 1983. — 207 с.

АТОМНА ФІЗИКА

Розвиток вчення про будову речовини. Дослід Резерфорда. Постулати Бора. Принцип Паулі. Періодична система елементів Д. І. Менделєєва. Рентгенівське випромінювання. Ефекти Зеемана і Штарка. Лазери. Хвильові властивості речовини. Хвилі де Бройля. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга. Принцип доповнення. Причинність у мікросвіті. Динамічні і статистичні закони.

Розділ 12

БУДОВА АТОМА

§ 1. Розвиток вчення про будову речовини

З дуже далеких часів людську думку з нездоланною силою привертало до себе два світи: макросвіт — світ величезних скупчень речовини, світ великих і віддалених небесних тіл, вивченням якого переважно займалися астрономи, і світ дуже малих частинок речовини — мікросвіт, що є предметом вивчення переважно фізиків і хіміків.

У питанні про структуру речовини здавна існувало дві діаметрально протилежні думки: одна зводилась до того, що речовина має суцільну, неперервну структуру, друга пов'язана з твердженням, що речовина має первинну зернисту будову. Дискретність (перервність) — істотна риса цього вчення про будову речовини.

Греко-римська антична культура створила уявлення про первинну дискретну будову речовини. Вже у вченні грецького філософа Левкіппа і його талановитого учня Демокріта знайшла відображення ідея, що речовина складається з величезної кількості найдрібніших частинок. Ці частинки Левкіпп назвав першотілами, згодом Демокріт назвав їх атомами, оскільки вони вважались неподільними.

Продовжували і поглиблювали думки Демокріта про будову речовини грецькі філософи Емпедокл і особливо Епікур, який створив у Афінах свою школу, відому під назвою «Сад Епікура». Пізніше античний мислитель Тіт Лукрецій Кар у своєму геніальному творі «Про природу речей» в поетичній формі виклав основу атомістичного вчення Левкіппа — Демокріта — Епікура.

Вчення про атоми протягом всього розвитку від давніх давен і до теперешніх часів є найкращою ілюстрацією боротьби двох філософських напрямів: ідеалістичного, який намагався заперечувати атомістику, і матеріалістичного, який захищав наукову атомістику як об'єктивне вчення про навколишній світ.

Вивчення історії розвитку ідей про будову речовини показує, що серед прихильників атомістичної теорії були вчені, які вважали, що атом не є елементарною частинкою, що він має складну будову, що він не вічний, що він руйнівний. До таких вчених належать, наприклад, англійський фізик і хімік Роберт Бойль, російський фізик М. М. Пирогов. У 1816 р. лондонський лікар і хімік Вільям Праут висловив гіпотезу про те, що атоми всіх елементів є складними системами, побудованими з тих самих елементарних частинок, які є атомами найлегшого елемента — водню. Підтвердженням цієї гіпотези було відкриття у 1896 р. радіоактивності французьким фізиком Анрі Беккерелем (1852—1908). Виходячи із дослідження розсіяння α -частинок різними речовинами, в 1911 р. англійський фізик Е. Резерфорд (1871—1937) дійшов висновку, що атом має позитивно заряджене ядро, навколо якого обертаються електрони.

Створення й розвиток сучасної моделі атома й дослідження процесів, що відбуваються в атомах, проходило в нерозривному зв'язку з вченням про випромінювання й поглинання світла атомами. Це привело на початку ХХ ст. до відкриття квантової природи випромінювання світла.

У 1900 р. М. Планк сформулював гіпотезу, що випромінювання світла відбувається не неперервно, як це впливало із хвильової теорії світла, а у вигляді порцій — квантів енергії. Ейнштейн переніс дискретні уявлення з процесу випромінювання на саме світло, після чого атомне вчення охопило ще одну область — вчення про світло. З того часу квантова (фотонна) теорія світла почала інтенсивно розвиватись і привела до відкриття багатьох явищ. Потім вчення про кванти було поширене на всю атомну і молекулярну фізику.

Особливо велике значення квантові уявлення мали для теорії атома, яку в 1913 р. розвинув датський фізик Н. Бор. Він створив квантову теорію будови атома і розвинув квантову теорію поглинання й випромінювання світла атомами. Для цього Бору довелось зробити ряд нових припущень, які відрізнялись від тих, що впливали з механіки Ньютона і електронної теорії.

Сучасна атомна фізика вивчає будову електронної оболонки атомів, взаємодію їх, основи теорії валентності, а також найважливіші випадки хімічного зв'язку, для яких немає різкої межі між фізикою атома і фізикою молекул.

§ 2. Досліди Резерфорда. Ядерна будова атомів

Кінетична теорія газів пов'язала коефіцієнти переносу (дифузії, теплопровідності, внутрішнього тертя) з довжиною вільного пробігу і діаметром молекул. Вимірювання цих коефіцієнтів на досліді дало можливість оцінити газокінетичні діаметри молекул (атомів), величина яких близько 10^{-10} м.

На той час вже було відкрито і досліджено катодне випромінювання, яке являло собою потік негативно заряджених частинок — електронів. Було встановлено, що електрони відриваються від атомів, які при цьому перетворюються у позитивно заряджені іони. Вимірювання питомого заряду q/m електронів та іонів показали, що маса електрона набагато менша від маси атома. Отже, було доведено, що нейтральні атоми — складні системи негативно і позитивно заряджених частинок. Позитивний заряд пов'язаний з основною масою атома, але про розподіл його всередині атома відомостей не було. Наявність всередині атома заряджених частинок підтверджувалась і здатністю атомів випромінювати і поглинати електромагнітні хвилі окремих, характерних для кожного елемента довжин хвиль (частот). Було встановлено, що ізольовані атоми випромінюють лінійчасті спектри, при цьому різні випромінювані атомами частоти пов'язані між собою певними співвідношеннями.

Спираючись на згадані вище відомості про властивості атомів, Дж. Томсон у 1902 р. зробив першу спробу побудувати модель атомної структури, яку часто називають «пудінгом з ізюмом». За гіпотезою Томсона, атом являє собою сферу з діаметром близько 10^{-10} м, всередині якої із сталою об'ємною густиною розподілений позитивний заряд. Сумарний позитивний заряд сфери дорівнює сумарному заряду електронів, які у вигляді окремих частинок містяться всередині сфери і взаємодіють з окремими елементарними об'ємами її за законом Кулона. Електрони, здійснюючи гармонічні коливання навколо рівноважних положень, випромінюють світло.

Модель Томсона мала дещо штучний характер, оскільки в ній позитивним і негативним зарядам приписувалась різна природа: одні з них — негативні — існували у вигляді окремих частинок — електронів, інші — розподілялись в межах набагато більших об'ємів із сталою густиною. Залишався незрозумілим і той факт, що позитивні заряди не розлітаються під дією кулонівських сил відштовхування. Модель Томсона виявилась неспроможною пояснити лінійчастий характер спектра атомів водню. Виходячи з неї, в спектрі водню має спостерігатись лише одна лінія, тоді як насправді їх досить багато. Користуючись моделлю Томсона, не можна пояснити і періодичності у властивостях атомів. Проте незважаючи на ці недоліки, протягом 10*років модель атома Томсона мала загальне визнання. На основі цієї моделі було розроблено вчення про внутрішньоатомні вібратори,

що пояснювало складний характер явищ дисперсії і поглинання світла, виникло вчення про поляризацію атомів, з'ясовано зміст діелектричної сталі, передбачено існування нуклідів.

Проведені в 1911 р. досліди Резерфорда показали помилковість припущення про те, що позитивний електричний заряд розміщений рівномірно в об'ємі атома. В дослідах, розпочатих Е. Резерфордом і продовжених Г. Гейгером, Е. Марсденом та іншими, досліджувалось розсіяння α -частинок тонкими шарами речовини. Е. Резерфорд і його співробітники бомбардували мішені з різних хімічних елементів, направляючи на них вузький пучок α -частинок. Ці частинки виникають при радіоактивному розпаді атомів деяких важких елементів.

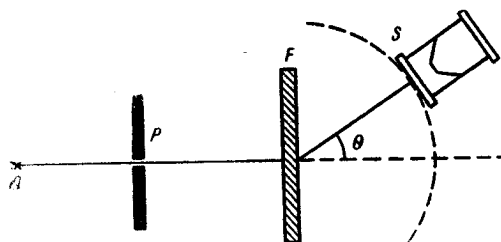


Рис. 12.1

Вони несуть позитивний заряд, вдвічі більший за елементарний. Швидкість, з якою α -частинка вилітає з радіоактивної речовини, може досягати 10^7 м/с. Маса α -частинки в 7300 раз більша за масу електрона, тому зіткнення α -частинки з електроном не може помітно загальмувати її рух або сильно відхилити від початкового прямолінійного напрямку руху. Проте зіткнення з масивним атомом викликає значні зміни швидкості α -частинки і за величиною і за напрямом. Щоб зробити висновок про характер зіткнень α -частинок з атомами, потрібно спостерігати траєкторії. Для цього можливі два методи: можна спостерігати розсіяні α -частинки і можна фотографувати траєкторію окремої α -частинки.

Перший метод використали Е. Резерфорд, Г. Гейгер і Е. Марсден, а другий — Ч. Вільсон. α -Частинки можна реєструвати за слабкими спалахами світла, що виникають при зіткненні їх з атомами деяких речовин — фосфорів. Найпростішим приладом, за допомогою якого можна спостерігати спалахи світла при зіткненні α -частинки з фосфором, є спітарископ, винайдений У. Круксом. Здатність α -частинок іонізувати газ, в якому вони рухаються, використав Г. Гейгер для створення приладу, який давав змогу підраховувати їх. Цей прилад було названо лічильником Гейгера. Схему дослідів Резерфорда з розсіяння α -частинок зображено на рис. 12.1, де Q — крупинка радіоактивної речовини, що є джерелом α -частинок; P — щілина, через яку проходить вузький пучок α -частинок; F — фольга з розсіюючої речовини; S — спітарископ для спостереження сцинтиляцій під різними кутами θ . Головна мета цих дослідів полягала в з'ясуванні питання, чи розподіляється позитивна електрика в усьому об'ємі атома, як вважав Дж. Томсон, чи вона зосереджена в певній області атома (в його ядрі). У першому випадку α -частинка

при зіткненні з атомом не могла б різко змінити напряму свого руху, в другому випадку (ядерна будова атома) прості розрахунки передбачали, що при зіткненні α -частинок з атомами повинні спостерігатись найрізноманітніші кути відхилення α -частинки (зокрема, назад).

За моделлю Томсона атом являє собою сферу з рівномірно розподіленим по її об'єму позитивним зарядом, в якій вкраплені окремі негативні заряди. В цілому він нейтральний. Таку сферу α -частинки, що летіли з величезною швидкістю, повинні були б пробивати, за словом Резерфорда, «як куля папір». Проте деякі позитивно заряджені частинки різко змінюють свій напрям руху і навіть відскакують назад при зіткненні з металевими зразками. Це означало, що вони натикаються на якусь позитивно заряджену перешкоду, адже однойменні заряди за законом Кулона відштовхуються. Такою перешкодою міг бути лише атом. Проте атом загалом нейтральний. Тоді напрошується лише один висновок: модель атома Томсона неправильна. Весь позитивний заряд атома зосереджений в його центрі, окремо від негативно заряджених електронів. Тільки в такому випадку для α -частинок атом може бути перешкодою. Якщо при зіткненні α -частинки з ядром будь-якого атома центр ядра розміщений на прямій, по якій рухається α -частинка, кінетична енергія її до моменту зупинки і зміни швидкості на протилежну витрачається на подолання сил відштовхування між нею і ядром, тобто перетворюється в потенціальну енергію взаємодії заряду α -частинки $2e$ і заряду ядра Ze . Як відомо, потенціальна енергія взаємодії двох електричних зарядів залежить від відстані між ними і пропорційна добутку взаємодіючих зарядів, поділеному на відстань між ними. Якщо маса ядра значно більша від маси α -частинки ($M_{\text{я}} \gg m_{\alpha}$), то саме ядро можна розглядати як нерухоме. На таке нерухоме ядро налітає α -частинка з швидкістю v_0 і кінетичною енергією $m_{\alpha}v_0^2/2$. Зрозуміло, що α -частинка підлетить до ядра на таку відстань b , при якій її кінетична енергія повністю витрачається на подолання електричних сил відштовхування, тобто перетвориться в потенціальну енергію системи. Для цього моменту можна записати

$$\frac{m_{\alpha}v_0^2}{2} = \frac{2Ze^2}{b}. \quad (12.1)$$

Із співвідношення (12.1), поданого в системі СГСЕ, можна визначити відстань b , на яку підлітає α -частинка до ядра при центральному зіткненні їх:

$$b = \frac{4Ze^2}{m_{\alpha}v_0^2}. \quad (12.2)$$

Розглянемо більш загальний випадок, випадок нецентрального зіткнення, коли ядро атома знаходиться на відстані p (AA') від напряму

руху α -частинки. Відстань p — це найменша відстань, на якій пролетіла б частинка, якби не було взаємодії між нею і ядром; p — називають параметром зіткнення, *прицільною відстанню*. Схему нецентрального зіткнення зображено на рис. 12.2.

Задача про рух α -частинки поблизу ядра атома, де взаємодія характеризується силою Кулона ($\sim 1/r^2$), нагадує задачу Кеплера для руху планет і комет навколо Сонця, де гравітаційна сила також обернено пропорційна квадрату відстані між взаємодіючими тілами. Щоправда, в задачі Кеплера діє сила притягання, тому планети рухаються по еліпсах, комети по параболах, а центральне тіло — Сонце — знаходиться в одному з внутрішніх фокусів їх. В даному випадку маємо справу з силами відштовхування, тому α -частинка рухатиметься по гіперболі, а центральне тіло — ядро атома — знаходиться в зовнішньому її фокусі.

Розв'язуючи задачу про рух α -частинки поблизу ядра, застосовуючи закони класичної механіки, а саме закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу, можна дістати зв'язок між кутом розсіяння Θ (кут між початковим і кінцевим напрямками руху α -частинки) і прицільною відстанню p :

$$p = \frac{2Ze^2}{m_\alpha v_0^2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}. \quad (12.3)$$

Із співвідношення (12.3) випливає, що кут розсіяння α -частинки буде тим більший, чим ближче вона підлітає до ядра (менша прицільна відстань) і чим менша її кінетична енергія. Ця обставина пояснює, чому випадки великого відхилення α -частинок частіше спостерігаються в кінці пробігу, коли енергія їхнього руху стає порівняно малою.

Враховуючи (12.2), співвідношення (12.3) можна переписати у вигляді

$$p = \frac{b}{2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}. \quad (12.4)$$

Отже, теоретичні розрахунки показують, що залежно від прицільної відстані p кути розсіяння Θ мають бути різними і можуть змінюватись в межах від 0° для α -частинок, що пролітають між атомами далеко від атомних ядер, до 180° для частинок, що зустрічають ядра атомів на своєму шляху. Це є яскравим доказом справедливості фор-

мули (12.4). Порівнюючи результати розрахунків з результатами експериментальних спостережень розсіяння α -частинок, Е. Резерфорд, Г. Гейгер і Е. Марсден показали, що закон Кулона для взаємодії між ядром і α -частинкою залишається справедливим при зближенні їх до відстаней, дещо менших, ніж 10^{-13} м. Проте закон Кулона справедливий лише для точкових електричних зарядів, тобто коли розміри заряджених частинок значно менші за відстань між ними. А це означає, що позитивний заряд атома зосереджений в невеличкій частині об'єму атома — ядрі, розміри якого повинні бути значно меншими від 10^{-13} м. Дослідами Резерфорда було встановлено, що радіус атомних ядер срібла і золота не перевищує $3,2 \cdot 10^{-14}$ м, тобто радіус ядра приблизно в 10 000 разів менший від радіуса атома. Тепер встановлено, що діаметр ядра атома становить 10^{-15} м.

Таким чином, до 1913 р. було з'ясовано, що атоми мають ядерну будову, причому в ядрі зосереджена майже вся маса атома; ядра мають розміри порядку 10^{-14} м; число електронів у атомі, що обертаються навколо ядра і зв'язані з ним силами кулонівського притягання, дорівнює атомному номеру Z елемента в періодичній системі елементів Д. І. Менделєєва, а заряд ядра дорівнює Ze . Розміри атома і електронних орбіт настільки великі порівняно з розмірами ядра, що внутрішня структура ядра майже не впливає на взаємодію електронів з ядром, тому сили, що зв'язують електрони з ядром, підлягають закону Кулона.

Будова атома за Резерфордом на першій погляд подібна до будови Сонячної системи, в якій сили взаємного притягання планет замінені кулонівською взаємодією електронів і ядра. У зв'язку з цією аналогією модель Резерфорда навіть дістала назву *планетарної*. Проте ця подібність умовна. На противагу планетам електрони відштовхуються один від одного; внутрішні електрони послаблюють вплив ядра на зовнішні електрони; вони, як кажуть, екранують ядро. На противагу планетам маси електронів, а також електричні заряди їх тожотні. І головне: атомам на відміну від планетарних систем властива виняткова стабільність. Незмінність властивостей будь-якого елемента вказує на те, що в ізольованому атомі електрони прагнуть зайняти певне положення, яке повністю визначається зарядом ядра і його масою. Довжини хвиль спектральних ліній не залежать від попередніх маніпуляцій, проведених над речовиною.

Проте модель Резерфорда не могла пояснити характерної стабільності атома. За законами класичної електродинаміки обертання електронів навколо ядра повинно викликати граничну нестійкість: воно супроводитиметься електромагнітним випромінюванням, внаслідок чого енергія електрона, а разом з нею і швидкість його руху навколо ядра поступово зменшуватиметься і, зрештою, електрон неодмінно впаде на ядро, і, отже, атом припинить своє існування. Відповідні

розрахунки показують, що час життя атома не може перевищувати мільйонної частки секунди. З погляду класичної електродинаміки виняткова стабільність атомів суперечить факту ядерної будови їх.

§ 3. Лінійчасті спектри

Будова спектрів атомів також суперечить законам класичної фізики. Виходячи з класичної електродинаміки, електрон, рухаючись по орбіті, повинен рівномірно випромінювати енергію, а тому атомний спектр має бути суцільним. Насправді спектр пари і газів, тобто практично ізольованих атомів, лінійчастий. Частоти ліній в спектрі пов'язані з будовою хімічних елементів. Спектри поглинання і випромінювання речовини — взаємооборотні. Спектр кожного елемента в газоподібному стані складається з комплексів ліній, що закономірно зв'язані між собою. Комплекс ліній, що підлягають певному закону, називають *спектральною серією*. Відстань між лініями зменшується при збільшенні частоти (рис. 12.3).

У спектроскопії для характеристики спектральних ліній вводять величину, що дістала назву *хвильового числа*. Хвильове число ν' дорівнює числу довжин хвиль, що вміщується в 1 см. Отже,

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}. \quad (12.5)$$

Використання для характеристики спектральних ліній хвильового числа ν' замість частоти ν пов'язано з тим, що сучасні експериментальні методи дають змогу виміряти довжину хвилі (а отже, і хвильове число) з набагато більшою точністю, ніж точність визначення швидкості світла. Тому значення частоти не може бути настільки ж точним, як значення хвильового числа.

Лінійчасті спектри різних елементів відрізняються один від одного. В більшості металів число ліній в цих спектрах дуже велике (в залізі, наприклад, більше 5000 ліній), а самі лінії мають різну інтенсивність.

Розглянемо спектр найпростішого атома — атома водню. У видимій частині його найбільшу інтенсивність мають три лінії: червона, синьо-зелена і фіолетова; їх прийнято позначати символами H_α , H_β , H_γ . Поряд з ними у видимій частині спектра є ряд інших ліній меншої інтенсивності. Є також чимало ліній в ультрафіолетовій і інфрачервоній областях спектра.

У 1885 р. швейцарський фізик І. Бальмер встановив, що довжини хвиль дев'яти відомих на той час ліній в спектрі водню (ці лінії знаходяться у видимій частині спектра) можна визначити за формулою

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (12.6)$$

де λ_0 — стала величина, що дорівнює 364,613 нм, а λ для різних ліній серії набуває послідовно значень цілого ряду чисел починаючи з трьох, тобто $n = 3, 4, 5, 6, \dots$.

Співвідношення (12.6) часто записують для хвильового числа

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (12.7)$$

де $R' = 10973731,53 \text{ м}^{-1}$ — стала Рідберга; $n = 3, 4, 5, \dots$. Якщо $n = 3$, то ν' точно збігається з хвильовим числом червоної водневої лінії H_α ; при $n = 4$ маємо хвильове число зеленої лінії H_β і при $n = 5$ — хвильове число фіолетової лінії H_γ . Інші значення n точно

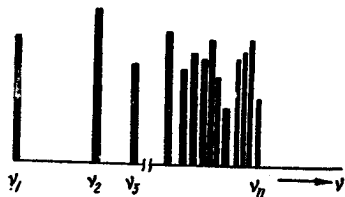


Рис. 12.3

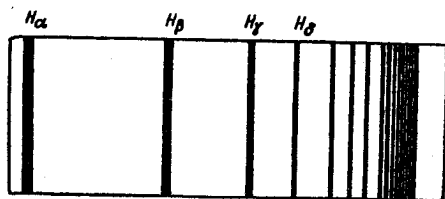


Рис. 12.4

визначають хвильові числа близько 30 ліній, спектроскопічно виявлених у видимій і близькій ультрафіолетовій частині спектра водню, які утворюють так звану серію Бальмера. З ростом n дріб $\frac{1}{n^2}$ зменшується і відповідно до формули (12.7) зменшується також різниця хвильових чисел двох сусідніх ліній. При досить великих n лінії надзвичайно тісно розміщуються одна біля одної. На рис. 12.4 схематично показано це поступове згущення ліній в спектрі водню, наближення їх до межі, яка досягається при необмеженому зростанні n .

І. Рідберг показав, що в лінійчастих спектрах не лише водню, а й інших елементів спостерігаються спектральні серії, причому частоти ν всіх ліній даної серії задовольняють умову

$$\nu = T(l) - T(n), \quad (12.8)$$

де l і n — цілі числа. Функції $T(l)$ і $T(n)$ називають *спектральними термами*. В межах даної серії l є сталою величиною, а n змінюється.

У 1908 р. В. Рітц встановив справедливості положення, яке називають *комбінаційним принципом Рідберга — Рітца*: частоти спектральних ліній випромінювання будь-якого атома можна представити як різницю двох термів. Здійснюючи різні комбінації термів, можна знайти всі можливі частоти спектральних ліній даного атома. Виходячи з комбінаційного принципу Рітца, слід чекати, що в спектрі водню, крім серії Бальмера, є й інші серії. Наступні дослідження довели справедливості цього висновку. Частоти всіх ліній в спектрі атома водню можна визначити однією формулою — узагальненою формулою

Бальмера:

$$\nu = R \left(\frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (12.9)$$

де $R = R'c = 3,28984 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ також називають сталою Рідберга; l і n — цілі числа, причому $n \geq l + 1$.

Значення $l = 1$ і $n = 2, 3, 4, \dots$ відповідають серії Лаймана, яку знайдено в далекій ультрафіолетовій області спектра; при $l = 2$ і $n = 3, 4, 5, \dots$ дістанемо серію Бальмера; $l = 3$, $n = 4, 5, 6, \dots$ визначають серію Пашена в інфрачервоній області спектра. В далекій інфрачервоній області знайдено серію Брекета ($l = 4$, $n = 5, 6, \dots$), серію Пфунда ($l = 5$, $n = 6, 7, \dots$) і серію Хемфрі ($l = 6$, $n = 7, 8, \dots$).

Всі наведені вище формули емпіричні — це правила, за допомогою яких можна визначити частоти спектральних ліній у випадку атома водню. Проте з самого початку було ясно, що ці правила мають глибокий фізичний зміст. Було зроблено спроби пояснити будову лінійчастих спектрів за допомогою класичної теорії внутрішньоатомних вібраторів. Теорію внутрішньоатомних вібраторів, розробили Х. Лоренц, П. Друде та ін. Вони виходили з уявлення, що всередині атома оптично активні електрони під дією електромагнітних хвиль світла приходять в гармонічний коливальний рух відносно деяких центрів рівноваги. На основі цієї моделі було пояснено експериментально встановлені закони поглинання й дисперсії світла. Вважали, що теорія внутрішньоатомних вібраторів, суміщена з ядерною моделлю атома, пояснить також походження лінійчастих спектрів. Однак проведені розрахунки показали неможливість навіть наближено розв'язати цю задачу таким способом.

Як уже згадувалось, із основних законів класичної електродинаміки випливає, що електрон, рухаючись по орбіті, повинен неперервно випромінювати енергію і при зменшенні своєї енергії наближатиметься до ядра. Отже, частота обертання ν_0 і частота випромінюючого світла мають поступово змінюватись.

Отже, якби класична електродинаміка, що знайшла своє підтвердження в численних дослідах в області макрофізичних процесів, була б справедлива і для внутрішньоатомних процесів, то спектр випромінювання атома складався б із серій ліній з частотами, кратними частоті обертання електрона навколо ядра (чого немає насправді). Сукупність великого числа атомів одного елемента випромінювала б суцільний спектр (тоді як випромінюється лінійчастий спектр). Внаслідок неперервного втрат енергії на випромінювання і викликане цим наближення внутрішньоатомних електронів до ядра, всі атоми були б нестабільними (насправді атомам властива виняткова стабільність і спектри, що характеризують їхню структуру, залишаються незмінними навіть при зіткненні атомів).

§ 4. Постулати Бора

У 1913 р. Н. Бор висунув теорію випромінювання, в якій йому вдалося об'єднати теорію квантів з картиною ядерної будови атомів і пояснити закономірності, що спостерігаються в спектрі атома водню. В ній переконливо підкреслено нездатність класичної електродинаміки пояснити внутрішньоатомні процеси. В основу теорії Бора покладено дві гіпотези, або два постулати.

1. Про стаціонарні стани. *Атоми можуть перебувати тривалий час лише в певних стаціонарних станах, в яких, незважаючи на рух електронів, що відбувається в них, вони не випромінюють енергії.*

В цих станах атомам властиві певні значення енергії, що утворюють дискретний ряд: $E_1, E_2, E_3, \dots, E_i, \dots, E_n$. Цим станам властива стабільність. Будь-яка зміна енергії E_i внаслідок вбирання або віддачі електромагнітного випромінювання або внаслідок зіткнення може статися лише стрибком при повному переході з одного стаціонарного стану в інший.

2. Правило частот. *При переході з одного стаціонарного стану в інший атоми вбирають або віддають випромінювання лише певної частоти. Випромінювання, що вбирається або віддається при переході із стаціонарного стану з енергією E_m в стаціонарний стан з енергією E_n , монохроматичне, а його частота визначається співвідношенням*

$$h\nu = E_m - E_n, \quad (12.10)$$

де h — стала Планка.

Випромінювання відбувається при переході атома із стану з більшою енергією в стан з меншою енергією (при переході електрона з більш віддаленої від ядра орбіти на більш наближену до нього орбіту). Поглинання випромінювання супроводжується переходом атома в стан з більшою енергією, що відповідає переходу електрона на більш віддалену від ядра орбіту.

Н. Бор встановив також найважливішу умову, що визначає в найпростішому випадку стаціонарний стан атома: момент імпульсу електрона для стаціонарних орбіт кратний $h/(2\pi)$:

$$mvr_n = nh/(2\pi), \quad (12.11)$$

де m — маса електрона; v — швидкість руху електрона по орбіті; r_n — радіус колової орбіти електрона; n — квантове число (див. § 7 розд. 12).

На рис. 12.5 схематично зображено енергетичні рівні електронів у атомі в стаціонарних станах та процес випромінювання й поглинання світла за постулатами Бора.

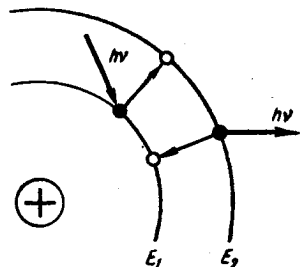


Рис. 12.5

Отже, частоти хвиль, що випромінюються атомами, на противагу висновкам класичної електродинаміки, не мають нічого спільного з частотами періодичних рухів електронів атома і повністю визначаються різницею енергій стаціонарних станів до і після випромінювання.

В постулатах Бора знайшла свій дальший розвиток ідея про кванти, висунута М. Планком. Вони виявили характерну особливість внутрішньоатомного світу — квантовий характер процесів, що відбуваються в ньому.

Ідеї Бора виявились надзвичайно плідними. Поняття про стаціонарні стани, умова частот, квантованість енергії, механічного моменту та його проєкцій зберігають своє значення і сьогодні. На основі теорії Бора — Зоммерфельда з наступним доповненням її гіпотезою про електрон, що обертається, виявилось можливим пояснити закономірності в спектрах випромінювання різних атомів, поєднати численні закономірності випромінювання в одну систему, розібратись в побудові періодичної системи елементів.

Разом з тим слід відзначити, що теорії Бора були властиві і деякі недоліки.

В постулатах не вказуються методи знаходження цих стаціонарних станів. Питання про стаціонарні стани і їхню енергію тісно пов'язане з питанням про структуру атома взагалі. Н. Бор і потім А. Зоммерфельд розвинули модель атома Резерфорда і скористались нею для визначення стаціонарних станів і можливих переходів між ними. Так було закладено основу сучасної теорії спектрів.

§ 5. Квантування воднеподібних іонів

Воднеподібні іони — це такі іони, навколо ядер яких обертається лише один електрон. До них належать іонізований гелій, двічі іонізований літій, тричі іонізований берилій, чотири рази іонізований бор і т. д. Розглянемо з погляду теорії Бора походження спектрів цих атомів, що складаються з позитивно зарядженого ядра і одного електрона, який обертається навколо ядра. Під впливом притягання ядра, яке обернено пропорційне квадрату відстані між ядром і електроном, електрон повинен рухатись по еліпсу, в одному з фокусів якого розміщено ядро. Проте на противагу класичній електродинаміці електрон при цьому не повинен випромінювати світло. На рис. 12.6 зображено ряд таких орбіт: K ($n = 1$), L ($n = 2$), M ($n = 3$), N ($n = 4$), Q ($n = 5$). В першому наближенні орбіти можна вважати коловими. Коли електрон переходить з зовнішньої орбіти на внутрішню, наприклад, з 4-ї на 2-гу або з 3-ї на 1-шу, то сила притягання до ядра виконує роботу так само, як сила тяжіння Землі при падінні тіла на неї. Частина цієї роботи йде на збільшення кінетичної енергії електрона, тому його швидкість на внутрішній орбіті більша, ніж на зовнішній.

Решта енергії перетвориться в енергію випромінювання. Якщо електрон досягне найближчої до ядра орбіти, то він уже не зможе більше наближатись до ядра і, отже, не зможе випромінювати світло, поки знову не буде переведений на одну із зовнішніх орбіт. Це відбувається тільки при поглинанні достатньої кількості енергії ззовні. Найближча до ядра внутрішня орбіта відповідає рівноважному основному або нормальному стану атома; всі інші орбіти відповідають збудженим станам атома.

Розглянемо електрон, що рухається в полі атомного ядра в зарядом Ze . Якщо $Z = 1$, то така система відповідає атому водню, якщо $Z > 1$ — воднеподібному іону. Для спрощення розрахунків вважатимемо, що рух електрона відбувається по коловій орбіті. При цьому на електрон діятиме доцентрова сила, роль якої відіграє сила кулонівської взаємодії між електроном і ядром. Тоді в системі СГСЕ

$$\frac{mv^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{r_n^2}, \quad (12.12)$$

де m — маса електрона; e — його заряд; v — швидкість руху по орбіті радіуса r_n .

Одночасно з рівністю (12.12) повинна виконуватись умова стаціонарності орбіти (12.11). Розв'язавши систему рівнянь (12.11) і (12.12), можна визначити швидкість руху електрона по стаціонарній орбіті

$$v = \frac{2\pi Ze^2}{nh} \quad (12.13)$$

$$i \text{ її радіус} \quad r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z e^2}. \quad (12.14)$$

Для даного хімічного елемента всі величини справа — сталі, змінюватись може лише n . Отже, радіус стаціонарної орбіти змінюється стрибкоподібно, оскільки $n = 1, 2, 3, \dots$. Із формули (12.14) випливає, що радіус найближчої до ядра орбіти ($n = 1$) в атомі водню ($Z = 1$) буде

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}. \quad (12.15)$$

Підставляючи в (12.15) значення h , m і e , знайдемо, що радіус першої можливої орбіти в атомі водню дорівнює $0,529 \cdot 10^{-10}$ м. Це значення відповідає розмірам атома водню, які знайдені з кінетичної теорії газів.

За теорією Бора енергія, що випромінюється або поглинається атомом, дорівнює різниці між енергіями стаціонарних станів атома.

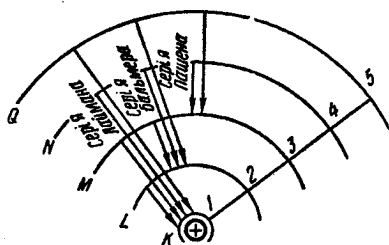


Рис. 12.6

Тому для перевірки теорії Бора доцільно було б порівняти розраховані значення різниці енергій стаціонарних станів з енергією, що випромінюється атомами.

Енергія атома водню (або воднеподібного іона) складається з потенціальної енергії взаємодії між ядром та електроном і кінетичної енергії електрона, який рухається навколо ядра.

Потенціальну енергію можна знайти виходячи з того, що робота електричної сили притягання при переміщенні електрона з орбіти радіуса r_n на нескінченність дорівнює його потенціальній енергії E_n . Справді, $dA = Fdr$, де $F = -\frac{Ze^2}{r_n^2}$. Тоді

$$E_n = - \int_{r_n}^{\infty} \frac{Ze^2}{r^2} dr = Ze^2 \int_{\infty}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = - \frac{Ze^2}{r_n}. \quad (12.16)$$

Враховуючи співвідношення (12.12), дістанемо вираз для кінетичної енергії електрона

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r_n}. \quad (12.17)$$

Повна енергія атома буде

$$E = E_n + E_k = - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r_n} \quad (12.18)$$

або, враховуючи значення r_n з (12.14), маємо

$$E = - \frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{n^2 h^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (12.19)$$

Знак мінус у співвідношенні (12.19) обумовлений тим, що потенціальна енергія двох зарядів, які нескінченно віддалені один від одного, дорівнює нулю. При наближенні зарядів один до одного потенціальна енергія зменшується, причому вона зменшується швидше, ніж зростає кінетична енергія. Тому обчислене значення повної енергії E виявляється від'ємним. Оскільки повна енергія атома є величина від'ємна, то більшому значенню повної енергії відповідає менше її абсолютне значення, тобто із збільшенням радіуса орбіти (збільшенням квантового числа n) зростатиме енергія атома.

Для атома водню ($Z = 1$) співвідношення (12.19) набуває вигляду

$$E = - \frac{2\pi^2 me^4}{n^2 h^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (12.20)$$

За теорією Бора атоми водню випромінюватимуть кванти світла, якщо здійснюватиметься перехід з стаціонарних станів з більшою енергією в стаціонарні стани, яким відповідають менші значення енергії. При цьому частота випромінювання світла визначатиметься спів-

відношенням

$$\nu = \frac{E_n - E_l}{h}, \quad (12.21)$$

де E_n — енергія вихідного стаціонарного стану; E_l — енергія кінцевого стаціонарного стану.

Підставляючи в (12.21) вираз (12.20), який визначає енергію стаціонарного стану, дістанемо

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (12.22)$$

Знайдений результат ідентичний узагальненій формулі Бальмера, причому стала Рідберга визначається співвідношенням

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}. \quad (12.23)$$

Якщо підставити в цей вираз значення універсальних констант, то можна дістати значення сталої Рідберга, яке з високим ступенем точності збігається з її експериментальним значенням.

В теорії Бора стає зрозумілою природа спектральних серій. Спектральні серії являють собою монохроматичні випромінювання, що виникають внаслідок переходу атома в певний стан (з певним значенням квантового числа) з усіх можливих збуджених станів. Так, серія Лаймана відповідає переходам із збуджених станів з квантовими числами $n > 1$ в нормальний, що характеризується квантовим числом $l = 1$. Оскільки в цьому випадку всі переходи відбуваються на найнижчий рівень, то різниця термів, що відповідає цьому рівню і рівню, з якого відбувається перехід, буде відносно великою, тому й випромінені кванти матимуть велику частоту. Як уже вказувалось, серія Лаймана належить до ультрафіолетової частини спектра. Серія Бальмера, що знаходиться у видимій частині спектра атома водню, утворюється внаслідок переходів електрона на орбіту, для якої $l = 2$ з орбіт з квантовими числами $n > 2$. Аналогічно можна пояснити походження інших серій в спектрі атома водню. При цьому відповідні розрахунки приводять до результатів, що добре узгоджуються з експериментом.

Отже, теорія Бора пояснила спектральний склад і механізм виникнення спектральних ліній атома водню і воднеподібних іонів, розкрила фізичний зміст чисел l і n . Проте виходячи з неї, неможливо побудувати теорію атома гелію, який в періодичній таблиці Д. І. Менделєєва розташований безпосередньо за воднем. Це була перша велика невдача, якої зазнала теорія Бора.

Для визначення енергії стаціонарних станів Н. Бор користувався звичайними засобами класичної механіки, але це при квантовому змісті вихідних постулатів надавало теорії Бора половинчастого характеру, позбавляло її внутрішньої послідовності.

Пізніше, в 20-х роках, Е. Шредінгер, В. Гейзенберг, М. Борн, П. Дірак розвинули логічно більш строгу квантову теорію (квантову механіку).

§ 6. Досліди Франка і Герца

Постулати Бора знайшли експериментальне підтвердження в дослідях Д. Франка і Г. Герца, які було виконано у 1913 р. У цих дослідях вивчалось проходження пучка електронів, які прискорювались в електричному полі, крізь пару ртуті. Схему експериментальної установки зображено на рис. 12.7.

У скляну посудину, що містила ртутну пару при тиску близько 13,3 Па, було впряно підігрівний катод K , який випромінював електрони, анод A , з'єднаний з гальванометром, і сітковий електрод S . Між катодом і сіткою створювалось електричне поле, яке прискорювало електрони до

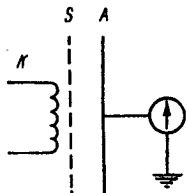


Рис. 12.7

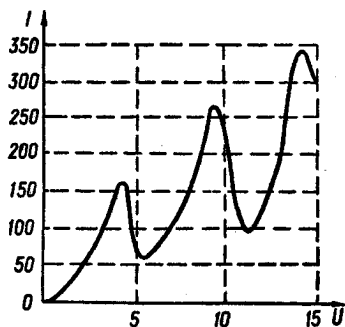


Рис. 12.8

енергії eU_1 , де U_1 — різниця потенціалів між катодом і сіткою, e — заряд електрона. Між сіткою і анодом створювалось невелике гальмуюче поле з різницею потенціалів U (не перевищувало 0,5 В).

При проходженні електронів крізь ртутну пару вони зазнавали зіткнень з атомами ртуті. Ці зіткнення могли бути двох типів: пружними, коли швидкість та енергія електронів не змінюються, а змінюється лише напрям руху електронів; та непружними, коли електрони втрачають свою енергію, передаючи її атомам ртуті.

Пружні зіткнення електронів з атомами ртуті не можуть перешкодити руху електронів до анода. При цьому зростання різниці потенціалів U_1 між K і S повинно викликати збільшення сили анодного струму. Непружні зіткнення можуть спричинити практично повну відсутність анодного струму. Це пояснюється тим, що у випадку непружних зіткнень електронів з атомами ртуті вони втрачають свою енергію і не можуть подолати слабе гальмуюче поле між сіткою S і анодом, що веде до зменшення сили анодного струму.

Відповідно до другого постулату Бора, атом ртуті може поглинути лише таку кількість енергії, яка виявиться достатньою для його перехо-

ду в один із збуджених стаціонарних станів. Найближчим до основного, незбудженого стану атома ртуті є збуджений стан, енергія якого вища на 4,86 еВ. Тому, поки електрони, що прискорюються полем, не набудуть енергії $eU_1 = 4,86$ еВ, вони зазнають лише пружних зіткнень з атомами, не втрачаючи при цьому своєї енергії, і, долаючи гальмуюче поле між сіткою і анодом, досягають аноду. При цьому із збільшенням напруги між катодом і сіткою сила анодного струму зростає. Проте, як тільки енергія електронів досягає значення 4,86 еВ, стають можливими непружні зіткнення їх з атомами ртуті, внаслідок яких електрони повністю втрачають свою енергію. В цьому випадку вони не можуть подолати затримуючого поля між S і A і не досягають анода. Енергія таких електронів йде на здійснення переходу атомів ртуті з нормального енергетичного стану у збуджений.

Отже, при різниці потенціалів між катодом і сіткою, що дорівнює 4,86 еВ, спостерігається різке зменшення сили анодного струму. При різниці потенціалів 24,86, 34,86 В і т. д., коли електрони можуть зазнати двох, трьох і т. д. непружних зіткнень з атомами ртуті і втратити при цьому повністю свою енергію, сила анодного струму також різко зменшується. Характерна залежність сили анодного струму від різниці потенціалів U_1 між катодом і сіткою в дослідах Франка і Герца зображена на рис. 12.8. При U_1 , що дорівнюють 4,86, 9,72, 14,58 В, сила анодного струму спадає. Це підтверджує справедливність першого постулату Бора про стаціонарні стани атомів.

В дослідах Франка і Герца дістав експериментальне підтвердження і другий постулат Бора (правило частот). Ртутна пара, що містилась у трубці і з якою проводились досліди, виявилась джерелом ультрафіолетового випромінювання з довжиною хвилі 253,7 нм. Випромінювання ртутної пари пов'язане з тим, що атоми ртуті, які набувають при зіткненні з електронами надлишку енергії, перебувають у збудженому стані близько 10^{-8} с, а потім повертаються в основний, нормальний енергетичний стан. Відповідно до другого постулату Бора, в момент переходу атома в нормальний стан випромінюється фотон з енергією $\Delta E = h\nu$. За відомим значенням $\Delta E = 4,86$ еВ ($1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж) можна обчислити довжину хвилі світла, що випромінюється,

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{7,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}} = 2537 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Отже, розраховане значення довжини хвилі випромінюваного світла збігається з довжиною хвилі, яку знайдено експериментально.

Теорія Бора мала велике значення для створення атомної фізики, особливо для розвитку атомної і частково молекулярної спектроскопії. За допомогою теорії Бора величезний експериментальний матеріал про спектри атомів і молекул було систематизовано і зведено до

напівемпіричних закономірностей. Проте теорії Бора притаманна внутрішня суперечність, яка полягає в тому, що в ній класична фізика поєднується з квантовими постулатами, які суперечать їй. Найбільш серйозною невдачею теорії Бора була неможливість за її допомогою побудувати теорію атома гелію і, взагалі, будь-яких систем, що складаються з ядра і мають більше одного електрона. Дальший розвиток фізики показав, що теорія Бора, яка правильно пояснювала одні факти і виявилась неспроможною тлумачити інші, є певним перехідним етапом на шляху до створення послідовної теорії атомних явищ. Такою теорією є квантова механіка.

§ 7. Основні положення теорії Бора—Зоммерфельда

Знайдені раніше значення енергії для стаціонарних станів воднеподібних іонів і атома водню у випадку колових орбіт (12.19) і (12.20) визначаються тільки одним квантовим числом. Теорія Бора була далі розвинена А. Зоммерфельдом, який показав, що при відшуканні стаціонарних станів повинні враховуватися не тільки колові, а й еліптичні орбіти, а також і та просторова орієнтація, якої орбіти можуть набувати в магнітному полі. Все це привело до введення в теорію нових квантових чисел. Ті самі квантові числа, що й в теорії Бора—Зоммерфельда, але в іншому тлумаченні дістаємо при визначенні стаціонарних станів у квантовій механіці.

Для енергетичних рівнів воднеподібних іонів розрахунки, проведені з урахуванням еліптичності орбіт, як і розрахунки, що ґрунтуються на квантовій механіці, дають формулу, яка збігається з формулою (12.19):

$$E = - \frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m_e}{n^2 h^2},$$

де n — головне квантове число, яке визначає розміри орбіти. Від цього числа головним чином залежить енергія електрона в атомі. Воно може набувати лише цілочислових значень ($n = 1, 2, 3, \dots$).

За теорією Бора, яка обмежувалась випадком колових орбіт, момент імпульсу L електрона в атомі визначається лише головним квантовим числом:

$$L = nh/(2\pi). \quad (12.24)$$

У теорії Бора—Зоммерфельда, яка враховує еліптичність орбіт, момент імпульсу електрона також є величиною, кратною $h/(2\pi)$, тобто елементарному моменту імпульсу, але його значення визначається вже не головним квантовим числом n , а іншим квантовим числом l , яке називають *орбітальним*, *побічним*, або *азимутальним*. За цією теорією

$$L_l = \frac{h}{2\pi} (l + 1). \quad (12.25)$$

При заданому головному квантовому числі n орбітальне квантове число l може набувати цілочислових значень від 0 до $n-1$.

Отже, для електрона, що знаходиться в воднеподібному іоні на n -му енергетичному рівні, можливі: одна колова орбіта при $l = n - 1$ і $n - 1$ еліптичних орбіт з однаковою довжиною великої півосі і різним ексцентриситетом (відношенням півосей). Так, при $n = 3$ можливі орбіти, схематично зображені на рис. 12.9. Як видно з рисунка, при сталому n із збільшенням l орбіта електрона стає все опуклішою. Навпаки, із зменшенням l збільшується ступінь витягнутості орбіти,

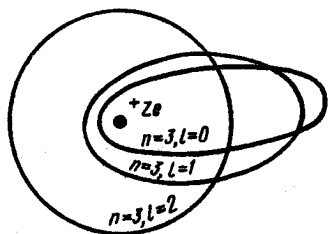


Рис. 12.9

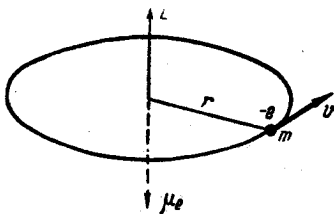


Рис. 12.10

її ексцентриситет. Отже, при заданому головному квантовому числі орбітальне квантове число l визначає форму орбіти.

Орбітальне квантове число l визначає стан електрона в атомі. Якщо рух електрона характеризується значенням квантового числа $l = 0$, то електрон перебуває в s -стані, а сам електрон називають s -електроном. Квантовому числу $l = 1$ відповідає p -стан електрона, $l = 2$ — d -стан, $l = 3$ — f -стан і далі відповідно до порядку букв в латинському алфавіті.

Слід зауважити, що з погляду квантової механіки геометричну інтерпретацію теорії Бора — Зоммерфельда розглядають тільки як наближену ілюстрацію справжнього руху електронів в атомі. У квантовій механіці орбітальний момент імпульсу електрона визначається таким співвідношенням:

$$L_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} \quad (l = 0, 1, 2, \dots, n-1). \quad (12.26)$$

Цей вираз істотно відрізняється від попереднього, зокрема тим, що він свідчить про можливість таких рухів електрона, для яких (при $l = 0$) орбітальний момент імпульсу електрона дорівнює нулю. За теорією Бора такий рух електрона повинен би відповідати, очевидно, неможливному проходженню електрона через ядро.

Третє квантове число m_l , яке називають магнітним квантовим числом, визначає просторовий розподіл траєкторій руху електрона (в теорії Бора просторову орієнтацію орбіт), а отже, і проекцію вектора магнітного моменту або моменту імпульсу орбіти на заданий напрям.

Орбіту, по якій рухається електрон, можна розглядати як контур струму. Такий контур характеризуватиметься певним значенням орбітального магнітного моменту електрона $\vec{\mu}_l$, векторною величиною, що напрямлена вздовж осі орбіти у той бік, куди напрямлена індукція магнітного поля, створюваного цим контуром. Між вектором орбітального магнітного моменту електрона $\vec{\mu}_l$ і його орбітальним моментом імпульсу (орбітальний механічний момент) \vec{L}_l існує такий зв'язок:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{|e|\hbar}{2m_e} \vec{L}_l = -g\vec{L}_l, \quad (12.27)$$

де e — заряд електрона; m_e — його маса; $g = \frac{|e|\hbar}{2m_e}$ — гіромагнітне відношення. Отже, орбітальний магнітний момент електрона пропорційний його орбітальному механічному моменту, причому ці моменти протилежні за напрямом, оскільки електрон має негативний заряд (рис. 12.10).

Враховуючи (12.26), формулу (12.27) можна записати в такому вигляді:

$$\mu_l = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}. \quad (12.28)$$

Величину $\mu_B = \frac{e}{2m_e} \frac{\hbar}{2\pi}$ називають магнетоном Бора.

У класичній фізиці припускалось, що вектор \vec{L}_l (а отже, і вектор $\vec{\mu}_l$) може бути орієнтованим довільно відносно вибраного напрямку. За теорією Бора — Зоммерфельда, таке припущення означає довільність орієнтації орбіти електрона щодо зовнішнього магнітного поля. Проте виявилось, що тут має місце так зване просторове квантування: при дії зовнішнього магнітного поля на атом можуть реалізуватись тільки такі орієнтації орбіт, для яких проекція вектора моменту імпульсу \vec{L}_l на напрям осі OZ , що збігається з напрямом вектора індукції магнітного поля, кратна $\hbar/(2\pi)$:

$$(\vec{L}_l)_z = m_l \hbar / (2\pi), \quad (12.29)$$

де m_l — магнітне квантове число, яке при заданому орбітальному квантовому числі l набуває значень від $-l$ до $+l$, включаючи 0, тобто $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Отже, вектор \vec{L}_l може мати $2l + 1$ орієнтацій у просторі, а це означає, що при даному l електрон в атомі, який вміщено в магнітне поле, може рухатись по $2l + 1$ орбітах, які відрізняються своєю орієнтацією щодо напрямку магнітного поля. Вираз (12.29) для проекції моменту узагальнено квантовою механікою, але при інших уявленнях про рух електрона в атомі, при довільному напрямі

осі квантування (включаючи випадок, коли магнітного поля немає). На рис. 12.11 зображено можливі значення проєкцій орбітального механічного моменту на напрям магнітного поля для випадків $l = 3$ і $l = 2$.

Просторове квантування приводить до розщеплення в магнітному полі енергетичного рівня електрона на ряд підрівнів, а отже, і до розщеплення спектральних ліній. Таке явище спостерігав П. Зеєман.

Четверте квантове число m_l називається спіновим. Існування цього квантового числа було доведено при дослідженні атомних спектрів.

Виявилось, що всі спектральні лінії мають так звану «тонку структуру», яка спостерігається і без зовнішнього магнітного поля. Так, всі спектральні лінії водню і лужних металів є дублетами, тобто складаються з двох окремих близько розташованих ліній. Для пояснення цього експериментального факту Дж. Уленбек і С. Гаудсміт у 1925 р. висунули гіпотезу про те, що електрон (заряджена кулька) обертається навколо своєї осі. Всі електрони обертаються незалежно від того, вільні вони чи зв'язані в атомах твердих тіл, рідин або газів.

Внаслідок обертання навколо своєї осі електрон має власний механічний момент s , який називається спіном. Чисельно він дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Електрону властивий також власний магнітний момент, що

дорівнює магнетону Бора $\mu_B = \frac{h}{2\pi} \frac{e}{2m}$, де e і m — відповідно заряд і маса електрона. Власний механічний і магнітний моменти електрона можуть бути орієнтованими лише двома способами: паралельно або антипаралельно відносно вибраного напрямку. Тому спінове квантове число може набувати тільки двох значень, а саме: $1/2$ і $-1/2$. Отже, на відміну від введених раніше трьох квантових чисел (n , l , m_l) квантове число m_s не є цілочисловим.

Гіпотеза про те, що електрон має власний механічний момент (спін) і власний магнітний момент, дала змогу пояснити результати дослідів О. Штерна і В. Герлаха, виконаних ними в 1921—1923 рр. Метою цих дослідів було визначення магнітних моментів атомів різних хімічних елементів і експериментальна перевірка положення про просторове квантування.

Якщо просторового квантування немає, тобто орієнтація магнітних моментів атомів у зовнішньому магнітному полі довільна, то на екрані спостерігатиметься неперервний розподіл атомів. При просторовому квантуванні пучок атомів після проходження неоднорідного магнітного поля розщеплюється на кілька пучків. Таке розщеплення

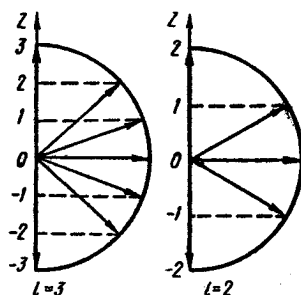


Рис. 12.11

атомних пучків спостерігали О. Штерн і В. Герлах і тим самим довели справедливість положення про просторове квантування магнітних моментів атомів. Проте виявилось, що в окремих дослідах є розбіжність між результатами експерименту і вимогами теорії. Так, в експерименті з воднем, літієм, сріблом спостерігалось розщеплення пучка атомів, що проходить неоднорідне магнітне поле, на два пучки, тоді як за теорією ці атоми не повинні зазнавати дії магнітного поля, оскільки їхні орбітальні магнітні моменти в основному стані дорівнюють нулю. Аномальне розщеплення, якого зазнають пучки атомів водню, літію, срібла, стає зрозумілим, якщо взяти до уваги гіпотезу Дж. Уленбека і С. Гаудсмита про наявність у електрона спіна і пов'язаного з ним власного магнітного моменту, а магнітний момент атома розглядати як векторну суму орбітального та власного магнітних моментів електронів. При цьому Дж. Уленбек і С. Гаудсміт уявляли електрон як кульку. З розвитком фізики, зокрема квантової механіки, ці уявлення виявились досить наближеними. Проте наявність власного механічного і магнітного моментів розглядається тепер як невід'ємна властивість електрона. Спін та власний магнітний момент мають також протон, нейтрон та інші елементарні частинки.

§ 8. Розподіл електронів в атомі по енергетичних рівнях

З попереднього параграфу відомо, що електрони в атомі можуть перебувати в різних стаціонарних станах. Кожний з цих станів можна охарактеризувати чотирма квантовими числами: n , l , m_l , m_s , де n — головне квантове число, яке визначає розміри орбіти електрона, а також енергію електрона в атомі; l — орбітальне квантове число, що визначає орбітальний момент імпульсу (орбітальний механічний момент) електрона в атомі і ексцентриситет (ступінь витягнутості) його орбіти; m_l — магнітне квантове число, яке визначає просторову орієнтацію орбіти, а отже, проекцію вектора орбітального механічного і магнітного моменту на заданий напрям; m_s — спінове квантове число, що визначає орієнтацію власного механічного й магнітного моментів електрона.

Якщо атом збуджений, то електрони в ньому можуть перебувати в будь-якому з можливих стаціонарних станів, яких, взагалі, досить багато. Випромінюючи відповідний за величиною квант світла, атом переходить із збудженого стану в так званий нормальний стан. З'ясуємо, в яких станах перебувають електрони в такому незбудженому атомі. За класичними уявленнями всі електрони в цьому випадку перебуватимуть в одному стаціонарному стані, якому відповідає мінімальне значення енергії. Проте досліди з іонізації атомів свідчать, що це не так.

Будь-який атом можна іонізувати, вириваючи з нього електрони. Для цього треба виконати роботу, яка за величиною дорівнює абсолют-

ному значенню енергії стаціонарного стану, в якому перебуває електрон. Так, щоб вилучити електрон з атома водню, потрібно затратити енергію 13,5 еВ. Якби всі електрони незбудженого багатоелектронного атома перебували в одному стаціонарному стані, то на вилучення кожного з електронів треба було б затратити ту саму кількість енергії. Якщо ж електрони в такому атомі перебувають у різних енергетичних станах, то не однаково, який з них вилучається. Робота на вилучення електрона матиме в цьому випадку кілька значень: відповідно до того у скількох стаціонарних станах перебувають електрони в атомі.

Дослід показує, що робота з виривання електрона з атома (робота іонізації) за винятком атомів водню і гелію набуває кількох значень. Для літію і берилію таких значень два, для бору і вуглецю — три. У атомів більш важких елементів робота іонізації набуває ще більшої кількості різних значень. Отже, електрони в незбудженому атомі перебувають у різних стаціонарних станах. У зв'язку з цим виникає запитання, в яких саме стаціонарних станах перебувають електрони в такому атомі. Відповісти на нього можна, виходячи з фундаментального принципу квантової механіки, висунутого в 1924 р. швейцарським фізиком В. Паулі.

За принципом Паулі електрони, що входять до складу якої-небудь системи, зокрема внутрішньоатомні електрони, не можуть перебувати в тотожних станах руху. Інакше кажучи, *в будь-якому стаціонарному стані, що характеризується сукупністю чотирьох квантових чисел n , l , m_l і m_s , не може перебувати більше одного електрона*. Стан, в якому перебуває електрон, називається заповненим. Якщо виходити із уявлень теорії Бора, то принцип Паулі означає, що два або більше електронів не можуть рухатись по спільній орбіті, маючи однакові напрями спінів. Беручи до уваги, що відповідно до двох значень спінового квантового числа ($m_s = \pm 1/2$) можливі дві орієнтації спіну електрона, принцип Паулі можна сформулювати так: *в системі (зокрема в атомі) не може бути більше двох електронів, рух яких характеризується однаковими значеннями трьох квантових чисел n , l , m_l* .

Оскільки при заданому значенні орбітального квантового числа l магнітне квантове число m_l набуває $2l + 1$ значень, то в складних багатоелектронних атомах число електронів, що характеризується однаковими значеннями двох квантових чисел n і l , не перевищує $2(2l + 1)$. Отже, якщо атом має досить велику кількість електронів, то серед електронів, стан руху яких характеризується однаковим головним квантовим числом n , не може існувати більше двох s -електронів ($l = 0$), шести p -електронів ($l = 1$), десяти d -електронів ($l = 2$), чотирнадцяти f -електронів ($l = 3$), вісімнадцяти g -електронів ($l = 4$) і т. д.

Користуючись принципом Паулі, визначимо максимальне число електронів $Z(n)$, що перебувають у станах, які характеризуються

значенням n головного квантового числа. Оскільки при заданому n орбітальне квантове число l змінюється від 0 до $n - 1$, то, використавши формулу для суми членів арифметичної прогресії, дістанемо

$$Z(n) = \sum_{l=1}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2. \quad (12.30)$$

Сукупність електронів, які перебувають у всіх можливих станах з однакою значенням головного квантового числа n , утворює електронну оболонку (електронний шар). Електронні шари прийнято позначати великими латинськими буквами відповідно до значення головного квантового числа. Найближче до ядра розташований K -шар, для якого $n = 1$. Далі йдуть L -шар ($n = 2$), M -шар ($n = 3$), N -шар ($n = 4$) тощо. Згідно з формулою (12.30), в K -шарі може перебувати не більше двох електронів (два s -електрони); в L -шарі — не більше восьми (з них два в s -стані і шість в p -стані). В M -шарі максимально може міститись вісімнадцять електронів, з них — два s -електрони, шість — p -електронів і 10 d -електронів і т. д. Схематично електронні шари в атомі зображено на рис. 12.6. Електрони, що мають однакову пару квантових чисел n і l , утворюють підгрупу. Оскільки для $n = 1$ l може дорівнювати тільки нулю, то в цьому шарі є тільки одна підгрупа. Число електронів у шарі з $n = 1$ дорівнює $2n^2 = 2 \cdot 1^2 = 2$. Число електронів у підгрупі з $l = 0$ також дорівнює 2, оскільки в цьому випадку $2(2l + 1) = 2$. Для $n = 2$ число електронів $2n^2 = 8$ і l набуває двох значень: 0; 1. Число електронів для $l = 0$ і $l = 1$ відповідатиме 2 і 6. Для $n = 3$ загальне число електронів в шарі $2n^2 = 18$ і l набудатиме три значення: 0; 1; 2; матимемо три підгрупи електронів з числом електронів 2, 6, 10. Аналогічно можна проаналізувати розподіл електронів по підгрупах із значеннями 4; 5; 6; ... для n . Як вказувалось, електрони, що входять у підгрупи із значеннями 0; 1; 2; 3; ... для l , називаються відповідно s -, p -, d -, f -електронами тощо. Стани електронів в атомі прийнято записувати так: головне квантове число n — цифрою, а число l — відповідною буквою. Тоді стан електрона в K шарі ($n = 1, l = 0$) треба записати символом $1s$, у шарі l ($n = 2$) при $l = 0$ — символом $2s$, а при $l = 1$ — символом $2p$. Аналогічно можна розписати стани електронів для інших шарів:

M — шар ($n = 3$)	N — шар ($n = 4$)
$l = 0$ $3s$	$l = 0$ $4s$
$l = 1$ $3p$	$l = 1$ $4p$
$l = 2$ $3d$	$l = 2$ $4d$
	$l = 3$ $4f$

Викладені тут теоретичні положення про розподіл електронів по шарах (оболонках) дають змогу зрозуміти, чим визначається періодичність у властивостях елементів, яку виявив Д. І. Менделєєв.

§ 9. Періодична система елементів Д. І. Менделєєва

У побудові періодичної системи елементів Д. І. Менделєєв брав за основу атомну масу, функцією якої є властивості атомів. Сучасна теорія атомів уточнила це питання й показала, що основним аргументом, який визначає властивості елементів, є порядковий номер їх в таблиці Д. І. Менделєєва. Він може бути виражений числом протонів в атомному ядрі або числом електронів в електронній оболонці атома. Обидва ці числа в нейтральному атомі дорівнюють одне одному. Тепер можна встановити зв'язок між будовою електронних оболонок атома і його місцем у періодичній системі Д. І. Менделєєва. Для цього простежимо за заповненням електронних оболонок (шарів). Найпростіший за будовою атом — це атом водню ($Z = 1$). Його електронна оболонка складається лише з одного електрона, який у нормальному незбудженому атомі (а ми в цьому параграфі розглядатимемо саме такі атоми) перебуває у $1s$ -стані (K -оболонка, $n = 1$). Атом наступного елемента — гелій ($Z = 2$) містить два електрони. Обидва вони перебувають у $1s$ -стані, але їхні спіни антипаралельні. Оскільки в K -шарі ($n = 1$) може знаходитись лише два електрони, то вже в атомі гелію він виявляється повністю забудованим. Якщо згадати, що два розглянуті елементи утворюють перший період системи Менделєєва, то стає зрозумілим, що останній пов'язаний із заповненням K -оболонки, для якої $n = 1$. В атомі літію ($Z = 3$) два електрони з антипаралельними спінами можуть зайняти $1s$ -стан, а третій електрон, за принципом Паулі, вже не може перебувати в цьому енергетичному стані і змушений зайняти наступний, більш високий стан $2s$. Незбуджений атом літію складається із ядра і двох електронів у електронній оболонці з $n = 1$ (вони утворюють атомний залишок) і одного зовнішнього «оптичного» електрона в оболонці з $n = 2$. У атомі берилію ($Z = 4$) два з чотирьох електронів заповнюють K -оболонку ($n = 1$) і разом з ядром утворюють атомний залишок, а два зовнішні електрони в незбудженому атомі перебувають в $2s$ -стані. Далі, починаючи від бору ($Z = 5$), йде заповнення $2p$ -станів; атом бору має три зовнішніх електрони, атом вуглецю — чотири і т. д. В атомі неону ($Z = 10$) вся L -оболонка ($n = 2$) виявляється заповненою. Заповнення L -оболонки, для якої $n = 2$ (і, отже, вона може складатися з восьми електронів), визначає другий період системи Менделєєва, до якого входять елементи Li, Be, B, C, N, O, F, Ne.

У третьому періоді системи Менделєєва, згідно з розглянутою вище теоретичною схемою групувань електронів у атомах, повинно бути 18 елементів, оскільки йому відповідає головне квантове число $n = 3$ і, отже, $2n^2 = 18$. У четвертому періоді аналогічно повинно було бути $2n^2 = 2 \cdot 4^2 = 32$ елементи, в п'ятому 50 елементів і т. д. Проте експериментальне вивчення розподілу електронів по оболонках методами оптичної і рентгенівської спектроскопії показало, що є від-

хилення від цієї ідеальної схеми групувань електронів, обумовлені додатковими взаємодіями, які не були враховані в попередніх міркуваннях. Реальне заповнення електронних оболонок, встановлене на досліді, в загальних рисах відповідає схемі $2n^2$, але з відхиленням від неї, які ми розглянемо нижче. Будову електронних оболонок (шарів) і підгруп у атомах інертних газів наведено в табл. 12.1.

Таблиця 12.1

Елемент	$K (n = 1)$	$L (n = 2)$	$M (n = 3)$	$N (n = 4)$	$O (n = 5)$	$P (n = 6)$
Гелій (He)	2					
Неон (Ne)	2	2 6				
Аргон (Ar)	2	2 6	2 6			
Криптон (Kr)	2	2 6	2 6 10	2 6		
Ксенон (Xe)	2	2 6	2 6 10	2 6 10	— 2 6	
Радон (Rn)	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6

Не слід вважати, що підгрупи або навіть шари просторово різко розмежовані. Якщо керуватись наочними уявленнями теорії Бора — Зоммерфельда, то слід врахувати, що поряд з коловими орбітами електронів є також еліптичні. Деякі електрони, що належать до якого-небудь проміжного шару і рухаються по витягнутих еліптичних орбітах, в деякі моменти часу підходять до ядра ближче, ніж електрони попереднього шару, які рухаються по менш витягнутій або по коловій орбіті; в інші моменти часу ці електрони віддаляються від ядра на відстані, більші за радіус будь-якої колової орбіти наступного шару.

Виходячи з міркувань квантової механіки, енергія електрона в багатоелектронному атомі визначається (при відсутності зовнішнього поля) головним чином числами n і l . При заданому значенні головного квантового числа n вона збільшується із зростанням числа l , а при фіксованому l зростає із збільшенням n . Це приводить до того, що, починаючи з певних значень головного квантового числа n , стани з більшим значенням n і малим l характеризуються меншим значенням енергії порівняно із станами, які відповідають меншим n і великим l . Наприклад, енергія електрона в $4s$ -стані ($n = 4, l = 0$) менша, ніж його енергія в $3d$ -стані ($n = 3, l = 2$). Так само енергія електрона в $5s$ -стані ($n = 5, l = 0$) менша від його енергії в $4d$ -стані ($n = 4, l = 2$), а енергія електрона в $6s$ -стані ($n = 6, l = 0$) менша порівняно із його енергією в $4f$ -стані ($n = 4, l = 3$) і енергією в $5f$ -стані ($n = 5, l = 3$) і т. д.

Оскільки в незбудженому атомі електрони повинні заповнювати насамперед стани, яким відповідає мінімальне значення енергії, то при цьому порушується порядок заповнення електронних оболонок, який, як виявляється, визначається не головним квантовим числом n , а сумою $(n + l)$ головного і орбітального квантових чисел. При

даному значенні суми ($n + l$) спочатку заповнюються електронні оболонки з меншим n і більшим l , а потім — з більшим n і меншим l .

Періодичність властивостей атомів пояснюється періодичністю заповнення їхніх електронних оболонок, яка випливає з принципу Паулі. Періодичність у фізичних властивостях окремих хімічних елементів виявляється насамперед у структурі лінійчастих спектрів, які випромінюють атоми цих елементів, тобто в оптичному випромінюванні пари цих речовин. Так, наприклад, спектри всіх лужних металів мають однакові спектральні серії і відрізняються лише довжинами хвиль спектральних ліній. Аналогічна картина спостерігається і для інших груп. Це пояснюється тим, що оптичні лінійчасті спектри випромінюються електронами зовнішніх електронних оболонок, які і визначають періодичність властивостей атомів. Періодичність виявляється також у структурі спектральних ліній. В елементах першої групи системи Д. І. Менделєєва вони становлять дублети, в елементах другої групи — одинарні лінії та триплети. Елементи групи бору утворюють дублети, а групи вуглецю — одинарні лінії і триплети і т. д.

Періодичність виявляється не лише в хімічних і оптичних, а й в електричних властивостях атомів. Звертає на себе увагу факт, що «благородні» гази, які мають заповнені зовнішні оболонки — два (He) або вісім електронів (Ne, Ar, Kr, Xe, Rn), мають найбільш високі іонізаційні потенціали. У галоїдів, розташованих зліва від них, потенціали іонізації менші, а у лужних металів — набагато менші. Другі потенціали іонізації атомів лужних металів, тобто величини, що характеризують роботу виривання електронів з іонів лужних металів, тобто з іонів, зовнішня оболонка яких складається з восьми електронів, також дуже високі. Наприклад, другий потенціал іонізації для натрію дорівнює 46,5 еВ, для калію — 31,5 еВ, для рубідію — 27,0 еВ, для цезію — 23,5 еВ. Восьмиелектронній конфігурації електронної оболонки атома («октет») властива особлива стійкість: для віддалення одного з електронів октетів витрачається велика робота. Атомам галоїдів (F, Cl, Br, J), що досить сильно утримують свої валентні електрони, не вистачає одного електрона, щоб їхні зовнішні оболонки були стабільними октетами. Ці атоми здатні приєднати до себе зайвий електрон і стати негативними іонами. Система вільного електрона і атома галоїду має більшу енергію, ніж негативний іон галоїду, тобто система, де цей електрон зв'язаний з сімома валентними електронами атома галоїду, утворюючи октет. Атомам галоїдів, як і атомам деяких інших елементів, властива спорідненість з електроном. Разом з тим зв'язок валентних електронів лужних металів, що обертаються навколо атомних залишків, у яких електрони зовнішньої оболонки утворюють октет, слабкий. Тому при зближенні атома лужного металу M з атомом галоїду X відбувається енергетично вигідний перехід валентного електрона від першого до другого; при цьому нейтральні атоми перетворюються в позитивний іон металу M^+ і

негативний іон галоїду X^- . Сили кулонівського притягання між різноіменно зарядженими іонами утримують їх один біля одного — виникає гетерополярний зв'язок і утворюється молекула MX .

Перші досліди з синтезу елементів, розташованих після урану в таблиці Д. І. Менделєєва, або, як їх зараз називають, трансуранових елементів, були розпочаті ще в 30-х роках групою видатного італійського фізика Е. Фермі, але перший успіх випав на долю Ф. Абельсона і Е. Макміллана, які в 1940 р. синтезували перший трансурановий елемент з атомним номером 93 — нептуній.

Аналізуючи причини перших невдач з синтезу та пошуку трансуранових елементів, відомий американський фізик Г. Сиборг висунув «актиноїдну гіпотезу», за якою хімічними аналогами лантанодів є елементи з порядковими номерами 90—103, тобто перший s -електрон з'являється у торію Th ($Z = 90$). Актиноїдну гіпотезу покладено в основу хімічних методів виділення штучних елементів. З використанням цих методів пов'язане одержання трансуранових елементів від америцію Am ($Z = 95$) і кюрію Cm ($Z = 96$) до лоуренсію Lr ($Z = 103$) включно. Починаючи з 1940 р. почалось послідовне відкриття трансуранових елементів. Поступово були синтезовані ізотопи елементів, які відповідали все більшим і більшим Z . На сьогодні відомі такі трансуранові елементи: нептуній ${}^{237}_{93}Np$, плутоній ${}^{242}_{94}Pu$, америцій ${}^{241}_{95}Am$, кюрій ${}^{242}_{96}Cm$, берклій ${}^{243}_{97}Bk$, каліфорній ${}^{245}_{98}Cf$, ейнштейній ${}^{253}_{99}Es$, фермій ${}^{255}_{100}Fm$, менделєєвій ${}^{256}_{101}Md$, нобелій ${}^{255}_{102}No$, лоуренсію ${}^{257}_{103}Lr$, курчатовій ${}^{260}_{104}Ku$, нільсборій ${}^{261}_{105}Ns$ та інші.

Намагаючись знайти межу періодичної таблиці Д. І. Менделєєва, вчені продовжували дослідження. Здавалось, що межа таблиці Д. І. Менделєєва десь зовсім близько, оскільки кожний наступний елемент виявлявся менш стабільним. Проте вже у 106 і 107 елементів зменшення часу життя уповільнилось. А це свідчить про можливість існування трансуранових стабільних елементів. Вчені гадають, що ізотопи, які наближаються за складом до 114 протонів і 184 нейтронів (${}^{298}_{114}Z$), повинні мати підвищену стабільність — бути «довгожителами». Такі елементи дістали назву наделементів, а область значень атомних номерів і масових чисел, що відповідають їм, новою областю відносної стабільності. Саме тут можна чекати збільшення часу життя далеких елементів.

§ 10. Методологічне значення періодичного закону Д. І. Менделєєва

Період атомістичної хімії завершується в другій половині XIX ст. відкриттям Д. І. Менделєєвим періодичного закону елементів і побудовою на його основі періодичної системи елементів (1869 р.). Для цього відкриття були всі об'єктивні передумови. Було підтверджено вірогід-

ність атомної гіпотези. В хімії утвердилися поняття атома і молекули. На основі атомної гіпотези відкрито закони, за якими з елементів утворюються складні хімічні речовини.

На початку другої половини XIX ст. хіміки вже вивчили понад 50 елементів, дали описання їхніх властивостей і досить точно визначили атомну масу. Виникла потреба систематизувати накопичений матеріал. Перші спроби класифікації ґрунтувались на чітко виражених фізичних і хімічних властивостях (наприклад, металів і неметалів), на виділенні окремих груп або рядів подібних між собою елементів (наприклад, галоїдів). Проте попередники Д. І. Менделєєва ставили перед собою обмежену мету — класифікувати елементи більш зручним способом. Ніхто з них за окремими закономірностями не помітив загального основного закону.

Д. І. Менделєєв насамперед чітко визначив поняття «елемент». Він відмежував його від «простого тіла» і, що найголовніше, пов'язав з ученням про атоми. Поняття «просте тіло» відповідає молекула, яка складається з атомів. Елементами ж називають ті складові частини простих і складних тіл, які обумовлюють їхні фізичні і хімічні властивості. Елементу відповідає поняття про атом. Наприклад, вуглець є елемент, а графіт і алмаз — прості тіла.

Основною властивістю елемента, що визначає інші властивості атома (і елемента) і дає змогу відрізнити атоми одного елемента від іншого, є його атомна маса. Саме ця властивість пов'язана з самою природою елемента; і має бути покладена, на думку Менделєєва, в основу наукової системи елементів. Суть цієї системи полягала в розкритті характеру зв'язку між атомною масою як кількісною визначеністю елемента, і всією сукупністю його властивостей як якісною визначеністю.

Ідея про те, що атомна маса елемента є його основною властивістю, в загальному вигляді була висловлена ще до Менделєєва. Проте тільки Менделєєв, вивчивши весь попередній теоретичний і емпіричний матеріал, визначив характер залежності властивостей елементів від атомної маси. Проаналізувавши цю залежність, він дійшов висновку, що «якщо всі елементи розмістити в порядку відповідно до значення їхньої атомної ваги, то вийде періодичне повторення властивостей. Це виражається законом періодичності: *властивості простих тіл, а також форми і властивості сполук елементів перебувають у періодичній залежності* (або, на мові алгебри, утворюють періодичну функцію) *від значення атомних ваг елементів*».*

Під час аналізу змісту періодичного закону особливе значення має дослідження питання про те, як виявляється дія законів діалектики. Послідовно переходячи від одного елемента до іншого в порядку зро-

* Менделєєв Д. І. Основи хімії: В 2 т.— М.; Л.: Госхимиздат, 1947.— Т. 2.— С. 80—81.

стання атомної маси (або атомного номера), можна простежити зростання або послаблення суперечливих властивостей (наприклад, металевих і металоїдних) хімічних елементів. Розвиток цих суперечностей відбувається відповідно до закону переходу однієї якості в іншу при кількісних змінах. Із збільшенням кількості елементарних частинок, що утворюють атом, його властивості якісно змінюються і періодично повторюються. Проте це повторення не є копіюванням, поверненням до пройденого етапу розвитку. Більш складні елементи тієї самої групи періодичної системи завжди виявляють такі якісні особливості, яких не було в простіших елементах. Наприклад, багато властивостей золота подібні до властивостей міді. Золото і мідь містяться в тій самій підгрупі 1-ї групи періодичної системи. Проте атоми золота більш складні, ніж атоми міді. Вони мають свої якісні особливості, внаслідок чого золото і мідь мають різне практичне застосування.

Слід зазначити, що в основі періодичного закону лежить не лише уявлення про періодичну залежність властивостей елементів, а й уявлення про закономірний зв'язок між властивостями елементів у кожному періоді і в кожній групі періодичної системи, а також всередині цієї системи по діагональних напрямках. Саме цей закономірний зв'язок між кількісними і якісними характеристиками елементів, вперше відкритий і досліджений Менделєєвим, дав змогу йому передбачити існування і властивості невідомих на той час хімічних елементів.

До відкриття періодичної системи було відомо і описано 54 елементи. Д. І. Менделєєв передбачив існування нових 12 елементів. Для трьох із них — скандію, галію і германію — він визначив заздалегідь усі найважливіші фізико-хімічні властивості.

Спираючись на періодичний закон, Д. І. Менделєєв виправив атомну масу деяких елементів. Так само були передбачені інертні гази. Згодом відкрили лантаноїди, гелій та аргон, актиноїди.

Теоретичні передбачення, які Д. І. Менделєєв зробив на основі періодичного закону, підтвердилися на практиці. Тим самим періодичний закон утвердився як об'єктивний закон природи. Сучасна атомна фізика не тільки не суперечить періодичній системі, а, навпаки, глибше розкрила її зміст, дала відповідь на ті питання, які залишалися нез'ясованими. Всі елементи залишилися на тих же місцях, де їх поставив Д. І. Менделєєв, а відкриті пізніше елементи розмістилися у відведених для них місцях у таблиці.

Відкриття Д. І. Менделєєва високо оцінив Ф. Енгельс. «Менделєєв, — писав він, — застосувавши несвідомо гегелівський закон про перехід кількості в якість, учинив науковий подвиг, який сміливо можна поставити поряд з відкриттям Левер'є, який обчислив орбіту ще невідомої планети — Нептуна» [1, 365]. Науковий подвиг Менделєєва полягав у тому, що він зробив з періодичного закону далекосяжні

теоретичні передбачення. Вони дали ключ до дослідної перевірки закону, на багато років вперед вказали шлях розвитку науки. Періодичний закон став одним з основних законів природознавства, які становлять фундамент сучасного фізичного вчення про будову матерії.

§ 11. Рентгенівське випромінювання

Випромінювання, відкрите в 1895 р. німецьким фізиком В. Рентгеном і назване на його честь *рентгенівським*, відіграло велику роль у дослідженнях будови електронних оболонок і властивостей складних атомів, при вивченні будови молекул, а особливо кристалічних решіток твердих тіл. Рентгенівське випромінювання виникає при гальмуванні речовиною швидких електронів внаслідок перетворення кінетичної енергії цих електронів в енергію електромагнітного випромінювання. Рентгенівське випромінювання — це електромагнітне випромінювання, що характеризується дуже короткими довжинами хвиль від 0,1 до 80 нм. Нагадаємо, що довжина хвилі найбільш коротких фіолетових променів, що сприймаються оком, дорівнює 400 нм.

Для одержання рентгенівського випромінювання використовують спеціальні електровакуумні прилади — рентгенівські трубки. Вони складаються з вакуумованого скляного або металевого корпусу, в якому на певній відстані один від одного містяться катод і анод. Катод є джерелом електронів, а анод (антикатод) — джерелом рентгенівського випромінювання. Між катодом і анодом створюється сильне електричне поле, яке прискорює електрони. У ньому електрони набувають енергії 10^4 — 10^5 еВ.

Як свідчить досвід, існують два типи рентгенівського випромінювання. Перший тип називають білим рентгенівським випромінюванням. Для нього властивий суцільний спектр, подібний до спектра білого світла, звідси і назва цього випромінювання. Біле рентгенівське випромінювання виникає під час гальмування швидких електронів при зіткненні їх з антикатодом. Тому це випромінювання називають ще гальмовим. Його випромінюють самі електрони, які рухаються в речовині. Виходячи з класичних уявлень, будь-який електричний заряд, що рухається прискорено (або сповільнено), випромінює електромагнітні хвилі з суцільним спектром. Рентгенівський суцільний спектр обмежений з боку коротких довжин хвиль деякою найменшою довжиною хвилі λ_{\min} , яку називають граничною (короткохвильова межа суцільного спектра). На рис. 12.12 показано суцільні спектри у випадку вольфрамового антикатада для ряду значень різниці потенціалів між електродами рентгенівської трубки.

Наявність межі λ_{\min} не можна пояснити, виходячи з класичних уявлень про природу рентгенівського випромінювання. Неперервний спектр гальмового рентгенівського випромінювання за хвильовими

уявленнями не повинен бути обмеженим. Дослід показав, що гранична довжина хвилі λ_{\min} обернено пропорційна кінетичній енергії K -електронів, які обумовлюють гальмове рентгенівське випромінювання. На основі квантових уявлень наявність λ_{\min} просто пояснюється. Справді, з погляду квантових уявлень, максимальна енергія $h\nu_{\max}$ рентгенівського кванта, що виникає за рахунок енергії електрона, не може перевищувати цієї енергії:

$$E_m = h\nu_{\max}. \quad (12.31)$$

Переходячи в (12.31) від частоти до довжини хвилі, дістанемо

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{ch}{E_m}. \quad (12.32)$$

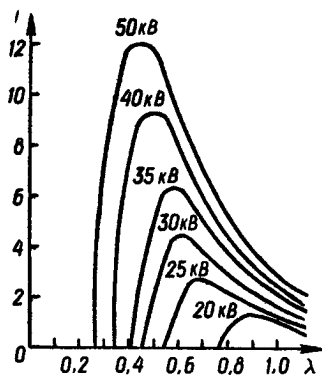


Рис. 12.12

Формула (12.32) добре узгоджується з дослідними даними. В свій час вона виявилась одним з найточніших методів експериментального визначення сталої Планка h .

Співвідношення (12.32) збігається з рівнянням Ейнштейна (10.14) для фотоелектру, якщо в ньому знехтувати роботою виходу електрона з металу. Якщо фотоелектр обумовлений рентгенівським випромінюванням, то в рівнянні (10.13) робота виходу електрона з металу A значно менша за енергію кванта $h\nu$ і нею можна знехтувати. Фотоелектр і виникнення гальмового рентгенівського випромінювання є взаємооборотними явищами.

Другим типом випромінювання є характеристичне рентгенівське випромінювання. Його називають так через те, що воно характеризує речовину анкатада (анода) рентгенівської трубки. Спектр характеристичного рентгенівського випромінювання — лінійчастий. Особливість цих спектрів полягає в тому, що кожний хімічний елемент дає певний характеристичний рентгенівський спектр незалежно від того, чи збуджується атом у вільному стані, чи він входить до хімічної сполуки. Спектри характеристичного рентгенівського випромінювання істотно відрізняються від оптичних електронних спектрів тих самих атомів. Оптичні спектри атомів залежать від того, чи перебувають атоми у вільному стані, чи входять до складу хімічних сполук. Це обумовлено тим, що оптичні лінійчасті спектри атомів визначаються поведінкою зовнішніх валентних електронів. При утворенні хімічних зв'язків стан валентних електронів змінюється, що проявляється на оптичних спектрах.

Характеристичне рентгенівське випромінювання виникає під час процесів, що відбуваються в глибинних, забудованих електронних обо-

лонках атомів, які не змінюються, коли атом виявляється зв'язаним у хімічну сполуку.

У 1913 р. Г. Мозлі встановив важливу залежність між довжинами хвиль ліній характеристичного рентгенівського випромінювання і порядковим номером хімічних елементів, які є джерелами рентгенівського випромінювання. Закон Мозлі можна описати такою формулою:

$$\sqrt{\frac{v^*}{R'}} = a(Z - \sigma), \quad (12.33)$$

де $v^* = \frac{1}{\lambda}$ — хвильове число лінії; R' — стала Рідберга в м^{-1} (або см^{-1}); a і σ — деякі сталі, що характеризують серію ліній рентгенівського характеристичного спектра і речовину антикатада (анода). Для довжин хвиль ліній K_α Мозлі дістав таке співвідношення:

$$\sqrt{\frac{v^*}{R'}} = \sqrt{\frac{3}{4}}(Z - 1). \quad (12.34)$$

Порівнюючи (12.34) і (12.33), маємо, що для цих ліній $a = \sqrt{3/4}$ і $\sigma = 1$.

Застосування закону Мозлі до атомів хімічних елементів періодичної системи Д. І. Менделєєва підтвердило закономірне зростання електричного заряду ядра на одиницю при послідовному переході від одного елемента до іншого. Це стало переконливим доказом справедливості ядерної будови атома і періодичного закону Д. І. Менделєєва.

§ 12. Ефекти Зеемана і Штарка

У 1896 р. П. Зееман знайшов, що коли помістити джерело світла між полюсами електромагніту, відбувається розщеплення спектральних ліній джерела на ряд компонентів.

Ефектом Зеемана називають розщеплення спектральних ліній і рівнів енергії в зовнішньому магнітному полі.

При спостереженні випромінювання, яке поширюється перпендикулярно до напрямку напруженості \vec{H} магнітного поля, лінія ν_0 симетрично розщеплюється на три компоненти з частотами ν_{+1} , ν_0 і ν_{-1} . При цьому всі три компоненти лінійно поляризовані. Для середньої компоненти ν_0 , яку називають π -компонентом, коливання електричного вектора \vec{E} напрямлені вздовж напруженості \vec{H} зовнішнього магнітного поля. Для крайніх компонент ν_{+1} і ν_{-1} (так звана σ -компонента) коливання електричного вектора \vec{E} перпендикулярні до напрямку \vec{H} .

При спостереженні випромінювання, яке поширюється вздовж напрямку магнітного поля, лінія ν_0 зникає, а крайні лінії ν_{+1} і ν_{-1} виявляються поляризованими по колу з протилежними напрямками обертання. Такий тип розщеплення спектральних ліній називають

нормальним або простим ефектом Зеемана. Для нього відстань між середньою і крайніми лініями нормального триплету $\Delta\nu_0 = \nu_{+1} - \nu_0 = \nu_0 - \nu_{-1}$ виявляється такою, що

$$\Delta\nu_0 = \frac{\mu_0 e H}{4\pi m_e} = \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}, \quad (12.35)$$

де $\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e}$ — магнетон Бора; μ_0 — магнітна стала. Нормальний ефект Зеемана відносно легко спостерігається в спектрах лужноземельних елементів, а також в спектрах Zn, Cd, Hg.

Нормальний ефект Зеемана у 1897 р. пояснив ще Х. Лоренц на основі класичної електронної теорії. Квантово-механічна теорія ефекту Зеемана базується на аналізі розщеплення енергетичного рівня випромінюючого електрона в атомі (розглядається атом з одним випромінюючим електроном), який вміщено в постійне магнітне поле з напруженістю \vec{H} . У випадку нормального ефекту Зеемана прийнято вважати, що електрон має тільки орбітальний магнітний момент $\vec{\mu}_m$. У магнітному полі з індукцією \vec{B} електрон набуває додаткової енергії

$$\Delta W_{\text{магн}} = -(\vec{\mu}_m, \vec{B}) = -\mu_m \mu_0 H \cos(\vec{\mu}_m, \vec{B}) = -\mu_0 \mu_{mz} H, \quad (12.36)$$

де μ_{mz} — проекція магнітного моменту на напрям z магнітного поля. Виходячи з формул (12.27) і (12.29), дістанемо

$$\mu_{mz} = -\frac{e}{2m_e} L_{1z} = -\frac{e\hbar}{2m_e} m_l, \quad (12.37)$$

де m_l — магнітне квантове число.

Отже, додаткова енергія, якої набуває електрон атома в магнітному полі,

$$\Delta W_{\text{магн}} = \mu_0 \frac{e\hbar}{2m_e} m_l H = \mu_0 \mu_B m_l H. \quad (12.38)$$

Магнетон Бора μ_B є одиницею вимірювання електронних магнітних моментів. Аналогічно цьому величина $\mu_0 \mu_B H$ є одиницею вимірювання розщеплення енергетичних рівнів електронів в атомах, що перебувають в магнітному полі. Цю величину, що дорівнює розщепленню рівня $m_l = 1$ за рахунок орбітального магнітного моменту електрона, називають нормальним розщепленням. Якщо позначити енергію електрона в атомі в деякому стані l у відсутності магнітного поля W_1 , а m_1 — магнітне квантове число в цьому стані і відповідно W_2 і m_2 — енергія електрона і магнітне квантове число в більш високому енергетичному стані, то повну енергію електрона в стані l і 2 при наявності зовнішнього магнітного поля можна записати так:

$$W'_1 = W_1 + m_1 \mu_0 \mu_B H, \quad (12.39)$$

$$W'_2 = W_2 + m_2 \mu_0 \mu_B H. \quad (12.40)$$

Частота оптичного переходу між станами 2 і 1 буде

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{W'_2 - W'_1}{h} = \frac{W_2 - W_1}{h} + (m_2 - m_1) \frac{\mu_0 \mu_B H}{h} = \\ &= \nu_0 + \Delta m_l \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}, \end{aligned} \quad (12.41)$$

де ν_0 — частота спектральної лінії у відсутності зовнішнього магнітного поля. За правилом добору для магнітного квантового числа, при переходах між дозволеними рівнями $\Delta m_l = m_2 - m_1 = +1, 0, -1$. Тому частоти нормального триплету Зеемана мають такі значення:

$$\nu_{+1} = \nu_0 + \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}, \quad \nu_0, \quad \nu_{-1} = \nu_0 - \frac{\mu_0 \mu_B H}{h}. \quad (12.42)$$

Ці значення збігаються з дослідом у випадку сильних магнітних полів. Критерій сильного і слабого магнітного поля в ефекті Зеемана пов'язаний з величиною нормального розщеплення $\mu_0 \mu_B H$. Якщо ця величина набагато перевищує різницю між енергіями двох енергетичних рівнів i -го і j -го у відсутності магнітного поля

$$(\mu_0 \mu_B H) \gg |W_i - W_j|,$$

то магнітне поле вважають сильним (W_i і W_j — енергії двох рівнів в атомі). Магнітне поле, що задовольняє протилежній умові ($\mu_0 \mu_B H \ll |W_i - W_j|$), називають слабким.

У слабкому магнітному полі спостерігається аномальний або складний ефект Зеемана. В цьому випадку відбувається розщеплення спектральних ліній на декілька компонент, які належать за своєю поляризацією або до π -, або до σ -компонент. Аномальний ефект Зеемана дістав своє тлумачення після виявлення спіну електрона. При поясненні нормального ефекту Зеемана береться до уваги лише орбітальний магнітний момент електрона. Наявність у електрона спіну і власного магнітного моменту ускладнює картину розщеплення енергетичних рівнів і спектральних ліній в магнітному полі.

При збільшенні напруженості магнітного поля взаємодія між орбітальним та спіновим моментами стає все менш істотною порівняно з взаємодією кожного з них окремо з зовнішнім полем. Розщеплення спектральних ліній при цьому зростає і поступово починають зливатися компоненти мультиплетів сусідніх спектральних ліній. У сильному магнітному полі з усіх компонент мультиплетів залишаються три лінії (у випадку поздовжнього) нормального ефекту Зеемана. Перехід від аномального до нормального ефекту Зеемана при збільшенні напруженості зовнішнього магнітного поля називають ефектом Пашена — Бака.

У 1913 р. Й. Штарк відкрив явище розщеплення спектральних ліній в електричному полі для бальмерівської серії водню. Це явище

розщеплення енергетичних рівнів і спектральних ліній під дією на речовину зовнішнього електричного поля називають ефектом Штарка.

Вплив електричного поля на атом істотно залежить від того, чи має він електричний момент \vec{P}_l , чи такий момент відсутній. Якщо $\vec{P}_l \neq 0$ (ця умова виконується, наприклад, для станів з $n > 1$ у атома водню і воднеподібних іонів), то у зовнішньому електричному полі з напруженістю \vec{E} такий атом-диполь набуває додаткової енергії, яка пропорційна напруженості поля,

$$\Delta W_l = -(\vec{P}_l, \vec{E}). \quad (12.43)$$

Ця додаткова енергія і спричиняє лінійний ефект Штарка.

Якщо дипольний електричний момент атома у відсутності зовнішнього електричного поля дорівнює нулю, то спостерігається квадратний ефект Штарка, при якому розщеплення енергетичних рівнів і відповідно спектральних ліній пропорційне квадрату напруженості електричного поля. Причину цього явища можна пояснити так: під дією зовнішнього поля атоми поляризуються, причому в не дуже сильному полі, індукований дипольний момент \vec{P}_l стає пропорційним напруженості поля:

$$\vec{P}_l = \varepsilon_0 \alpha \vec{E}, \quad (12.44)$$

де α — поляризованість атома. Додаткова енергія, якої набуває атом в електричному полі,

$$\Delta W_l = \frac{\varepsilon_0 \alpha E^2}{2}. \quad (12.45)$$

Ця енергія і спричиняє квадратичне штарківське розміщення енергетичних рівнів і спектральних ліній. Квадратичне розщеплення набагато менше, ніж розщеплення у випадку лінійного ефекту Штарка.

§ 13. Лазери (оптичні квантові генератори)

Крім самодовільних (спонтанних) переходів електронів з одного енергетичного рівня на інший спостерігаються також вимушені, або індуковані переходи, що обумовлені дією на атом падаючого на нього випромінювання. Спонтанні переходи здійснюються лише в одному напрямі — з вищих рівнів на нижчі. Вимушені переходи можуть з однаковою імовірністю відбуватись як в одному, так і в іншому напрямі. У випадку переходу на більш високий рівень атом поглинає падаюче на нього випромінювання. Вимушений перехід з одного із збуджених рівнів на більш низький енергетичний рівень супроводжується випромінюванням фотона додатково до того фотона, під дією якого відбувся перехід. Це додаткове випромінювання називають *вимушеним*, або *індукованим*.

Вимушене випромінювання має дуже важливу властивість. Напря́м його поширення точно збігається з напрямом поширення зовнішнього випромінювання, яке викликає перехід. Частоти, фази і стани поляризації вимушеного і зовнішнього випромінювання також збігаються. Отже, вимушене і зовнішнє випромінювання є когерентним. Ця особливість вимушеного випромінювання покладена в основу дії підсилювачів і генераторів світла, які називають *лазерами*.

Вперше принцип підсилення світла за рахунок вимушеного випромінювання запропонував В. О. Фабрикант у 1939 р. Використання вимушеного випромінювання для підсилення електромагнітних хвиль у мікрохвильовому діапазоні запропонували у 1954 р. незалежно радянські вчені М. Г. Басов і О. М. Прохоров та американський вчений Ч. Таунс *. Відповідні прилади, що працюють в сантиметровому діапазоні хвиль, дістали назву *мазерів*.

Перший лазер створив Т. Мейман (США) у 1960 р. Іноді лазери називають *оптичними квантовими генераторами*.

Для підсилення світла потрібно, щоб на вищому рівні E_j знаходилось більше електронів, ніж на нижчому, тобто $N_j > N_i$ при $E_j > E_i$. Вважають, що в цьому випадку відбувається інверсна (зворотна) заселеність рівнів E_i і E_j . Тоді при проходженні через речовину електромагнітної хвилі з частотою $\nu = \frac{E_j - E_i}{h}$ ця хвиля буде не слабшати, а навпаки, підсилуватись за рахунок індукованого випромінювання. Під її дією атоми узгоджено переходитимуть в нижчі енергетичні стани, випромінюючи хвилі, що збігаються за частотою і фазою з падаючою хвилею.

Розроблено ряд методів створення інверсної заселеності енергетичних рівнів. У лазерах, в яких робочою речовиною є люмінесцентні кристали (наприклад, рожевий рубін, який звичайно містить 0,05 % хрому), застосовують для цього оптичне нагнітання. В газах (наприклад, суміші гелію і неону) крім оптичного нагнітання можна використовувати також зіткнення електронів з атомами та між атомами. У напівпровідникових лазерах інверсна заселеність досягається проходженням через напівпровідник електричного струму.

Розглянемо принцип дії рубінового лазера (рис. 12.13), робочим елементом якого є рубіновий циліндр діаметра 5—10 мм і завдовжки 20—100 мм. Плоскі торцеві кінці циліндра паралельні з високим ступенем точності. Одна основа циліндра є дзеркальною (покрита сріблом), друга — частково дзеркальною. В деяких випадках часткове пропускання світла досягається виготовленням отвору в посрібленій поверхні кристала. Для оптичного нагнітання вздовж кристала розташовують потужну імпульсну лампу. Поглинання світла створює в

* У 1964 р. М. Г. Басову, О. М. Прохорову та Ч. Таунсу за ці роботи було присуджено Нобелівську премію.

іонах хрому інверсну заселеність. Тому спонтанне випромінювання фотонів веде до швидкого посилення інтенсивності світлового променя, причому це світло зазнає багатократного відбивання між дзеркальними поверхнями. Внаслідок цього помітно посилюються лише ті промені, які поширюються паралельно осі циліндра. Крізь напівпрозору поверхню світло виходить з лазера у вигляді інтенсивного різко направленого пучка. Ця поверхня є фронтом світлової хвилі. Ширина спектральної лінії випромінювання рубінового лазера ($\lambda = 694,3$ нм) становить близько $0,01$ нм. Густина потоку світлової енергії дорівнює 10^4 — 10^7 кВт/м². Фотони, що виникають при спонтанному випромінюванні, при проходженні крізь кристал індукують додаткове випромінювання, і внаслідок лавиноподібного утворення фотонів лазер дає інтенсивний світловий потік. Робочу речовину лазера охолоджують до низьких температур, наприклад до температури рідкого азоту (77 К), щоб уникнути переходів електронів з основного рівня на більш енергетично високий внаслідок

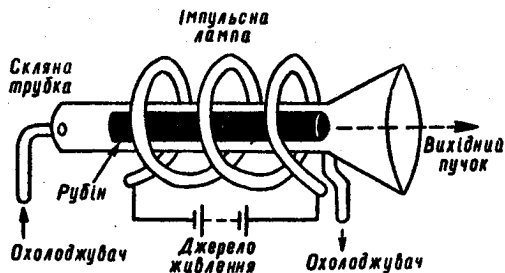


Рис. 12.13

теплових коливань кристалічної решітки.

Важливою особливістю квантових генераторів є те, що вони дають когерентне випромінювання. На відміну від газового рубіновий лазер працює лише в імпульсному режимі, віддаючи в короткому імпульсі неперервно накопичувану енергію. Внаслідок цього при імпульсі випромінювання з тривалістю періоду 10^{-8} с лазер віддає потужність, що досягає десятків і сотень мільйонів ват.

Розбіжність пучка когерентного випромінювання лазера мізерна. Можна легко досягти розбіжності близько кутової хвилини, мабуть можна досягти і кутових секунд. Це робить випромінювання лазерів дуже перспективним для здійснення далекого зв'язку, в тому числі і міжпланетного: при малій розбіжності потоку випромінювання густина енергії зменшується залежно від відстані дуже повільно. До того ж велика частота випромінювання (для лазерів 10^{14} — 10^{15} Гц, яка перевищує частоту радіохвиль у 10^7 — 10^9 раз) дає змогу передавати одним каналом величезний об'єм інформації. Класичний дослід Майкельсона, повторений із застосуванням лазерів, дав змогу одержати точність, що перевищує точність, якої досяг А. Майкельсон, приблизно в п'ять тисяч раз.

Лазери широко використовують в науці, техніці, медицині.

За робочу речовину в лазерах крім кристалів рубіну використовують гази, рідини, напівпровідники. В першому рубіновому лазері

випромінювачами були домішкові іони хрому, які перетворюють кристал оксиду алюмінію в рубін. У твердих і деяких рідинних лазерах як випромінювачі використовують домішкові іони рідкісноземельних елементів. В газорозрядних лазерах випромінювачами є атоми, іони і навіть молекули неорганічних сполук, такі як двооксид вуглецю. Лише в напівпровідникових лазерах під час випромінювання світла використовується сам напівпровідник. Встановлено, що складні молекули органічних барвників також можна примусити випромінювати когерентне лазерне світло. Активні молекули в цих лазерах звичайно містяться у водних і спиртових розчинах.

Прикладом практичного застосування лазерів є голографія — особливий спосіб фіксування на фотопластинці структури світлової хвилі, яка відбивається від предмета. При освітленні пластинки (голограми) пучком світла зафіксована на ній хвиля відновлюється майже в первісному вигляді. Отже, зорове відчуття при сприйманні відновленої хвилі оком практично таке саме, що й при спостереженні безпосередньо предмета (за виключенням його забарвлення).

Голографію було винайдено у 1947 р. англійським фізиком Д. Габором. Проте здійснення ідеї Д. Габора стало можливим лише після появи у 1960 р. джерел світла високого ступеня когерентності — лазерів. Вихідну схему Д. Габора вдосконалили американські фізики Е. Лейт і Дж. Упатнієкс, які в 1963 р. одержали перші лазерні голограми. Радянський вчений Ю. М. Денисюк у 1962 р. запропонував (а пізніше здійснив) оригінальний метод фіксування голограм на товстошаровій емульсії. Цей метод має ряд особливостей. Зокрема дає змогу одержати кольорове зображення предметів.

Контрольні запитання

1. З якою метою Розерфорд здійснив досліди по розсіянню α -частинок?
2. Сформулюйте постулати Бора.
3. Яка причина виникнення лінійчастих спектрів? Чим відрізняються серії Лаймана, Бальмера і Пашена між собою?
4. Як можна визначити радіус електрона в атомі та його енергію?
5. Поясніть досліди Франка і Герца на основі постулатів Бора.
6. Назвіть чотири квантові числа, дайте їм характеристику.
7. Сформулюйте принцип Паулі.
8. Як врахувати правило $n + l$ (суми головного і орбітального квантового чисел) при заповненні електронних оболонок в атомі?
9. Які ви знаєте трансуранові елементи? Чи існують вони в природі?
10. Поясніть принцип дії оптичних квантових генераторів (лазерів). Яке випромінювання називають вимушеним або індукованим?

ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ РЕЧОВИНИ**§ 1. Хвильові властивості частинок. Формула де Бройля**

Теорія Бора, пояснивши механізм утворення спектральних ліній і наявність закономірностей в спектрі атома водню і воднеподібних іонів, передбачивши існування раніше невідомих серій в інфрачервоній частині спектра атома водню, доставши розумні значення в оцінці розмірів атома водню, створила тим самим передумови на шляху пояснення будови атомів і характеру протікання внутрішньоатомних процесів. Однак навіть у тих проблемах, які принесли успіх теорії Бора, з самого початку виникли суперечності. Це було насамперед пов'язано з тим, що в ній умови квантування штучно поєднувались з невластивою їм класичною механікою. У зв'язку з цим теорія Бора не могла дати придатного для всіх випадків методу квантування. Як уже зазначалось, невдача спіткала теорію Бора і при дослідженні атомів з числом електронів, більше одного. Спроба пояснити будову найпростішого з них — атома гелію (М. Борн, В. Гейзенберг, Х. Крамерс) призвела до суперечливих результатів, зокрема дала неправильне значення іонізаційного потенціалу. Керуючись методами теорії Бора, важко було пояснити взаємодію двох атомів. Найпростіша задача цього типу — утворення молекул водню — в теорії Бора залишилась не розв'язаною. В результаті поступово було визнано, що теорія Бора: 1) позбавлена внутрішньої єдності, штучно поєднує класичну механіку з квантовими умовами, що призводить до неоднозначності самого квантування; 2) дає неточні висновки за межами розрахунку атома водню; 3) не розв'язує проблеми про інтенсивність спектральних ліній і поляризацію випромінювання.

Всі ці недоліки усунуто в квантовій механіці, яка ґрунтується на корінній зміні наших уявлень про природу матеріальних частинок. Першим кроком до створення нової квантової теорії була висловлена в 1924 р. французьким фізиком Луї де Бройлем гіпотеза про існування глибокої аналогії між властивостями світла і властивостями матеріальних частинок. Подібно до того, як в одних умовах виявляються корпускулярні властивості світла (як потоку частинок-фотонів), а в інших — хвильові, то й частинки речовини в певних умовах (в мікросвітах) можуть також виявляти хвильові властивості.

Ще в 20-х роках минулого століття У. Гамільтон показав, що узагальнені закони геометричної оптики й механіки І. Ньютона можна описати рівняннями, математична форма яких тотожна: всі закони геометричної оптики можуть бути виведені з варіаційного принципу П. Ферма, а закони механіки — з варіаційного принципу найменшої дії. Це означає, що для визначення траєкторії матеріальної точки в полі з по-

тенціалом $U(x, y, z)$ можна скористатися рішенням математично подібної задачі на визначення ходу світлових променів в оптично неоднорідному середовищі з відповідно підібраним показником заломлення.

Проте застосування геометричної оптики обмежено випадками, коли величина отворів, через які проходять промені, або розміри перешкод на шляху променів великі порівняно з довжиною їхньої хвилі.

Більш загальною і більш точною є хвильова оптика, що пояснює закономірне дифракційне відхилення світлових променів від прямолінійності при малих розмірах екранів і отворів, а також явища інтерференції, поляризації тощо. Відкриття квантової природи світла показало, що особливості світла не вичерпуються його хвильовими властивостями. Виявилось, що хвильову оптику треба доповнити аналізом таких випадків, коли проявляються корпускулярні властивості своєрідних світлових частинок — фотонів.

Глибока математична аналогія між ньютонівською механікою і геометричною оптикою дала змогу зробити висновок, що закони квантової механіки аналогічні законам хвильової оптики. У 1924—1926 рр. фізики слідом за Луї де Бройлем і Е. Шредінгером дійшли висновку, що, описуючи закони руху найдрібніших частинок речовини, слід користуватись рівняннями, подібними до рівнянь хвильової оптики. Незабаром правильність цієї думки було підтверджено: рух електронів, протонів, атомів і т. д. керується законами, які є наслідком хвильових процесів. Так виникла хвильова (квантова) механіка, що описує явища в мікросвіті. Механіка Ньютона (порівняно з більш загальною хвильовою механікою) виступає як граничний випадок, придатний лише для аналізу руху макроскопічних тіл. Де Бройль обгрунтував припущення, що рух кожної частинки супроводжується хвильовим процесом, довжина хвилі якого λ пов'язана з масою m і швидкістю частинки v простим співвідношенням (формула де Бройля):

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (13.1)$$

де h — стала Планка.

Формулу де Бройля (13.1) можна застосувати до будь-якої частинки незалежно від ступеня її складності. Проте хвильові властивості частинок виявляються далеко не завжди. Це пов'язано з тим, що довжина хвилі де Бройля λ обернено пропорційна масі частинки. Для макротіл, тобто тіл великої маси, довжина хвилі дуже мала, і хвильовими властивостями таких тіл можна нехтувати. Проте їх не можна не враховувати при розгляді мікрочастинок. Кількісна зміна маси тіла призводить до появи якісно нових хвильових властивостей, які не притаманні макротілам. Вказані особливості свідчать про те, що закони, яким підлягають макротіла, не можна автоматично переносити на мікросвіт. Із співвідношення де Бройля випливає, що довжина хвилі

для даного сорту частинок ($m = \text{const}$) залежить від їхньої швидкості. При однакових швидкостях довжина хвилі залежить від маси частинки: $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$. В знаменнику формули (13.1) стоїть імпульс частинки, його можна записати так:

$$p = mv = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{vT} = \frac{hv}{v}. \quad (13.2)$$

Зазначимо, що де Бройлю вдалося деякою мірою обґрунтувати постулат Бора про стаціонарні орбіти. Для цього він припустив, що стаціонарними є такі стани електронів у атомі, коли на довжині їхньої орбіти вкладається ціле число дебройлівських довжин хвиль. Отже, умова стаціонарних орбіт за де Бройлем визначатиметься співвідношенням

$$2\pi r_n = n\lambda = n \frac{h}{mv}, \quad (13.3)$$

звідки можна дістати співвідношення

$$mvr_n = n \frac{h}{2\pi},$$

тобто умову стаціонарності електронних орбіт за Бором (12.11).

§ 2. Експериментальне підтвердження хвильових властивостей речовини

Слід зазначити, що гіпотеза про хвильові властивості частинок, висунута де Бройлем, спочатку не зустріла підтримки з боку фізиків. Уявлення про електрон як заряджену кульку настільки вкорінилося, що ідеї де Бройля, незважаючи на успіх в обґрунтуванні постулату Бора, здавались фантастичними. Лише в 1927 р., після того як американські фізики К. Девіс і Л. Джермер, а також незалежно від них англійський фізик Дж. П. Томсон експериментально довели існування явища дифракції для електронного пучка, сумніви щодо справедливості гіпотези де Бройля зникли.

К. Девісон і Л. Джермер вивчали протягом кількох років відбивання пучка електронів від різних металевих поверхонь. На рис. 13.1 зображено схему цих дослідів. Електрони, що випромінювались вольфрамовою ниткою розжарювання *A*, проходили через кілька діафрагм. Між першою діафрагмою і ниткою було прикладено різницю потенціалів, що прискорювала рух електронів. Тонкий пучок електронів, виділений системою діафрагм, потрапляв на поверхню монокристала *B*. Частина відбитих електронів попадала в колектор *C*, що являв собою подвійний циліндр Фарадея. Кількість електронів, що потрапляла в колектор, вимірювалась за допомогою чутливого гальванометра, з'єданого з внутрішнім циліндром колектора.

Під час вимірювань можна було обертати монокристал B і переміщувати колектор C по дузі. При різних положеннях колектора в нього попадали електрони, відбиті під різними кутами від поверхні монокристала. На кривій кутового розподілу відбитих електронів було виявлено ряд максимумів. Це можна пояснити дифракцією електронних хвиль де Бройля, відбитих кристалічною решіткою. Положення максимумів на експериментальній кривій збігаються з положеннями, знайденими з умови Вульфа — Бреґга для рентгенівського випромінювання $2d \sin \Theta = n\lambda$, де λ — довжина хвилі де Бройля; d — стала кристалічної решітки.

Конструкція приладу К. Девісона і Л. Джермера дала змогу вивчити залежність сили струму I , що проходить через гальванометр, від

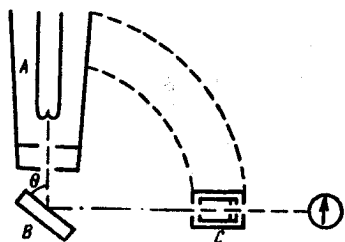


Рис. 13.1

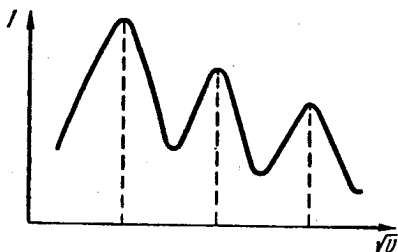


Рис. 13.2

швидкості електронів при фіксованому куті розсіювання. При цьому виявилось, що в разі монотонної зміни швидкості електронів, яке досягалось монотонною зміною прискорюючої різниці потенціалів U , сила струму змінюється немонотонно залежно від \sqrt{U} . При певних значеннях \sqrt{U} сила струму проходить через максимуми, які розміщені на однаковій відстані один від одного (рис. 13.2). Виходячи з корпускулярних уявлень цього не можна пояснити. Якщо ж виходити з хвильових уявлень, то розташування максимумів на кривій $I(\sqrt{U})$ на однакових відстанях один від одного свідчить про справедливість формули Вульфа — Бреґга. Дійсно, у цьому випадку просторова орієнтація кристала залишається незмінною ($\Theta = \text{const}$), а змінюється лише різниця потенціалів U , внаслідок чого змінюється швидкість електронів, а отже, і їхня довжина хвилі, що визначається співвідношенням (13.1).

З рівняння Вульфа — Бреґга випливає, що при фіксованому куті Θ порядок дифракційного максимуму n обернено пропорційний довжині хвилі:

$$n = \frac{2d \sin \Theta}{\lambda} = \frac{c_1}{\lambda}. \quad (13.4)$$

Для зручності можна користуватись формулою де Бройля в дещо зміненому вигляді. Якщо електрон, як це було в дослідях К. Девісона

і Л. Джермера, дістає свою швидкість в електричному полі, то із закону збереження енергії $\left(\frac{mv^2}{2} = eU\right)$ впливає, що

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}, \quad (13.5)$$

де e — заряд електрона; m — його маса; U — прискорююча різниця потенціалів. Підставивши в формулу (13.1) добуте значення для v із (13.5) і значення всіх сталих, дістанемо формулу, якою користуються при практичних розрахунках,

$$\lambda = \frac{1,225}{\sqrt{U}} \text{ (нм)}. \quad (13.6)$$

Напругу U виражено у вольтах. З цієї формули виходить, що електрони, прискорені полем до 50 В (як у дослідах К. Девісона), мають довжину хвилі де Бройля 0,173 нм, тобто такого самого порядку, як хвилі рентгенівського випромінювання, які використовуються при дослідженні структури кристалів.

Якщо формулу (13.6) підставити в (13.4), то дістанемо

$$n = c_2 \sqrt{U}, \quad (13.7)$$

де c_2 — стала величина.

Отже, максимуми сили струму спостерігатимуться лише при певних змінах різниці потенціалів. Довжина хвилі електрона, визначена за формулою де Бройля, збігається з довжиною хвилі, обчисленою за дифракційною картиною з допомогою формули Вульфа — Брегга. Все це підтверджує хвильові властивості у електронів, справедливність формули де Бройля.

У дослідах К. Девісона і Л. Джермера інтенсивність електронних пучків була настільки великою, що крізь кристал одночасно проходила велика кількість електронів. Тому можна було припустити, що спостережувана дифракційна картина обумовлена одночасною участю в процесі великого числа електронів, а окремий електрон, проходячи через кристал, дифракції не зазнає. Проте таке припущення не підтвердилось.

Дифракцію окремих електронів спостерігали у 1949 р. Л. Біberman, Н. Сушкін і В. Фабрикант. Джерело електронів дуже малої інтенсивності випромінювало електрони, які через дифракційний прилад потрапляли на реєструючий екран. При цьому інтенсивність електронного пучка була настільки малою, що кожний електрон проходив через прилад незалежно від інших. Середній час між проходженнями двох електронів через прилад приблизно в 30 000 раз перевищував час проходження електрона крізь нього. При тривалій експозиції дістали таку саму дифракційну картину, що й при малій експозиції електронного пучка великої густини. Тим самим було доведено, що хвильові властивості притаманні кожному електрону окремо. З по-

гляду квантової механіки дослід Л. Бібермана, Н. Сушкіна і В. Фабриканта не відрізняється від дослідів К. Девісона і Л. Джермера з дифракції електронів, де експериментатори мали справу з джерелом електронів великої інтенсивності.

У 1930 р. О. Штерну та І. Естерману вдалося експериментально довести, що відбивання вузьких пучків атомів водню і гелію від монокристалів відбувається за законами дифракції: відбивання спостерігається лише при певних кутах падіння. Аналогічне явище спостерігається для іонів водню. У всіх цих дослідях підтвердилась формула де Бройля. Такий результат не є дивним, оскільки атомам при порівняно невеликій швидкості їхнього руху відповідають довжини хвиль де Бройля такі самі, як для електронів з більшою швидкістю руху. Наприклад, атоми водню при 0°C мають довжину хвилі де Бройля $0,12\text{ нм}$. Отже, хвильові властивості електронів та інших найдрібніших частинок речовини є експериментально встановленим фактом.

§ 3. Рівняння Шредінгера

У 1925 р., коли ідеї де Бройля ще не були підтверджені експериментально, Е. Шредінгер і В. Гейзенберг поклали в основу створеної ними квантової (хвильової) механіки уявлення про хвильові властивості частинок речовини. Тоді було опубліковано результати теоретичних досліджень Е. Шредінгера, В. Гейзенберга, М. Борна, П. Дірака, В. Фока, В. Паулі та ін.

З попереднього параграфа відомо, що електрони поводять себе як хвилі, довжина яких визначається формулою де Бройля. Проте хвиля характеризується не лише своєю довжиною, а й амплітудою, а також інтенсивністю, пропорційною квадрату амплітуди. Який же фізичний зміст мають ці поняття у випадку електронної хвилі?

Розглянемо дослід Томсона з дифракцією електронів, в якому через тонку металеву пластинку проходив вузький пучок електронів. При цьому на фотопластинці фіксувалась система дифракційних кілець. Почорніння пластинки в кожному місці визначалося інтенсивністю падаючої електронної хвилі. Очевидно, що почорніння пропорційне числу електронів, які попадали в це місце пластинки. Для виявлення хвильових властивостей електронів не обов'язково, щоб пучок мав велику кількість рухомих електронів. Проте наперед неможливо передбачити, в яке місце пластинки попаде окремий електрон. Це приводить до ймовірного тлумачення інтенсивності електронної хвилі.

Нехай нас цікавить ймовірність перебування електрона в певному об'ємі простору з координатами $x, x + \Delta x; y, y + \Delta y; z, z + \Delta z$. Ця ймовірність дорівнюватиме $\Psi^2 \Delta x \Delta y \Delta z$, де Ψ — амплітуда електронної хвилі. Таким чином, Ψ^2 є ймовірність попадання електрона в певний об'єм простору. На противагу класичній у квантовій механіці

не можна точно вказати траєкторію руху електрона. Можна лише визначити ймовірність знаходження електрона в певному місці простору в даний момент часу.

Амплітуда електронної хвилі Ψ , що називається також хвильовою функцією, залежить від просторових координат і в загальному випадку від часу.

Отже, за аналогією з вектором \vec{E} електромагнітної хвилі трактуватимемо $\Psi^2 dV$, розраховану для об'єму dV , як величину, що визначає ймовірність перебування частинки в цьому об'ємі, а ймовірність знайти частинку будь-де в просторі $\int \Psi^2 dV = 1$. Це рівняння називають умовою нормування.

Для спрощення скористаємось стаціонарним рівнянням для амплітуди монохроматичної хвилі:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \Psi = 0. \quad (13.8)$$

В це рівняння слід вкласти фізичні властивості тієї частинки, яку описує функція Ψ . Зрозуміло, що для цього треба використати співвідношення, яке пов'яже хвильові і корпускулярні властивості частинок, тобто формулу де Бройля. Підставивши в (13.8) $\lambda = h/p$, дістанемо

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2}{h^2} p^2 \Psi = 0. \quad (13.9)$$

Враховуючи, що кінетична енергія частинки W пов'язана з її імпульсом p співвідношенням $W = \frac{p^2}{2m}$, рівняння (13.9) можна переписати так:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m W}{h^2} \Psi = 0. \quad (13.10)$$

Проте цього рівняння досить лише для встановлення траєкторії частинки, що вільно рухається. Якщо ж на частинку діятимуть якісь зовнішні сили, то її поведінка визначатиметься тими самими полями, які діють на дану частинку. Повна енергія E частинки, що рухається в силовому полі, є сумою кінетичної W і потенціальної U енергій: $E = W + U$. При русі частинки в полі всі три величини E , W і U будуть змінними. Скориставшись тим, що хвильове рівняння (13.10) містить кінетичну енергію W , після заміни $W = E - U$ остаточно дістанемо

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0. \quad (13.11)$$

Це рівняння називають *стаціонарним рівнянням Шредінгера*. В такому вигляді воно справедливе лише для тих задач, коли потенціальна

енергія U не залежить від часу, тобто $U = U(x, y, z)$. В загальному ж випадку слід враховувати залежність хвильової функції Ψ та потенціальної енергії U частинки від часу. Функція набуватиме того або іншого значення залежно від зовнішніх умов, в яких перебуває мікрочастинка. Ці зовнішні умови — сили, що діють на мікрочастинку, — в рівнянні (13.11) представлені потенціальною функцією $U(x, y, z)$. Константи \hbar і m , що входять в рівняння Шредінгера, являють собою сталу Планка і масу мікрочастинки. Проте рівняння (13.11) недостатньо для визначення функції Ψ . Треба ще врахувати, що для цієї функції мають справджуватись деякі умови, що впливають з її фізичного змісту. Функція Ψ характеризує ймовірність перебування мікрочастинки в даному елементі об'єму і через це має бути скінченною (ймовірність не може перевищувати одиницю), однозначною (ймовірність не може бути неоднозначною величиною) і неперервною (ймовірність не може змінюватись стрибкоподібно). До того ж амплітуда Ψ в кожній точці простору є комплексним числом. Тому для обчислення ймовірності треба брати не Ψ^2 , а квадрат модуля амплітуди $|\Psi|^2$.

Рівняння (13.11) справедливе лише для мікрочастинки, що рухаються з швидкостями, малими порівняно з швидкістю світла, і має розв'язок для дискретного ряду значень повної енергії. Якщо рівняння (13.11) застосувати до задачі атома водню, підставивши в нього замість U кулонівську енергію взаємодії електрона і ядра, то воно матиме скінченні і однозначні розв'язки тільки при таких значеннях повної енергії, які дістають для стаціонарних станів за теорією Бора. Отже, рівняння Шредінгера за своїми математичними властивостями вже містить у собі умови квантування, які в теорії Бора доводилось постулювати.

Таким чином, хвильова функція Ψ — основна характеристика стану мікрооб'єктів, які вивчає квантова механіка. Вона задовольняє рівняння Шредінгера, яке є основним рівнянням квантової механіки. За своїм значенням рівняння Шредінгера в квантовій механіці аналогічне другому закону Ньютона — основному закону класичної механіки. Подібно до того як в класичній механіці за допомогою другого закону Ньютона розв'язують задачі, пов'язані з рухом макротіл, так у квантовій механіці за допомогою рівняння Шредінгера розв'язують задачі, пов'язані з рухом мікрооб'єктів. Так само як рівняння Ньютона для руху макротіл, рівняння Шредінгера для мікрочастинки не виводиться, а постулюється.

§ 4. Проникнення мікрочастинки через енергетичний бар'єр

Якісна відмінність властивостей мікрочастинки і макротіл різко виявляється в їхній поведінці при зіткненні з потенціальним бар'єром. Розглянемо проходження частинки через потенціальний бар'єр найбільш простої прямокутної форми.

При цьому обмежимося одновимірним випадком, тобто випадком, коли частинка рухається в одному певному напрямі. Для розв'язання такої квантовомеханічної задачі побудуємо енергетичну діаграму — графічну залежність потенціальної енергії системи від координати. Подібний підхід до розв'язання задач є характерним для квантової механіки і обумовлений тим, що потенціальна енергія системи як функція координат входить у хвильове рівняння Шредінгера. В розглянутому випадку енергетична діаграма матиме вигляд, зображений на рис. 13.3. Як видно з рисунка, потенціальна енергія частинки, що рухається вздовж осі x , дорівнює нулю для всіх значень $x < 0$ (область I) та $x > d$ (область III), а в області II, для якої $0 < x < d$, набуває деякого сталого значення U_0 . Отже, область II можна розглядати як потенціальний бар'єр, що має ширину d і висоту U_0 .

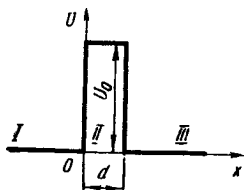


Рис. 13.3

Якщо повна енергія частинки $E < U_0$, то з класичного погляду така частинка може рухатись або в області I, або в області III, тобто має знаходитись або справа, або зліва від бар'єра. Вона не може при цьому пройти через бар'єр з однієї області дозволених рухів в іншу. Класична частинка може тільки піднятися по бар'єру до тієї висоти, на якій вся її енергія E дорівнюватиме потенціальній енергії U , що відповідає цій висоті. Така частинка не може також проникнути в область потенціального бар'єра II, оскільки там її кінетична енергія $W = E - U_0$ була б від'ємною, що неможливо.

Інша картина спостерігається для мікрочастинки, яка рухається за законами квантової механіки. Для такої частинки істотними стають хвильові властивості і проходження її через потенціальний бар'єр нагадує проходження світла крізь шар речовини, на межах якого змінюється показник заломлення. Відомо, що при падінні світла на межу поділу середовищ з різними показниками заломлення світлова хвиля частково проходить крізь цю межу (заломлюється), а частково відбивається. Аналогічно при зіткненні мікрочастинки з потенціальним бар'єром може з'явитися відбита хвиля, яка проходить крізь нього. Справді, розв'язок рівняння Шредінгера показує, що існує певна відмінна від нуля ймовірність проникнення мікрочастинки через потенціальний бар'єр і тоді, коли її повна енергія E менша за висоту бар'єра U_0 . Це явище дістало назву ефекту просочування, або *тунельного ефекту*. Ним пояснюються деякі явища, які залишались незрозумілими з погляду класичної фізики. Наприклад, тунельним ефектом пояснюється велика густина струму при холодній емісії електронів з металів. За класичною теорією електронної емісії не повинно бути, коли напруга, прикладена до металу, недостатня для подолання потенціального бар'єра електронами, висота якого визначається роботою виходу електронів. Насправді спостерігається значна

густина струму холодної емісії при напругах, порівняно менших від тієї, яка, здавалось би, потрібна для виривання електронів. Це є наслідком ефекту просочування, що підтвердилось порівнянням теоретичних розрахунків з результатами дослідів.

Для характеристики тунельного ефекту вводять поняття про прозорість D потенціального бар'єра. Цю величину можна розглядати як ймовірність просочування частинки крізь потенціальний бар'єр. Відповідні розрахунки, які виходять за межі цього курсу, показують, що прозорість бар'єра залежить від його форми. Для прямокутного потенціального бар'єра, висота якого U_0 і ширина d , величину D можна визначити за формулою

$$D = D_0 e^{-\frac{4\pi}{h} d \sqrt{2m(U_0 - E)}}, \quad (13.12)$$

де m — маса частинки; h — стала Планка; D_0 — сталий коефіцієнт, значення якого наближається до одиниці. З формули (13.12) випливає, що ймовірність проходження частинки крізь бар'єр збільшується із зменшенням його ширини d і різниці між його висотою U_0 і повною енергією частинки E . При фіксованих значеннях d і $U_0 - E$ прозорість бар'єра збільшується із зменшенням маси частинки. Так, якщо $U_0 - E = 1$ еВ і $d = 0,2$ нм, то для електронів $D \approx 0,1$, а для протонів $D = 10^{-43}$. Отже, для протонів такий бар'єр практично непрозорий. Для протонів внаслідок їхньої великої маси m характерне дуже мале значення ймовірності проникнення крізь потенціальний бар'єр. Ця особливість ще більше проявляється для частинок, важчих від протонів. Проте для дуже малої ширини бар'єра, тобто при малих значеннях d , можливе проникнення крізь потенціальний бар'єр і порівняно важких частинок. Саме це спостерігається при вилітанні α -частинок з ядер при радіоактивних перетвореннях, а також в ядерних реакціях при проникненні в ядро протонів та інших заряджених частинок.

§ 5. Співвідношення невизначеностей

На відміну від класичних частинок, мікрочастинкам одночасно притаманні хвильові і корпускулярні властивості. В одних випадках вони поведуть себе як хвилі, в інших — як окремі корпускули. Наявність хвильових властивостей у мікрочастинок, які не можна пояснити з погляду класичної механіки, приводить до припущення, що деякі поняття класичної фізики можна лише обмежено застосовувати для характеристики об'єктів мікросвіту. Так, у класичній механіці завжди можна одночасно точно визначити швидкість і координати рухомого тіла, а також обчислити траєкторію його руху. Можливість одночасного точного визначення положення і швидкості є настільки характерною властивістю макротіл, що в класичній фізиці стан системи

частинок повністю буває заданий сукупністю їхніх координат і швидкостей. Якщо ж система складається з мікрочастинок, для яких істотно хвильові властивості, то одночасне точне задання координат і швидкостей (або імпульсів) неможливе. Розглянемо рух частинки вздовж осі x . Якщо імпульс частинки p_x (або швидкість її руху v_x) набуває певного значення, то її місцеположення, тобто координата x , не має точного значення і навпаки. Це положення вперше сформулював у 1927 р. німецький вчений В. Гейзенберг у вигляді так званого принципу невизначеностей: *добуток невизначеності в імпульсі Δp_x на невизначеність у координаті Δx не може бути меншим за величину $\hbar = h/2\pi$, де h — стала Планка:*

$$\Delta p_x \Delta x \geq \hbar. \quad (13.13)$$

Отже, не можна одночасно точно знати координату й імпульс (або швидкість) частинки. Чим точніше задана або визначена одна з цих величин, тим менш точно відома інша. Проте величини Δx і Δp_x не можна тлумачити як неточність вимірювання координати й імпульсу. Термін «неточність» немов би припускає, що існують і «точні» значення x і p_x , але їх чомусь не можна виміряти. Деякі фізики вважають, що співвідношення Гейзенберга є чимось тимчасовим, що згодом ми зможемо знайти точні дані про координату й імпульс мікрооб'єктів. Таке припущення зовсім неправильне. Насправді неможливість одночасно точно виміряти координату й імпульс означає, що частинка за своєю природою не допускає одночасної локалізації в координатному і в імпульсному просторах, інакше кажучи, ця неможливість є наслідком суперечливої природи частинки.

Принцип невизначеностей часто розглядають так, ніби вимірювання координати частинки робить невизначеною її швидкість і навпаки. Подібні формулювання не виражають суті справи, оскільки дають підставу вважати, що мікрочастинки, наприклад електрон, самі по собі мають певну координату й імпульс, але ми не можемо їх одночасно і точно визначити, оскільки прилад, який вимірює одну величину, вносить немов би неконтрольовані збурення, що заважає виміряти другу величину. При такому розумінні принцип невизначеностей виражає обмеженість наших пізнавальних можливостей, а така концепція з філософського погляду означає перехід на позиції агностицизму. При цьому не так уже й важливо, чи допускається, що координати й імпульс частинки, які існують об'єктивно, ніколи не будуть визначені одночасно, чи в майбутньому будуть знайдені так звані заховані параметри, які дадуть змогу обійти співвідношення невизначеностей. Справа тут не в можливостях апаратури чи методики вимірювання — співвідношення невизначеностей відображає суть явищ мікросвіту, воно є одним із основних положень квантової механіки, об'єктивним законом природи.

Отже, принцип невизначеностей має об'єктивний зміст і не пов'яза-

ний із запереченням пізнання. Його суть полягає в своєрідному вираженні якісно нової природи мікрооб'єктів, які об'єктивно не мають точних координат і імпульсів, рух яких об'єктивно є безтраєкторним. Одночасно точно виміряти координату і імпульс частинки неможливо, але не тому, що цьому щось заважає (наприклад, неконтрольований вплив приладу), а тому, що класичних координат й імпульсу в частинці просто немає.

Разом з тим, описуючи рух мікрочастинки і пов'язуючи теоретичну схему з експериментальними даними, ми неодмінно змушені користуватися мовою класичної механіки. Ця нерозривна єдність якісно нової природи мікрочастинки і гносеологічної необхідності використання (правда, своєрідно, обмежено) мови класичної механіки і виражає принцип невизначеностей, який В. О. Фок назвав принципом обмеженого застосування класичних моделей. Співвідношення невизначеностей дає об'єктивну межу сумісного застосування класичних характеристик для квантової системи. Воно виражає єдність хвильових і корпускулярних властивостей квантової системи.

Враховуючи зв'язок між імпульсом і швидкістю частинки, співвідношення (13.13) можна переписати так:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{2\pi m}, \quad (13.14)$$

де m — маса частинки. Отже, добуток невизначеності Δx у координаті на невизначеність в швидкості Δv_x завжди більший або дорівнює $h/(2\pi m)$. Для частинок з великою масою відношення h/m мале. Тому за співвідношенням (13.14) має бути малим і добуток $\Delta x \Delta p_x$, тобто положення і швидкість частинки в цьому випадку можна визначити точно. Це, зокрема, стосується макроскопічних тіл, для яких $h/m \rightarrow 0$.

В. Гейзенберг, Н. Бор та інші вчені розглядали співвідношення невизначеностей як пряме і повне відображення дійсної невизначеності в поведінці мікрооб'єктів. Цю невизначеність вони вважають головною особливістю мікросвіту, що відрізняє його від макросвіту. В макросвіті невизначеність не виявляється через велику масу об'єктів, що дає змогу нехтувати їхніми хвильовими властивостями.

В. Гейзенберг, який створив значну частину математичного апарату квантової механіки і встановив співвідношення невизначеностей, вважав, що ключем до найбільш глибокого розуміння квантової механіки є висунуте ним начало принципової спостережуваності. Він вважав головним те, що квантова механіка не оперує «принципово неспостережуваними» величинами (зокрема, такими, як траєкторія мікрочастинки і одночасне значення координат і імпульсу частинки).

Н. Бор надавав особливого значення тому, що квантова механіка правильно враховує взаємодію між мікро- і макротілами — між спостережуваною частинкою і приладами. Будь-яке вимірювання включає в себе взаємодію спостережуваного об'єкта і приладу, викликає

зміну їхнього стану. Наприклад, для визначення локалізації частинки можна було б її освітити, але мінімальна порція світла — фотон — неодмінно надасть частинці додаткового імпульсу. При будь-якому вимірюванні імпульсу частинки, наприклад при її зіткненні з іншою частинкою, обов'язково відбудеться зміна координат частинки, що обумовлено самим актом зіткнення. Аналіз цих взаємодій завжди приводить до підтвердження співвідношення невизначеностей.

Співвідношення Гейзенберга тісно пов'язане з принципом доповнення Бора.

§ 6. Принцип доповнення

Концепція доповнення виникла в фізиці у зв'язку з потребами фізики, але разом з тим вона має глибоко філософський характер і є яскравим підтвердженням органічного зв'язку фізики з філософією, що характерно для науки ХХ ст.

Принцип доповнення, запропонований Н. Бором для розв'язання ряду парадоксальних ситуацій, що виникають при інтерпретації квантової механіки, має фундаментальне значення як для філософської інтерпретації квантової механіки, так і для адекватного розуміння фізичного змісту і подальших шляхів її розвитку.

Вартий уваги також факт визнання плідності старих класичних понять, з одного боку, та ствердження потреби нових, немеханічних понять, з іншого. Вперше вихідна ідея, що лежить в основі концепції доповнення, була застосована її автором як методологічна вимога при побудові теорії атома. Пізніше ідея необхідності і взаємовиключення різнотипних описань склала ядро принципу доповнення.

Отже, вихідне поняття доповнення відбиває вимогу узгодженого розуміння об'єкта дослідження на основі суперечностей між уявленнями і висновками класичних теорій та новими, квантовими ідеями про цей об'єкт.

Загальним принципом класичної фізичної методології є твердження: поняття та уявлення про макросвіт мають абсолютну значущість, тобто, зокрема, необхідні і достатні також для описання мікросвіту. Тому в класичній фізиці припускається можливість описання фізичних об'єктів незалежно від засобів і умов спостереження і вимірювання, з відривом від описання фізичної констатації об'єктів, а також як завжди точною деталіною підрозділення поведінки об'єкта та експерименту над ним без зміни суті спостережуваного явища.

В квантовій механіці така абсолютизація фізичних процесів принципово неможлива: описуючи явища, тут не можна залишати осторонь умови фізичної констатації в експерименті. Не можна також домагатися як завжди докладної (в класичному розумінні) деталізації даного фізичного явища. Явища, які описує квантова механіка, мають істотну рису цілісності, неподільності, індивідуальності.

Вказані особливості квантових явищ обмежують придатність класичного способу описання, але не виключають його. Навпаки, це описання залишається необхідним, оскільки на ньому базується фізична констатація явищ. Отже, потрібне деяке видозмінення (або узагальнення) класичного способу описання, для того щоб, по-перше, залишалась можливість для введення нових, пов'язаних з квантом дії понять і, по-друге, залишилась можливість описання експерименту над квантовими об'єктами на мові класичної фізики. Шукане узагальнення і було сформульовано спочатку у вигляді принципу певної відповідності між поняттями старої теорії і новими, квантовими ідеями. Принцип відповідності Бора забезпечує не тільки якісний (змістовний), а й кількісний (математичний) бік правильного узагальнення класичної теорії на квантовий випадок. Отже, принцип відповідності має двоїстий характер: з одного боку, ним забезпечується кількісний бік відповідності старої та нової теорій, а з другого — він відбиває також і якісну контрастність цих теорій. Співвідношення узгодженості і контрастності, доведене до кількісної визначеності, дає змогу розглядати принцип відповідності як конкретно-фізичне вихідне поняття доповнення.

Дальшу конкретизацію специфічних умов та типу описання квантових явищ з застосуванням класичних понять визначає принцип доповнення. Співвідношення невизначеностей при цьому виступає як математичний вираз доповнення класичних понять. Суть принципу доповнення зводиться до наступного: з метою вичерпного описання квантових явищ за допомогою класичних понять і образів потрібні дві додаткові одна до одної системи понять. Під доповненням цих систем розуміють таке їхнє відношення: а) системи понять є взаємовиключними з класичного погляду; б) кожна з систем, взята окремо, недостатня для повного описання мікрооб'єкта; в) системи еквівалентні — жодній з них не можна надати перевагу.

Неминучість доповнення та обґрунтування необхідності принципу доповнення в квантовій механіці впливає з експериментально перевірених і твердо встановлених явищ, а також із фактичного співвідношення фізичних величин: наявність кванта дії і входження його до відповідних формул для енергії і імпульсу, придатність законів збереження енергії та імпульсу для індивідуальних мікропроцесів, явища корпускулярно-хвильового дуалізму, поділ приладів на два типи: імпульсно-енергетичні і просторово-часові, причому застосування приладу одного типу виключає одночасне застосування приладу другого типу.

На теоретичному рівні описання мікропроцесів принцип доповнення виступає насамперед як своєрідний гносеологічний принцип заборони, який фіксує обмежену застосовність класичних уявлень про атрибути матерії до мікросвіту. Класичні поняття причинності та просторово-часової локалізації, а також корпускулярні і хвильові

властивості виявляються альтернативними і доповнювальними. «Будь-яке однозначне застосування динамічних законів збереження в квантовій фізиці,— писав Н. Бор,— вимагає, щоб описання явища супроводжувалося принциповою відмовою від детальної локалізації в просторі-часі» [7, 122—123].

За своїм внутрішнім фізичним змістом поняття координати, імпульсу, часу, енергії залишаються в квантовій механіці тими самими, що і в класичній фізиці. Змінюється лише спосіб їхнього зв'язку між собою — саме цей спосіб є неklasичним і фіксується в нових специфічних квантових поняттях невизначеності, доповнення.

У принципі доповнення досягається більш високий, порівняно з принципом відповідності, тип узгодження контрастності між квантовим змістом явища та його класичним описанням. Класичне описання можна застосовувати, але лише особливим, додатковим чином. Принципом доповнення Н. Бор ввів до фізичного знання абсолютно нову тематичну форму відтворення реальності. Він зажадав, щоб з двох альтернатив фізичного пояснення явищ обидві були прийняті одночасно, незважаючи на те, що вони не можуть бути адекватними одночасно в будь-який момент часу або за будь-яких умов. Крім того, в цьому виявляється специфіка діалектики доповнення: протилежності, залишаючись в конфронтації одна з одною, розвиваються паралельно, не поглинаючи одна одну через «зняття» на шляху прогресуючого руху, тобто не виникає питання про «зняття» класичної фізики як менш адекватної, менш правдивої. Класична механіка зберігає свою самостійність і істинність (відносно) при описанні квантових явищ. Лише особливе спряження вказаних способів описання дає дійсне знання. Отже, принцип доповнення слід розглядати як якісний стрибок у формулюванні і розвитку вихідного поняття концепції доповнення, він є дальшим розвитком ідей, закладених в принципі відповідності, етапом найбільш чіткого та повного формулювання, що лежить в основі методології Н. Бора *.

§ 7. Причинність у мікросвіті

Детермінізм сформувався в класичній механіці. Потім він був поширений на інші області фізики. Але подібне поширення на квантову механіку виявилось пов'язаним з серйозними труднощами, що привело окремих вчених до висновку про порушення закону причинності в мікросвіті та до спроби обґрунтувати його усунення із фізики. В зв'язку з цим необхідно розрізнати причинну концепцію і детермінізм.

Класична механіка тлумачить матеріальне тіло як частинку, або

* Принцип дополнителности и материалистическая диалектика / Под ред. Л. Б. Баженова.— М. : Наука, 1976.— С. 124—265.

корпускулу, що має в кожний момент часу певне положення (координати) в просторі і швидкість (імпульс). При своєму русі така частинка за певний проміжок часу описує лінію, яку називають траєкторією.

Успіхи, досягнуті класичною механікою, привели до того, що положення, справедливі в її межах, необґрунтовано поширювались іноді на явища, що якісно відрізняються від явищ, які досліджує класична механіка. Механістичний детермінізм у фізиці означає: початковий стан руху тіла (що характеризується значеннями координат й імпульсу в початковий момент часу) визначає згідно з законами механіки його стан в будь-який наступний момент часу. Механічне розуміння необхідного зв'язку фізичних явищ, таким чином, допускає: 1) заперечення якісно відмінних один від одного етапів у розвитку єдиної матерії і перенесення фізичних понять із однієї області дослідження фізики (наприклад, із області макросвіту) в другу, якісно відмінну від першої (наприклад, в область мікросвіту); 2) поряд з визнанням того, що матерія тільки перервна, визнання, що рух, зміни також тільки перервні; 3) визнання панування в природі простої безпосередньої необхідності і заперечення випадковості.

Нові відкриття, які привели до створення квантової механіки, зруйнували в області мікроявищ уявлення класичної механіки про корпускулу та її стан. Було встановлено, що електрон має одночасно корпускулярні й хвильові властивості (це стосується й інших мікрочастинок). З'ясувалось, що поняття траєкторії непридатне для рухомого електрона, а його стан не може бути охарактеризований одночасно точними значеннями координати й імпульсу. Інакше кажучи, досліди, показали, що потік електронів поводить себе не як потік частинок. Електрони в цьому потоці одночасно подібні рухомим частинкам і хвилям. Тому поняття класичної теорії про неперервні хвилі і перервні частинки, що виключають одна одну, виявилось недостатнім для відображення квантових явищ. Ця ломка понять класичної механіки була використана ідеалістами, які розглядали обмеженість положень механістичного матеріалізму про матерію і причинність як усунення матерії і причинності з природи, як крах філософського матеріалізму.

Оскільки в мікросвіті неможливо визначити одночасно і точно координати і імпульси, то передбачення їх неможливе, тобто невизначеність координат і імпульсів у даний момент призводить до невизначеності їх в майбутньому. Звідси можна зробити висновок, що причинний розгляд в мікросвіті непридатний і що мікропроцеси відбуваються індетерміновано.

В. Гейзенберг вважав, що пояснювати певну дію певною причиною можна лише тоді, коли ми можемо спостерігати дію і причину, не викликаючи збурення процесу. Він вважав, що статистичний характер квантомеханічних законів означає принциповий відхід від детермінізму.

Оскільки справедливість закону причинності ставиться у зв'язок з існуванням реального зовнішнього світу, то часто приходять до висновку, що такий світ не існує. Це використовують для висновків теологічного характеру. А. Еддінгтон вважав, що релігія взагалі лише з 1927 р. стала можливою для розумного вченого. Аналогічно П. Йордан стверджував, що у «вільних рішеннях» атомних явищ завжди розкривається творча сила бога. До нього приєднався А. Комптон, за яким гіпотеза про розумне божество пропонує нам найбільш сприятливе пояснення Всесвіту, ніж будь-яка інша гіпотеза.

Оскільки індетерміністська концепція розвивається на суб'єктивно-ідеалістичній основі, то вона зустрічає опір не тільки з боку представників об'єктивного ідеалізму, а також представників кантіанства і позитивізму. Крім того, цьому індетерміністському тлумаченню атомних явищ протистоїть механістичний матеріалізм. Цю концепцію критикували також з позицій діалектичного матеріалізму. В зв'язку з цим можна назвати видатних фізиків П. Ланжевена, С. І. Вавилова, В. О. Фока, Д. І. Блохінцева та ін.

Мікрочастинка (електрон, протон та ін.) відрізняється від макроскопічних тіл не лише масою і розмірами, тобто мікрочастинку не можна вважати малою копією великого тіла. Перехід від явищ макросвіту до атомних явищ не зводиться лише до зменшення масштабу, а супроводжується істотними якісними змінами. Багато ідеалістичних висновків у квантовій механіці обумовлені тим, що ця істотна властивість мікрочастинок відкидається. Розглядаючи мікрочастинку як малу копію великого тіла, деякі фізики вважають, що в кожний момент часу ці частинки мають визначені координати, швидкості, але ми не можемо одночасно визначити ці фізичні величини. Таке уявлення обмежує можливості пізнання і веде до агностицизму.

Звичайно, квантова механіка не є істиною останньої інстанції. Вже зараз відомо ряд фактів, які потребують побудови більш досконалої теорії. Проте квантова механіка і в сучасному її вигляді, безумовно, відображає об'єктивну реальність. Якісно нові особливості властиві самим мікрочастинкам і характеризують не нестачу наших знань, а, навпаки, показують, що в пізнанні об'єктивних властивостей наука зробила крок вперед порівняно з класичною фізикою. Відкриття принципу невизначеностей і своєрідних статистичних законів атомних явищ, про які в класичній фізиці не могло бути й мови, означає наступний крок в пізнанні об'єктивних закономірностей природи.

Фізики-індетерміністи не відрізняють механістичного детермінізму від принципу причинності, ототожнюють принцип причинності як загальний принцип з його окремим вираженням у вигляді динамічних законів. Вони протиставляють закономірності одиничних явищ статистичним закономірностям або причинну обумовленість тлумачать як статистичне середнє хаотичних елементарних явищ, ототожнюють випадковість з безпричинністю. Крім того, виходячи з ідеалістичного

розуміння причинності як своєрідної організуючої діяльності нашої свідомості, вони вбачають в причинності, закономірності, необхідності дещо створене розумом, а не причинність, закономірність і необхідність явищ природи, що відображається з розвитком науки й практики все повніше і точніше.

Сьогодні незнання діалектики, незнання діалектичного вчення про відносну і абсолютну істину, а також фетишизація математики призводять до абсурдних висновків про зникнення матерії, про меншу реальність мікрооб'єктів, про неможливість пізнання природи і т. д.

Нове, що внесла квантова механіка в поняття причинності в природі, полягає у визнанні того, що рух неперервний і одночасно перервний, що речовина перервна і одночасно неперервна. В квантовій механіці це приводить до того, що її закони виражаються через нові поняття, які відображають явища, невідомі доквантовій фізиці. Всім своїм змістом квантова механіка підкреслює, що потрібно розглядати в єдності закономірності одиничних явищ і їх сукупностей. Отже, квантова механіка відображає протилежності, що проявляються в мікросвіті і виступають в діалектичній єдності для мікрочастинок — це їхні корпускулярні і хвильові властивості.

Діалектичний матеріалізм давно вже довів обмеженість лапласівського детермінізму і вказав шлях до подолання цієї обмеженості — шлях узагальнення поняття причинності, в якому необхідність і випадковість не були б взаємовиключаючими протилежностями. Поняття «ймовірнісної причинності» впливає з узагальнення квантової механіки і є основою загальних ідей діалектичного матеріалізму. З погляду ймовірнісної причинності питання про попадання електрона саме в дане місце екрана (пошуки причин, які б дали змогу одночасно на нього відповісти) просто некоректно поставлено. Поведінка електрона має принципово ймовірнісний характер, об'єктивно не існує однозначного (або динамічного) закону, який керував би його поведінкою. І в цьому немає нічого несумісного з матеріалізмом, хоч є багато такого, що несумісне із звичайними уявленнями і, зокрема, з уявленнями про динамічну причинність.

Квантова механіка, стверджуючи ймовірнісну причинність, зовсім не відкидає однозначного зв'язку взагалі. Основне у квантовій механіці рівняння Шредінгера дає змогу однозначно обчислювати за початковими значеннями Ψ -функції її значення в будь-який наступний момент. Проте фізична суть Ψ -функції полягає в тому, що вона (квадрат її модуля) виражає ймовірність знаходження мікрооб'єкта в даній точці простору. Тому рівняння Шредінгера фіксує однозначний зв'язок, але не подій, що не відбулися, а потенціальних можливостей та ймовірностей, що виражають їх. Однозначний на рівні потенціальних можливостей зв'язок виявляється ймовірністю на рівні реалізованих можливостей, тобто на рівні подій, що відбулися. В цьому й

полягає єдність однозначності й статистичності (ймовірнісного характеру) в квантовій механіці.

В останніх своїх працях Н. Бор розглядав статистичний характер квантовомеханічного формалізму як природне узагальнення детерміністського описання класичної фізики. Він підкреслив відмінність між причинністю і детермінізмом (в дусі лапласівського ідеалу абсолютної детермінованості). Н. Бор тут не заперечує причинності як відношення між причиною і дією, а, навпаки, вказує, що в квантовій механіці вона зберігається. Критерій причинності, виражений в механістичному детермінізмі, непридатний до квантовомеханічних об'єктів. Квантова механіка відкидає детермінізм лише лапласівського типу (механістичний детермінізм), але вона не суперечить принципу причинності в тому розумінні, як це випливає з діалектичного матеріалізму.

Отже, квантовомеханічне розуміння причинності докорінно відрізняється від розуміння причинності в класичній механіці. Керуючись принципом невичерпності рухомої матерії, можна передбачити неминучість пізнання причинності, якій підпорядковані мікрооб'єкти. Багато ще треба зробити для удосконалення наших уявлень про причинність, підвищення точності та всебічності у віддзеркаленні за допомогою понять об'єктивних причинних зв'язків.

§ 8. Динамічні і статистичні закони

З розвитком фізики поряд з динамічними законами (механіки Ньютона) було встановлено статистичні закони. Під динамічними законами розуміють не лише закони динаміки, а й всі закони, що характеризують поведінку індивідуальних об'єктів. Статистичні закони, навпаки, є законами поведінки сукупності об'єктів або подій. При цьому конкретний вигляд законів — механічних чи електромагнітних — значною мірою неістотний, він відступає на задній план. Динамічний закон розглядався як первинний, а відкриття його сприймалось як вищий етап пізнання. Статистичний закон розуміли двояко: або як деякий сурогат «істинного» (динамічного) закону, який виникає лише в результаті нашої нездатності врахувати всі фактори, що належать до даного явища, тобто внаслідок обмеженості нашого пізнання, або як своєрідний тип об'єктивних закономірностей (а не тільки сурогат «істинних» законів), що керують поведінкою великих сукупностей об'єктів. Проте в обох випадках статистичні закони розглядаються як вторинні, похідні від динамічних, із яких вони виводяться, коли замість окремого об'єкта береться їхня велика сукупність. Це підтверджувалося успіхами класичної статистичної механіки. На основі припущення, що окрема молекула підлягає динамічному закону (другому закону Ньютона), виводились статистичні закони поведінки великих сукупностей молекул. Таким чином, властивий класичній фізиці тип відношення динамічних і статистичних законів може бути

виражений на основі такого положення: динамічні закони первинні, статистичні — вторинні, похідні від перших. За статистичними завжди стоять відповідні їм динамічні закони. В класичній фізиці статистичні закони хоч і застосовуються, але лише як замітники істинних динамічних законів. Статистичні закони мають, так би мовити, динамічний еквівалент, що зберігається в скарбниці пізнання.

Квантова механіка змусила переглянути погляди на співвідношення динамічних і статистичних законів. Статистичні закони в квантовій механіці вже не спираються на динамічні закони (принаймні ці закони нам невідомі).

Усі успіхи в фізиці ХХ ст. були досягнуті не в пошуках динамічних законів мікрооб'єктів, а саме в послідовному проведенні принципів ймовірнісного описання їх. Категорія ймовірності відіграє в науці ХХ ст. все зростаючу роль і тісно пов'язується з пізнанням внутрішніх властивостей, з розкриттям внутрішньої структури відносно елементарних об'єктів. Тільки там, де можна не враховувати внутрішню структуру, мають силу динамічні закони. Врахування внутрішньої структури, аналіз різноманітних можливостей неодмінно пов'язаний з введенням ймовірностей і застосуванням ймовірнісних методів. Якщо співвідношення динамічних і статистичних законів розглядати на основі квантової механіки, то вони виявляться протилежними класичній фізиці. Класичний тип співвідношення цих законів має силу, оскільки беруться різні форми руху матерії, як це є у випадках класичної механіки Ньютона і статистичної механіки. Тут статистичні закони виводяться на основі динамічних законів, але ті й другі стосуються різних сфер явищ: перші описують механічні рухи, а другі — теплові. Картина буде іншою, якщо розглядатимемо співвідношення динамічних і статистичних законів в межах тієї самої предметної області. Тоді часто навіть у межах класичної фізики статистичні закони дають більш глибокі відомості про дійсність, ніж відповідні динамічні закони. В цьому можна переконатися, якщо взяти термодинаміку і статистичну термодинаміку або класичну макроскопічну електродинаміку (теорія Максвелла) і класичну мікроскопічну електродинаміку (електронна теорія). Другі члени цих пар являють собою статистичні теорії, і вони глибше описують дані предметні області, ніж перші члени, які належать до динамічної теорії.

Оскільки статистичний тип співвідношення виявляє себе при розгляді квантових теорій, то можна виділити такі пари теорій: 1) класична і квантова механіки; 2) класична теорія випромінювання і квантова теорія випромінювання (квантова електродинаміка); 3) релятивістська механіка і релятивістська квантова механіка. Теорії, вказані першими, є динамічними, другі — статистичними, за допомогою яких часто можна більш ґрунтовно вивчати відповідні об'єкти.

Динамічні закони абстрагуються від випадковості, вони виражають безпосередню необхідність і тому дають відображення дійсності

з точністю до нехтування випадковістю. Статистичні закони виражають об'єктивну необхідність в її нерозривному зв'язку з випадковістю, вони не нехтують випадковістю, а розглядають її як форму виявлення необхідності. Отже, співвідношення динамічних і статистичних законів обґрунтовує концепцію ймовірнісної причинності. Це розширення уявлень про причинність пов'язане з діалектичною єдністю статистичних і динамічних закономірностей, коли випадкові події, статистичні закономірності виступають як форма виявлення і доповнення динамічних закономірностей.

Динамічні закони є абстракцією деякого виду залежності, яка характерна для одиничних об'єктів при певних умовах, тоді як статистичні закони є абстракцією істотних зв'язків деякої сукупності. Статистичні закони є не менш об'єктивними і не менш точними, ніж динамічні. Динамічні закони проявляються там, де роль випадковості незначна і нею можна знехтувати, де необхідність збігається з однозначною причинною обумовленістю, де попередній стан безпосередньо породжує наступний. Динамічні закони дійсні для кожного окремого явища, що входить до даної системи.

У світі відсутні абсолютно автономні процеси, існує закономірність такого типу, яка не детермінує поведінку відповідного конкретного індивідуального явища, а виходить за його межі і обумовлює взаємодію ряду випадкових явищ. Іншими словами, не можна ігнорувати роль випадковостей. Випадкові явища та ознаки також виникають і зникають з певною регулярністю, але ця регулярність або закономірність не є однозначною, а є статистичною, тобто діє не в межах одного певного явища, а розподілена в сукупності явищ як стійка тенденція зміни системи однорідних явищ.

Методологічний аналіз порівняльної цінності статистичних та динамічних законів дає змогу пояснити тенденцію до розширення значення статистичних законів у сучасній фізиці.

До появи квантової механіки вважали, що поведінка індивідуальних об'єктів завжди підлягає динамічним законам, а поведінка сукупності носить статистичний характер. Проте досвід свідчить, що закони поведінки як сукупності, так і окремих частинок можуть бути статистичними.

Динамічні закони є першим етапом у процесі пізнання навколишнього світу, статистичні — більш досконало віддзеркалюють об'єктивні зв'язки в природі і є більш високим станом пізнання. Не можна стверджувати, що відомі статистичні закони базуються на динамічних, що динамічні закони є первинними. Динамічний зв'язок може існувати тільки локально, тобто між окремими станами системи, які розділені досить малими проміжками часу. Поведінка навіть однієї частинки в статистичній системі не підлягає динамічній закономірності, якщо розглядаються досить великі часові інтервали.

Статистичні закони не є випадковими. Як і будь-які інші закони,

вони відображають необхідні зв'язки в природі. Головна відмінність статистичних законів від динамічних полягає у врахуванні випадкового. Як динамічні, так і статистичні закони віддзеркалюють необхідні зв'язки. Проте, на відміну від динамічних, у статистичних законах необхідність проявляється діалектично, в нерозривному зв'язку з випадковим. Необхідність, яка в статистичних законах виступає як середнє незліченної множини миттєвих випадкових станів, в динамічних законах розглядається як дещо точно і однозначно визначене. Факт, що сучасні фундаментальні фізичні теорії є статистичними і містять як наближення динамічні теорії, свідчить про віддзеркалювання статистичними теоріями необхідних зв'язків. Необхідне й випадкове в об'єктивних процесах знаходить своє відображення в статистичних законах.

Отже, перехід від фізики макросвіту до фізики мікросвіту супроводжується зростанням ролі ймовірнісних методів. Проте поняття ймовірності вводиться до квантової механіки не через відсутність або недостатність знання, а як віддзеркалювання особливостей стану мікрооб'єктів.

Ось чому в квантовій механіці не можна застосовувати детермінізм Лапласа, який враховує лише необхідність і заперечує випадковість. Непридатність лапласівського детермінізму до явищ мікросвіту не є запереченням принципу причинності взагалі, а тільки свідчить про те, що зв'язки і залежності явищ природи набагато багатші ніж ті, які узагальнені лапласівським детермінізмом.

У статистичних процесах причинність проявляється інакше, ніж у динамічних. Тут початковий стан системи визначає її наступні стани не однозначно, а лише з деякою ймовірністю, як усереднення випадкових тенденцій.

Ймовірісно-статистичні закони так само, як і будь-які інші наукові закони, можуть давати правильне передбачення. Проте вони, звичайно, передбачають і елемент невизначеності, проблематичності, який притаманний їм не більше, ніж іншим законам.

Контрольні запитання

1. Що таке довжина хвилі де Бройля? 2. Як за допомогою формули де Бройля можна дістати умову стаціонарності електронних орбіт по Бору? 3. В чому полягає суть досліду К. Девіссона і Л. Джермера по експериментальному підтвердженню квантових властивостей електронів? 4. Розкрийте фізичний зміст Ψ та Ψ^2 в рівнянні Шредінгера. 5. Що таке тунельний ефект? Чи можна його пояснити з корпускулярних уявлень? 6. Як правильно розуміти співвідношення невизначеностей Гейзенберга? Чи залежить це співвідношення від можливостей експериментальної техніки, точності її вимірювань? 7. У чому полягає принципова відмінність причинності в мікросвіті від детермінізму Лапласа? 8. Динамічні і статистичні закони. Вони виключають чи доповнюють одні одних?

ЯДЕРНА ФІЗИКА. ФІЗИКА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Методи реєстрації та прискорення заряджених частинок. Атомне ядро та його властивості. Енергія зв'язку атомного ядра. Моделі атомних ядер. Природна та штучна радіоактивність. Ядерні реакції поділу та термоядерного синтезу. Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини. Космічне випромінювання й відкриття елементарних частинок. Античастинки та антиречовина. Взаємоперетворення елементарних частинок — основа сучасної атомістики. Гіпотеза кварків. Квантова хромодинаміка. Сучасні проблеми об'єднання різних видів взаємодії. Вивчення матерії в фізиці.

Розділ 14

ЯДЕРНА ФІЗИКА

§ 1. Розвиток ядерної фізики

У 1896 р. А. Беккерель відкрив перше чисто ядерне явище — радіоактивність урану. П. Кюрі та М. Кюрі провели ряд досліджень, результатом яких стало відкриття нових радіоактивних елементів — радю і полонію, які мають значно більшу активність, ніж уран. За допомогою методів сцинтиляцій, іонізаційної камери, камери Вільсона М. Кюрі, П. Кюрі, Е. Резерфорд, Ф. Содді та інші дослідники зробили важливі відкриття. Ними було встановлено три типи радіоактивних випромінювань (α , β , γ), доведено, що α - і β -випромінювання пов'язані з перетворенням атомів одного хімічного елемента в інший (перехід $Z \rightarrow Z - 2$ при α -випромінюванні; $Z \rightarrow Z + 1$ при β -випромінюванні). Внаслідок спостереження радіоактивних перетворень з'ясувалось, що існують речовини, які мають різні радіоактивні властивості (тобто їхній розпад відбувається по-різному), але абсолютно тотожні за своїми хімічними властивостями. Їх не можна розділити жодним з відомих хімічних методів. На цій підставі Ф. Содді у 1911 р. припустив можливість існування елементів з однаковими хімічними властивостями, але таких, що різняться в інших відношеннях, зокрема радіоактивністю. Ці елементи мають перебувати в одній і тій самій клітинці періодичної системи Д. І. Менделєєва. Ф. Содді назвав їх ізотопами (тобто такими, що займають однакові місця). Припущення Содді дістало блискуче підтвердження через рік, коли Дж. Томсон виміряв

маси іонів неону за методом відхилення їх в електричному та магнітному полях.

На підставі дослідів по розсіянню α -частинок Е. Резерфорд (1911 р.) дійшов висновку, що позитивний заряд атома концентрується в дуже малому порівняно з розмірами атома об'ємі. Цим було доведено безпідставність статичної моделі атома Дж. Томсона. Резерфорд запропонував планетарну модель атома. Її доповнив Н. Бор, який на базі планківської ідеї про кванти енергії сформулював відомі постулати, які визначили основні властивості електронної оболонки атома.

У 1919 р. Е. Резерфорд вперше здійснив перетворення одного стабільного ядра в інше. Він спостерігав, зокрема, опромінюючи α -частинками азот, ядерне перетворення азоту в кисень, що супроводжується викидом протона. Ці роботи Резерфорда поклали початок штучному перетворенню атомів. Такі перетворення називаються *ядерними реакціями*.

Визначною подією в фізиці атомного ядра було відкриття в 1932 р. учнем Е. Резерфорда Дж. Чедвіком нової елементарної частинки — нейтрона. Ця частинка має масу, яка практично дорівнює масі протона, але позбавлена електричного заряду. Д. Д. Іваненко і незалежно В. Гейзенберг запропонували тоді ж протонно-нейтронну модель атомного ядра. На противагу раніш запропонованим моделям ядра з протонів і електронів, які не давали правильного пояснення властивостей атомного ядра, нова модель узгоджувалась з дослідними фактами. Згодом для пояснення стійкості ядер припустили існування специфічних ядерних сил, які мають обмінний характер. Важливим кроком в розвитку теорії ядерних сил була робота японського фізика Х. Юкави, який в період 1935—1938 рр. розвинув цю теорію, базуючись на уявленні про те, що взаємодія частинок, з яких складаються ядра — протонів і нейтронів, обумовлена обміном мезонами. Американські фізики К. Андерсон і С. Недермейер у 1937 р. при вивченні космічного випромінювання відкрили μ -мезони (мюони). Проте пізніше з'ясувалось, що відкриті ними частинки (мюони) не вступають в ядерні взаємодії і, отже, не можуть бути носіями цієї взаємодії. І лише у 1948 р. були відкриті ядерноактивні частинки — π -мезони (піони), існування яких передбачив Юкава.

Ще з моменту відкриття радіоактивності і з'ясування її природи стало зрозуміло, що атомні ядра містять у собі величезну енергію. В 1939 р. було зроблено відкриття, яке поставило проблему практичного використання енергії атомних ядер. Німецькі вчені О. Ган і Ф. Штрассманн відкрили реакцію поділу ядер урану на дві майже однакові частини (осколки). Ця реакція відбувається при попаданні нейтрона всередину ядра урану. Реакція поділу супроводжується виділенням величезної енергії — близько 200 МеВ. Другою важливою особливістю цієї реакції є те, що при розпаді ядра урану з нього вилітає

кілька нейтронів. Нові нейтрони можуть викликати реакцію поділу і, отже, привести до ланцюгової реакції. Цим відкрився шлях до використання ядерної енергії.

В порівнянні з атомом, теоретичне обґрунтування якого має міцну основу, а труднощі носять лише математичний характер, ядро в багатьох відношеннях залишається загадковим. Численні експерименти, проведені в ядерній фізиці, дали змогу встановити досить велику кількість фактів, що стосуються властивостей окремих атомних ядер, особливостей взаємодії і перетворення їх. Накопичена інформація дає змогу широко використовувати в промислових масштабах як ядерну енергію, так і ядерні процеси, незважаючи на те, що сьогодні теорія ядра розвинута набагато гірше, ніж теорія багатоелектронних атомів. Енергія ядер в мільярди разів перевищує хімічну, у стільки ж разів є калорійнішим і ядерне паливо. Хоч і немає завершеної теорії ядерної взаємодії, але існує проста, якісно правильна теорія Юкави, що пояснює походження міжнуклонного притягання обміном мезонами.

Відсутність в теорії ядра єдиного підходу якоюсь мірою компенсується досить численними ядерними моделями, які будуються таким чином, щоб по можливості повніше описати певне коло явищ.

Ядро — складний об'єкт. У різних випадках воно виявляє неоднакові властивості. Тому серед ядерних моделей зустрічаються такі, які, на перший погляд, взаємно виключають одна одну. Проте всі ці моделі характеризують певне коло явищ не лише якісно, а й кількісно.

Однією з перших у фізиці ядра було розвинуто краплинну модель, яка відіграла важливу роль у розвитку уявлень про закономірності ядерних перетворень. В оболонковій моделі ядра припускається, що нуклони створюють спільне ядерне поле, яке має центр і тому діє на кожний нуклон з силою, яка залежить від відстані до цього центра. Більш загальною, ніж краплинна і оболонкова, є узагальнена модель, яку запропонував О. Бор. Оптичну модель ядра використовують, описуючи взаємодію ядер з частинками, які бомбардують їх. У різних моделях фігурують різні поняття й величини, за допомогою яких пояснюють вже відомі експериментальні факти і передбачають нові, але зв'язку цих понять з вихідними уявленнями про ядро як систему, що складається з багатьох частинок, або немає, або простежується якісно.

§ 2. Методи спостереження і реєстрації заряджених частинок

Перша група реєструючих приладів (детекторів) базується на здатності заряджених частинок і γ -квантів, які проходять через газ, іонізувати його.

Друга група приладів (фотоемульсійні пластинки, кристалічні лічильники) використовує здатність зарядженої частинки іонізувати

кристали бромистого срібла, що містяться у фотоемульсії, або іонізувати кристали напівпровідника і, отже, різко змінювати його електропровідність.

Третя група приладів (сцинтиляційні та черенківські лічильники) використовує флюоресценцію, яка збуджується зарядженою частинкою, або світіння Черенкова при проходженні частинки крізь речовину.

До четвертої групи приладів належать трекові прилади для реєстрування заряджених частинок — камера Вільсона, дифузійна та бульбашкова камери.

Іонізаційна камера. Найпростіша іонізаційна камера являє собою замкнену посудину, заповнену газом при певному тиску, всередині

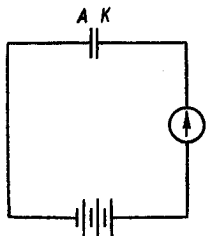


Рис. 14.1

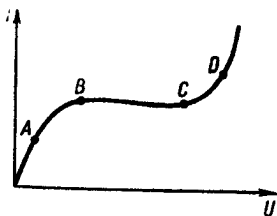


Рис. 14.2

якої між електродами створюється електричне поле. Схему її електричного кола зображено на рис. 14.1 (A, K — електроди іонізаційної камери).

У деяких іонізаційних камерах одним з електродів є стінки камери, а іншим — дротяна нитка, яка розташована в посудині.

При звичайних умовах газ між електродами є діелектриком, електричний струм крізь нього не проходить. Якщо ж швидка заряджена частинка пролітає між електродами A і K , то газ в посудині іонізується, тобто в ньому з'являються вільні електрони і позитивні іони. Під дією електричного поля заряджені частинки починають рухатись і в колі виникає іонізаційний струм.

Якщо при сталій інтенсивності іонізуючого фактора збільшувати різницю потенціалів між електродами, то сила іонізаційного струму змінюватиметься. Залежність сили іонізаційного струму від прикладеної напруги зображено на рис. 14.2. На ділянці від початку координат до точки A сила струму зростає пропорційно прикладеній напрузі U . Дальше зростання напруги на ділянці BC вже не викликає збільшення сили струму, оскільки всі іони, що утворилися, досягають електродів, практично не зазнаючи рекомбінації. Цей струм називають *струмом насичення*. Сила струму насичення пропорційна інтенсивності іонізуючого фактора — кількості частинок, що потрапляють в іонізаційну камеру. На ділянці CD знову спостерігається зростання сили струму із збільшенням U через те, що електрони і іони набувають

в прискорюючому полі такої швидкості, що при зіткненнях з атомами і молекулами газу можуть іонізувати їх. Загальна кількість електронів і іонів зростає лавиноподібно, різко зростає сила струму, виникає так зване підсилення. При дальшому зростанні U відбувається електричний пробій газу між електродами.

Іонізаційні камери поділяють на два види: лічильно-іонізаційні камери, розраховані на реєстрацію проходження крізь неї однієї якої-небудь частинки, та інтегруючі іонізаційні камери, які застосовуються для вимірювання інтенсивності потоку частинок. Іонізаційні камери залежно від форми електродів мають вигляд сферичного або плоского конденсатора. Розміри їх можуть бути різними — від долей кубічного міліметра до сотень літрів. Іонізаційні камери, окрім лабораторного призначення, є також складовими частинами багатьох технічних приладів.

У дослідженнях з ядерної фізики широко використовують лічильники, розраховані на спостереження і реєстрацію окремих заряджених частинок.

До іонізаційних лічильників належать пропорційні лічильники та лічильники з самостійним газовим розрядом — лічильники Гейгера — Мюллера.

Пропорційні лічильники. Іонізаційна камера працює в режимі струму насичення, а тому її чутливість до реєстрації окремих частинок низька. Чутливість значно підвищується, якщо іонізаційна камера працює в режимі газового підсилення. При великих напругах (ділянка CD , рис. 14.2) внаслідок ударної іонізації відбувається лавиноподібне збільшення числа пар іонів і створені спочатку іонізуючою частинкою n_0 пар іонів перетворюються на Kn_0 пар. Із зростанням напруг між електродами збільшується коефіцієнт газового підсилення K . Спочатку K не залежить від числа початкових іонів n_0 , створених іонізуючою частинкою. При дальшому зростанні U коефіцієнт підсилення починає зменшуватись із збільшенням n_0 . Область газового підсилення, де K не залежить від n_0 , використовують у пропорційних лічильниках. Число пар n_0 , утворених спочатку, а також число Kn_0 пропорційні енергії, що витрачена частинкою, яка реєструється, на іонізацію газу в лічильнику. Сила іонізаційного струму також пропорційна енергії. Тому пропорційними лічильниками можна не тільки реєструвати проходження частинки через лічильник, а й оцінювати її енергію.

Процес розряду в пропорційних лічильниках є несамостійним, і він закінчується тоді, коли всі утворені при газовому підсиленні електрони і іони досягають відповідних електродів. Тривалість процесу визначається швидкістю руху повільних іонів і становить звичайно 10^{-4} с.

Лічильник Гейгера — Мюллера. Дальше зростання напруги між електродами викликає самостійний розряд в газі і великі імпульси

розрядного струму, які можна реєструвати за допомогою вимірювальних приладів. За таким принципом працює лічильник Гейгера — Мюллера. До електродів лічильника прикладають напругу $0,8 \div 3$ кВ. Лічильник заповнюють найчастіше сумішню аргону з повітрям або з спиртовою парою при тиску $0,01$ МПа. Проходження зарядженої частинки крізь лічильник супроводжується іонізацією атомів газу, що заповнює камеру лічильника. Під дією електричного поля електрони набувають такої енергії, що під час зіткнень іонізують нові атоми газу. Кількість іонів зростає лавиноподібно, в газі лічильника відбувається електричний розряд, а в його колі з'являється імпульс струму.

Поблизу анода лічильника утворюється велика кількість позитивних іонів, які мають малу рухливість і створюють просторовий позитивний заряд, що оточує нитку анода. Дія цього заряду зменшує напруженість електричного поля між електродами лічильника, внаслідок чого розряд припиняється. Через деякий проміжок часу, коли позитивні іони просторового заряду досягнуть катода, напруга на лічильнику знову досягає початкової величини і в ньому знову може відбутися розряд при проходженні нової зарядженої частинки.

Мінімальна кількість частинок, що їх здатний зареєструвати лічильник за одиницю часу, називається роздільною здатністю лічильника. Вона визначається тривалістю фізичних процесів, що виникають в лічильнику, коли в нього потрапляє заряджена частинка. Для різних лічильників роздільна здатність має значення від 10^3 до 10^{10} частинок за секунду.

Число відліків, яке може зробити лічильник за одиницю часу (роздільна здатність), залежить також від прикладеної до електродів лічильника напруги. Цю залежність показано на рис. 14.3. За допомогою одного лічильника Гейгера — Мюллера можна лише зареєструвати факт проходження частинки крізь лічильник. Для спостереження за рухом якої-небудь частинки, для встановлення напрямку її руху звичайно використовують систему лічильників, розташованих поспідовно один за одним і з'єднаних за спеціальною радіотехнічною схемою «збігів» або «антизбігів». При проходженні швидкої зарядженої частинки крізь два або кілька лічильників, з'єднаних за схемою збігів, лічильники спрацьовують, і частинка реєструється. Це дає змогу реєструвати частинку, що летить лише в певному напрямі.

Напівпровідникові (кристалічні) лічильники. До іонізаційних лічильників належать також напівпровідникові лічильники, які часто називають кристалічними. Принцип роботи напівпровідникового лічильника такий самий, як і іонізаційного. У кристалічному лічиль-

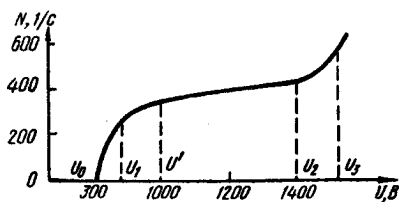


Рис. 14.3

нику пролітаюча частинка породжує електрони провідності і «дірки». З відповідного напівпровідникового матеріалу — сульфід кадмію (CdS) або сульфід цинку (ZnS), алмазу, хлористого срібла (AgCl) — виготовляють пластинку невеликих розмірів, яку вмикують до спеціальної радіотехнічної схеми. На цю пластинку спрямовують потік досліджуваних частинок, кількість яких треба підрахувати.

Простота пристрою та експлуатації, малі розміри, висока чутливість і швидке зростання імпульсу струму є характерними позитивними якостями кристалічних лічильників.

Сцинтиляційні лічильники — це прилади, що складаються з речовини (люмінофору, фосфору), люмінесцюючої під дією іонізуючих частинок, фотоелектронного помножувача та відлікового пристрою.

Першим з таких реєстраторів частинок був спітарископ. Він складався з екрану, поверхня якого була вкрита сульфідом цинку, джерела радіоактивного випромінювання і мікроскопа. Зіткнення частинок з екраном викликали спалахи (сцинтиляції), які реєструвались візуально. Проте точність такого методу не могла задовольнити зростаючих вимог експерименту. У 1947—1949 рр. було покладено початок успішній реєстрації сцинтиляцій за допомогою фотоелектронного помножувача (ФЕП). Сьогодні сцинтилятор у поєднанні з ФЕП та відліковим пристроєм є незамінним приладом в експериментальній ядерній фізиці. Позитивною якістю сцинтиляційних лічильників є виключно короткий час та висока ефективність лічби, яка на кілька порядків перевищує ефективність іонізаційних лічильників.

Лічильники Черенкова. Дія цих приладів базується на використанні світіння Вавилова — Черенкова, яке виникає під впливом зарядженої частинки, яка рухається із швидкістю v , що перевищує фазову швидкість світла $\frac{c}{n}$ в даному середовищі (див. § 2 розд. XI).

Лічильники Черенкова за принципом дії подібні до сцинтиляційних лічильників, але в них замість люмінофору використовується речовина, в якій досліджувана частинка зумовлює видиме черенківське випромінювання.

Трекові прилади для реєстрації частинок. У цих приладах іони є центрами конденсації пересиченої пари і центрами, на яких відбувається утворення пари в перегрітій рідині. При русі зарядженої частинки в такому середовищі на її шляху утворюється слід (трек) з найдрібніших краплинок рідини («туманна смуга»), а у випадку перегрітої рідини залишається трек у вигляді ланцюжка бульбашок пари. Треки можна спостерігати візуально або фотографувати.

Трекові прилади дають широку інформацію про окремі ядерні процеси, і ця інформація відзначається певною наочністю. За допомогою трєкових приладів у поєднанні з магнітним полем можна досить просто визначити імпульс та енергію частинок.

Камера Вільсона. Історично першим трековим приладом, за допомогою якого безпосередньо спостерігали сліди окремих заряджених частинок та ядерні перетворення, була камера Вільсона, створена англійським фізиком Ч. Вільсоном у 1912 р.

Принцип дії камери Вільсона базується на здатності іонів бути центрами конденсації краплинок у пересиченій парі. Камера Вільсона являє собою герметично замкнений об'єм V (робочий об'єм), заповнений якимось газом, що не конденсується (повітря, водень, гелій, аргон, азот), і насичений парами деяких рідин, найчастіше парю суміші рідин (вода і спирт). У сучасних камерах, розрахованих для дослідження космічного випромінювання, робочий об'єм вимірюється сотнями і тисячами літрів. Для створення пересиченої пари в робочому об'ємі одна з стінок робиться рухомою (у вигляді поршня або еластичної діафрагми). Адиабатне розширення газу до об'єму V_2 спричинює зниження температури в робочому об'ємі до деякого значення, яке задовольняє умову (4.14):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1},$$

де $\gamma = C_p/C_v$ — відношення теплоємностей основного газу (наявність невеликої кількості пари величину γ практично не змінює). При новому значенні температури T пара стає пересиченою і перебуває в такому стані протягом деякого часу, який називають *часом чутливості*. Якщо за цей час через робочий об'єм камери пролетить заряджена частинка, то на своєму шляху вона іонізує атоми (молекули) газу. Утворені на шляху частинки іони стають центрами конденсації пересиченої пари, внаслідок чого цей шлях (трек) можна бачити. Схему камери Вільсона з поршневым пристроєм зображено на рис. 14.4. Для дослідження ядерних перетворень у даній речовині, а також для дослідження частинок високої енергії камеру Вільсона перегороджують пластинками з цієї речовини (або пластинками свинцю), які розташовані перпендикулярно до напрямку руху частинки.

При дослідженні космічного випромінювання використовують камеру Вільсона, керовану лічильниками. Перед камерою та за нею ставлять лічильники, з'єднані за схемою збігів. При проходженні частинки через лічильники останні спрацьовують, і камера фіксує частинку, що пролетіла.

Для визначення знака електричного заряду, імпульсу і енергії частинки камеру Вільсона вміщують у магнітне поле. Вперше такий метод було застосовано при дослідженнях α -частинок та космічного випромінювання Д. В. Скобельциним у 1927 р.

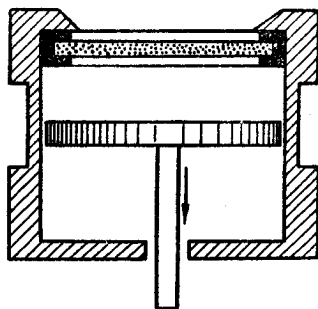


Рис. 14.4

Дифузійна камера — прилад, розрахований на спостереження треків іонізуючих частинок, який вперше запропонував А. Лангдорф у 1939 р. Дифузійна камера — це видозмінена конструкція камери Вільсона, але на відміну від останньої вона весь час перебуває в робочому стані. В основі її роботи лежить також явище конденсації краплинок з пересиченої пари на іонах вздовж траєкторії частинки, що пролітає. В камері Вільсона пересичений стан пари досягається на короткий час, і лише в цей проміжок часу вона може реєструвати заряджену частинку, що пролітає через неї. Цей недолік усунуто в дифузійній камері, де пересичення пари створюється за рахунок постійно існуючого перепаду температури між дном та кришкою камери. Дифузійна камера є приладом безперервної дії: коли б не потрапила заряджена частинка до робочого об'єму камери, вона завжди залишить свій слід.

Бульбашкова камера. Істотним недоліком камери Вільсона та дифузійної камери є мала гальмівна здатність робочих речовин, які використовуються в них. У 1952 р. Д. Глезер (США) побудував прилад, що дістав назву бульбашкової камери. Рідина, якою заповнюють камеру, перебуває під підвищеним тиском, що запобігає її закипанню. При різкому зниженні тиску до нормального рідина виявляється перегрітою. Якщо в цей час через камеру пролетить заряджена частинка, то на утворених на її шляху іонах починається бурхливе пароутворення, а слід частинки стає видимим. Для реєстрації проходження нових заряджених частинок камера має бути підготовленою до наступного робочого циклу. Тривалість робочого циклу бульбашкової камери становить $4 \div 10$ с. Відношення корисного (чутливого) часу до загальної тривалості циклу у випадку бульбашкової камери менше, ніж для дифузійної, але більше, ніж для камери Вільсона. Внаслідок великої густини речовини слід частинки в більшості випадків вкладається в поле зору.

У 1960 р. Д. Глезеру було присуджено Нобелівську премію за створення бульбашкової камери.

Разом із збільшенням енергії прискорювачів швидко зростають за величиною і габаритами й бульбашкові камери, які буквально з настільних камер перетворились в досить складні електротехнічні споруди, оснащені спеціальною оптичною системою, фототехнікою, керуючими пристроями тощо.

Вченими Об'єднаного інституту ядерних досліджень у Дубні для фізичних досліджень на Серпуховському прискорювачі створено велику рідинно-водневу камеру «Людмила». Довжина її 2 м, а об'єм рідкого водню близько одного кубічного метра. Камера складається з металевого корпусу, заповненого рідким воднем і закритого великим оптичним склом. Пуск камери «Людмила» відбувся 26 вересня 1971 р.

Фотоемульсійний метод. В останні роки все більш широкого застосування в ядерних дослідженнях набуває фотоемульсійний метод,

у якого є свої переваги в порівнянні з методом лічильників і камер. Суть цього методу полягає в тому, що спеціально виготовлена фото-емульсія здатна реєструвати шлях зарядженої частинки. Чим більша іонізуюча дія частинки, що пролітає, тобто чим більші втрати її енергії на іонізацію, тим більше виникає чорних зернин на її шляху і тим густішим буде слід частинки. За виглядом сліду частинки (за його густиною, за наявністю звивистості) можна встановити напрям руху частинки, оцінити її енергію, зафіксувати місце виникнення частинки, зробити висновок про її вид тощо.

§ 3. Прискорювачі заряджених частинок

Методи прискорення елементарних частинок поряд з методами реєстрації є основними експериментальними методами ядерної фізики. Вони поділяються на прямі й непрямі.

Прискорювачі прямої дії складаються з генератора високої напруги і вакуумної трубки, в якій прискорюються заряджені частинки-іони. Для прискорення використовується статичне або квазістатичне електричне поле, яке прискорювані частинки проходять тільки один раз. До прискорювачів прямої дії належать електростатичний генератор Ван де Граафа, імпульсний генератор тощо. За допомогою прискорювачів цього типу можна дістати пучки заряджених частинок однакової енергії, величину якої можна регулювати. Недоліком їх є порівняно невеликі енергії, до яких прискорюються частинки. Так, за допомогою генератора Ван де Граафа можна прискорювати іони до енергій (5 ÷ 7) МеВ. Наявність такої верхньої межі енергій пов'язана з електричними властивостями навколишнього середовища і матеріалу конструкції.

Щоб дістати заряджені частинки більшої енергії, застосовують прискорювачі непрямої дії. На відміну від прискорювачів прямої дії в них прискорююча різниця потенціалів використовується багаторазово. Прискорювачі непрямої дії поділяють на індукційні, в яких використовується явище електромагнітної індукції, і резонансні, а резонансні поділяють на лінійні та циклічні. До індукційних прискорювачів належить бетатрон, до резонансних — лінійний прискорювач, циклотрон, фазотрон, синхротрон, синхрофазотрон тощо. Нижче розглянемо принцип дії цих прискорювачів.

Лінійний прискорювач. Збільшення енергії прискорюваних частинок можна досягти застосуванням змінної напруги. Розглянемо лінійний прискорювач змінної напруги, за допомогою якого вперше було реалізовано резонансний метод. Схему такого прискорювача зображено на рис. 14.5. В циліндричній вакуумній трубці встановлено ряд коаксіальних трубчастих електродів 1, 2, 3, 4, 5, на якій по підвідних шинах 6 і 7 подається високочастотна змінна напруга. Заряджені частинки, що прискорюються, утворюються в іонізаторі, звідки вони

захоплюються спеціальним електродом і потрапляють під вплив прискорюючого поля. Заряджені частинки, прискорюючись, влітають в трубку 1, яку вони проходять без прискорення за час, протягом якого напруженість електричного поля змінить свій напрям на протилежний, тобто час польоту частинок повинен дорівнювати половині періоду. Таким чином, в момент проходження зарядженими частинками проміжку 1—2 напруженість електричного поля буде напрямлена так само, як вона була напрямлена півперіоду тому назад у проміжку перед першим електродом. Внаслідок цього частинки в проміжку 1—2 рухатимуться прискорено. Цей процес повториться в проміжку 2—3, потім у проміжку 3—4 і т. д. Для того щоб частинка, яка руха-

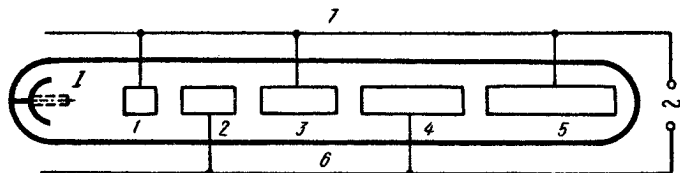


Рис. 14.5

ється прискорено, попадала весь час у прискорююче поле, довжина трубчастих електродів збільшена від першого до п'ятого.

Із сказаного зрозуміло, що в лінійному прискорювачі частинки рухаються через прискорюючі проміжки в такт із зміною в них напрямку напруженості електричного поля, тобто існує резонанс між рухом частинок і частотою прискорюючого електричного поля. Повна енергія W частинок у такому прискорювачі з n електродами, до яких прикладено змінну різницю потенціалів з амплітудою U_0 , $W = enU_0$, де e — заряд частинки. При великому значенні n можна дістати дуже високу енергію частинок при малих значеннях U_0 .

Циклотрон. Резонансний лінійний прискорювач крім великих переваг має істотний недолік, який полягає в тому, що для великих енергій прискорюваних частинок він потребує великої кількості прискорюючих електродів. До того ж в технічному відношенні важко створити високий вакуум у трубках великої довжини. В 1931 р. Е. Лоуренс із співробітниками розробив перший циклічний резонансний прискорювач заряджених частинок — циклотрон. Як і в лінійному прискорювачі, іони в циклотроні прискорюються за допомогою змінного електричного поля, проте характер їхнього руху тут інший — прискорювані частинки рухаються по викривленій траєкторії. При цьому вони багаторазово проходять тільки один прискорюючий проміжок між двома електродами (дуантами). Зміна характеру руху заряджених частинок досягається вмещенням камери циклотрона між полюсами електромагніту постійного струму.

В однорідному магнітному полі, вектор магнітної індукції якого

напрямлений перпендикулярно до площини руху зарядженої частинки, остання називатиме дії сили Лоренца. Сила Лоренца напрямлена завжди перпендикулярно до напрямку швидкості частинки, виконує роль доцентрової сили і спричиняє рух частинки по колу, радіус якого

$$R = \frac{mv}{eB}, \quad (14.1)$$

де m — маса частинки; e — її заряд; v — швидкість руху; B — індукція магнітного поля. З формули (14.1) випливає, що радіус кола, по якому рухається заряджена частинка в однорідному магнітному полі, прямо пропорційний її швидкості. Оскільки заряджена частинка в циклотроні, прискорюючись, збільшує свою швидкість, то вона рухатиметься не по колу, а по спіралі. При цьому період обертання її в постійному магнітному полі не залежить від швидкості руху частинки:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB}. \quad (14.2)$$

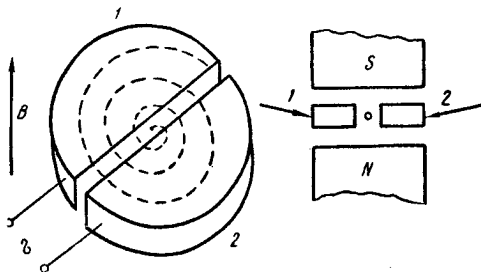


Рис. 14.6

Це дало змогу використати для прискорення іонів у циклотроні височастотне електричне поле.

Схему циклотрона зображено на рис. 14.6. Він складається з потужного електромагніту, між плоскими полюсами якого розміщено циліндричну камеру для прискорення іонів, джерела іонів і генератора високої частоти. В камері циклотрона підтримується вакуум 133×10^{-5} Па. Джерелом іонів є дуговий розряд, що відбувається в особливій металевій коробці, розміщеній в центрі камери. В ній під тиском близько $133 \cdot 10^{-3}$ Па подається водень, дейтерій або гелій залежно від того, які саме іони прискорюються в циклотроні. Іони, що виникають під час дугового розряду, просочуються через капілярний отвір у коробці і попадають у камеру циклотрона біля її центра. Прискорення іонів здійснюється полем між двома електродами-дуантами, що мають форму порожнистого металевого циліндра, розділеного по одному з діаметрів на дві частини (1, 2). Напряга до них підводиться від високовольтного лампового генератора. Всередині дуантів електричного поля немає і іони рухаються тільки під дією магнітного поля, яке, відхиляючи іони, забезпечує рух їх по дузі кола. Оскільки іони, проходячи проміжок між дуантами, кожний раз прискорюються діючим тут електричним полем, то радіус дуг кіл, по яких вони рухаються всередині дуантів, при кожному півоберті дещо зростає. Щоб при цьому змінне електричне поле прискорювало, а не гальмувало рух іона, на-

пруга на дуантах повинна змінюватись на протилежну в такт з півобертами іона по витках спіралі. Згідно з формулою (14.2) резонансна частота ν змінної напруги, потрібна для здійснення синхронізації, визначається так:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{eB}{2\pi m}. \quad (14.3)$$

Отже, частота змінної напруги, прикладеної до дуантів при фіксованому значенні індукції магнітного поля, повинна бути пропорційною відношенню e/m .

Енергія, якої набуває іон під час прискорення, залежить від числа здійснених ним обертів n і становить $W = 2neU_0$, де e — заряд іона, а U_0 — амплітудне значення напруги між дуантами. Здавалося б, збільшуючи n , можна надавати зарядженим частинкам як завгодно великої енергії. Проте це не так, бо при великих швидкостях спостерігається так званий релятивістський ефект, який полягає в тому, що маса частинки починає помітно збільшуватись. При цьому, як видно з формули (14.2), збільшується період обертання частинки, і, отже, порушується резонанс з підведеною до дуантів змінною напругою. Таким чином, релятивістський ефект обумовлює граничну енергію, до якої прискорюються заряджені частинки в циклотроні.

Якщо амплітуда підведеної напруги U_0 виражена в кіловольтах, то, як показують розрахунки, максимальна енергія в мегаелектронвольтах, яку можна надати іонам у циклотроні, становить

$$W_{\text{макс}} = 2,1 \sqrt{U_0 AZ}, \quad (14.4)$$

де A — маса іона, виражена в масах протона; Z — заряд іона, виражений в зарядах електрона. Так, при $U_0 = 100$ кВ циклотрон може прискорити протони до енергії не більше 21 МеВ і α -частинки ($A = 4$, $Z = 2$) до енергії не більше 60 МеВ.

Бетатрон. Апарати, що застосовуються для прискорення електронів, — бетатрони — основані на іншому принципі дії. В них використано явище електромагнітної індукції.

Бетатрони використовують тільки для прискорення легких частинок — електронів. Прискорювати важкі частинки за допомогою бетатрона неефективно, оскільки такі частинки за час зростання прискорюючого магнітного поля (а саме цим обмежений час прискорення частинки в бетатроні) здійснюють набагато менше обертів, ніж електрони, і, отже, набувають меншої енергії.

Прискорення електронів у бетатроні обмежене. Ця обмеженість пов'язана з випромінюванням електромагнітних хвиль електронем, що рухається з прискоренням. Розрахунки, проведені Д. Д. Іваненком і І. Я. Померанчуком, показали, що при збільшенні енергії до 500 МеВ втрата енергії електронами на випромінювання дорівнює енергії, яку набувають вони при русі по стабільній орбіті. Тому раніше ніж будуть

досягнуті ці значення енергії, втрати на випромінювання викличуть значне скорочення радіуса стабільної орбіти, що порушує нормальну роботу бетатрона. Таким чином, максимальна енергія, до якої можуть бути прискорені електрони в бетатроні, становить близько 500 МеВ.

Гальмівне випромінювання електронів при великих енергіях має напрямлений характер. Випромінювання відбувається переважно в напрямі руху електрона. Воно стає видимим при енергіях у кілька десятків мегаелектрон-вольт.

Інші прискорювачі заряджених частинок. Винайдення циклотрона і бетатрона дало можливість надавати зарядженим частинкам досить великих енергій і розв'язувати ряд проблем ядерної фізики. Проте навіть граничних значень енергій, до яких можна прискорювати заряджені частинки в цих прискорювачах, не досить для вивчення властивостей і структури складових елементів ядра і інших елементарних частинок. Виникла потреба у розробці і створенні нових прискорювачів.

Теорію прискорювачів нового типу розробив у 1944 р. радянський вчений В. І. Векслер і трохи пізніше незалежно від нього американський фізик Е. Макміллан. В основу теорії покладено міркування, що дають змогу уникнути труднощів, пов'язаних з релятивістським ефектом, і тим самим значно розширити межі прискорення частинок.

Розрізняють три типи резонансних прискорювачів релятивістських частинок: фазотрон, синхротрон, синхрофазотрон. Фазотрон застосовується для прискорення важких частинок. Синхротрон за своєю конструкцією нагадує бетатрон і застосовується для прискорення електронів. Синхрофазотрон є сучасним прискорювачем важких частинок. На відміну від фазотрона, частинки в ньому рухаються по траєкторії сталого радіуса і магнітне поле створюється кільцевим магнітом.

У 1967 р. в Серпухові в Інституті високих енергій пущено найбільший у світі кільцевий прискорювач протонів на 70 ГеВ, тобто з енергією майже в 1000 разів більшою, ніж на перших прискорювачах. Номінальна енергія в 70 ГеВ під час пуску прискорювача була переkrita і досягла 76 ГеВ. До вересня 1971 р. інтенсивність частинок в імпульсі було доведено до $2,3 \cdot 10^{12}$.

Звичайно прискорені частинки використовують як своєрідні «снаряди», що бомбардують мішень, ядра якої перебувають у стані спокою. Проте можна здійснити дослід, коли швидка частинка — «снаряд» і мішень (сукупність ядер) рухатимуться з великою швидкістю назустріч одна одній. Такий метод дістав назву методу зустрічних пучків. При використанні цього методу внаслідок релятивістського додавання швидкостей енергія відносного руху зустрічних частинок не просто подвоюється, а зростає у багато разів. Вперше принцип зустрічних пучків було з успіхом застосовано в Новосибірську і Стенфорді.

Досі мова йшла про розвиток прискорювачів частинок за допомогою збільшення їхніх енергій. Проте в останні 10—15 років велику увагу приділяють і питанням підвищення інтенсивності пучків частинок на прискорювачах до енергій, що наближаються до 1 ГеВ. При цьому основна увага спрямована на одержання інтенсивних пучків вторинних частинок π - і μ -мезонів. Звідси і назва таких прискорювачів — мезонні фабрики. Мова йде про мезонні фабрики з енергією протонів меншою за 1 ГеВ. Слід чекати, що в майбутньому постане завдання створення каонних мезонних фабрик, тобто прискорювачів, за допомогою яких можна дістати інтенсивні пучки K -мезонів. Це вимагає розробки проектів сильнострумових прискорювачів протонів до енергій близько 2 ГеВ, що є дуже складною технічною проблемою.

Успішне прискорення важких іонів на циклотронах, які раніше використовувались лише для прискорення протонів, α -частинок, сприяло розробці спеціальних прискорювачів важких іонів. Тут насамперед слід назвати два перші спеціальні прискорювачі важких іонів — циклотрон з діаметром 3 м в Дубні (ОІЯД) та лінійний прискорювач важких іонів в Радіаційній лабораторії ім. Е. Лоуренса в Берклі (США). На прискорювачі в Дубні було одержано найбільш інтенсивні пучки важких іонів. Найважчою прискореною до енергій $8 \div 10$ МеВ/нуклон частинкою на цьому циклотроні став іон германію.

Розвиток ідей про шляхи синтезу надважких елементів викликав до життя міркування про необхідність прискорення ще більш важких ядер, аж до ядер урану.

Розвиток техніки прискорення заряджених частинок має велике значення для експериментального вивчення будови і фізичних властивостей мікрочастинок. Прискорювачі енергії в мільйони електронвольт дали змогу вивчати ядерну структуру, оскільки саме ці енергії характерні для ядерної спектроскопії. Вивчення частинок на субядерному рівні стало можливим тоді, коли було побудовано прискорювачі на десятки мільярдів електронвольт. Тільки в зіткненнях при високій енергії можна встановити існування таких частинок і вивчити їхні властивості. Використання прискорювачів високих енергій привело до того, що вчені з допомогою їх відкрили багато нових частинок.

§ 4. Загальні властивості атомного ядра

Дослідами Резерфорда було встановлено існування атомних ядер. Атомному ядру кожного елемента, як і будь-якому іншому матеріальному об'єкту, притаманні певні властивості, що визначають його індивідуальність, а саме: електричний заряд, маса, електричний і магнітний моменти, спин тощо. Розглянемо ці основні характеристики атомних ядер.

Заряд ядра. Електричний заряд атомного ядра є позитивним. Величина його визначається добутком Ze , де Z — атомний номер елемента, що дорівнює порядковому номеру в періодичній системі Д. І. Менделєєва; e — елементарний заряд, що дорівнює $1,6022 \times 10^{19}$ Кл. Носієм елементарного позитивного заряду в ядрі атома є протон. У природі зустрічаються елементи із Z від 1 до 92, за винятком технецію ($Z = 43$) і прометію ($Z = 61$). Плутоній ($Z = 94$) спочатку одержали штучно, а потім знайшли в досить малій кількості в природному мінералі — смолянній обманці. Інші трансуранові елементи добули лише штучно.

Електричний заряд є однією з найважливіших характеристик атомів і атомних ядер. Величина його визначає число протонів у ядрі і число електронів у нейтральному атомі, характер внутрішньоатомного електричного поля, від якого залежать фізичні і хімічні властивості атомів.

Маса ядра — є його другою важливою характеристикою. Практично маса атомного ядра збігається з масою атома, оскільки маса електронів, які входять до складу атома, дуже незначна. Так, у атома водню на електрон припадає $1/1836$ його маси. В інших атомах сумарна маса електронів становить приблизно $1/4000$ від маси атома. Масу атомів можна визначити за відхиленням їхніх іонів у електричному й магнітному полях. Ф. Астон сконструював для цього прилад, що називається мас-спектрографом. Дж. Томсон, а потім Ф. Астон за допомогою мас-спектрографа довели, що існує кілька груп атомів того самого хімічного елемента, які відрізняються атомною масою. Атоми, ядра яких мають однакові заряди, а відрізняються масами, називаються ізотопами (нуклідами).

Масу атомів і атомних ядер прийнято вимірювати в атомних одиницях маси (а. о. м.). До 1962 р. за фізичною шкалою 1 а. о. м. відповідала такій умовній одиниці, яка в шістнадцять разів менша за масу одного з нуклідів кисню (^{16}O). 1 а. о. м. за хімічною шкалою дорівнює $1/16$ атомної маси елемента кисню, який є сумішшю трьох його стабільних нуклідів з атомними масами $16,000000$ (99,759 %), $17,00450 \pm 0,000060$ (0,037 %) і $18,00485 \pm 0,00018$ (0,204 %). Починаючи з 1962 р. користуються уніфікованою атомною одиницею маси (у. а. о. м), яка дорівнює $1/12$ маси нукліду $^{12}_6\text{C}$. Визначення мас ізотопів, проведене з великою точністю, показало, що вони є практично цілими числами. Це дуже важливо, оскільки дає змогу зробити висновок, що ядра всіх хімічних елементів складаються з цілого числа деяких однорідних за масою складових частинок. Маса ядра в у. а. о. м., заокруглена до найближчого цілого числа, називається *масовим числом* — A .

Для позначення ядер користуються символом A_ZX , де X — символ хімічного елемента в таблиці Д. І. Менделєєва, що відповідає заряду ядра Z , A — масовому числу.

Поряд з ізотопами існують атоми, ядра яких при однаковій масі (однаковому масовому числі) мають різні заряди. Їх називають *ізобарами*. Прикладом ізобарних ядер можуть бути ${}^3_1\text{H}$ — ${}^3_2\text{He}$, ${}^{96}_{40}\text{Zr}$, ${}^{96}_{42}\text{Mo}$ — ${}^{96}_{44}\text{Ru}$ тощо.

Стійкість ядер. Відомо близько 300 стабільних і понад 1000 радіоактивних ядер. Радіоактивні ядра є нестійкими, здатними самочинно розпадатися. Ступінь стабільності радіоактивних ядер визначається періодом піврозпаду — часом, протягом якого половина з наявних ядер зазнають розпаду. Атоми, ядра яких мають однакові A і Z , але відрізняються періодом піврозпаду, називаються ізомерами. Так, радіоактивний ${}^{234}_{91}\text{Pa}$ має два ізомери: один з них має період піврозпаду 6,7 год, другий — 1,14 хв.

Розміри і форма ядер. Певні відомості про розміри і форму ядра можна дістати, вивчаючи його електричне поле, яке досліджують методом розсіяння заряджених частинок на ядрах. Експериментальні дослідження, проведені з α -частинками не дуже великих енергій, показали, що на великих відстанях поле ядра є кулонівським. Проте на малих відстанях від ядра, як показали дослідження розсіяння α -частинок великих енергій на легких ядрах, на кулонівські сили відштовхування накладаються специфічні ядерні сили притягання, які швидко зростають із зменшенням відстані від ядра. Отже, ядерні сили є короткодійними. Вони відсутні вже на відстані порядку кількох фермі ($1 \text{ Ф} = 10^{-15} \text{ м}$). Цей радіус дії ядерних сил і визначає розмір ядра. Проведені дослідження показали, що радіуси ядер залежать від їхніх масових чисел і можуть бути розраховані за емпіричною формулою:

$$R_{\text{я}} = r_0 \sqrt[3]{A}, \quad (14.5)$$

де $r_0 = 1,3 \div 1,5 \text{ Ф}$; A — масове число.

Виходячи з формули (14.5), можна оцінити середню густину ядерної речовини, яка не залежить від об'єму ядра і дорівнює $1,3 \times 10^{17} \text{ кг/м}^3$.

Дослідження електричного поля ядра дали змогу зробити висновок і про його форму. Так, у випадку сферично-симетричного ядра його поле має бути також сферично-симетричним, тобто таким, як і поле точкового заряду. Проведені дослідження показали, що не всі ядра є сферично-симетричними, але для всіх ядер, без винятку, характерна осьова симетрія. Осьова ж симетрія можлива, якщо ядро має сферичну форму або є еліпсоїдом обертання.

Спін і магнітний момент ядра. Вивчення оптичних спектрів за допомогою приладів високої роздільної здатності дало змогу встановити наявність у атомних ядер спінів і магнітних моментів. У 1928 р. О. Теренін і Г. Добрецов, досліджуючи спектр натрію, знайшли, що кожна з двох його D -ліній має дублетну структуру. Одна з них (з

хвилею завдовжки 589 нм) складається з двох ліній, розташованих на відстані 0,0021 нм одна від одної, друга (з хвилею завдовжки 589,6 нм) також розщеплена на дві компоненти — з відстанню між ними 0,0023 нм. Таке розщеплення спектральних ліній спостерігається у багатьох елементів і називається надтонкою структурою спектральних ліній. Для пояснення надтонкої структури спектральних ліній В. Паулі висунув гіпотезу про те, що у атомних ядер є спіни і магнітні моменти.

Спін ядра разом із зарядом і масою є його найважливішими характеристиками. *Спином ядра* називають його повний механічний момент, який є сумою власних моментів імпульсів складових його частинок та їхніх орбітальних механічних моментів, зумовлених внутрішньоядерними рухами. Спін ядра залежить від його стану. Тому звичайно говорять про спін ядра в основному стані. Спін ядра визначають за кількістю ліній надтонкої структури при спектроскопічних дослідженнях. Звертає на себе увагу проста закономірність, що пов'язує спін з масовим числом: всі ядра з парним A мають цілий або нульовий спін, ядра з непарним A — півцілий спін. Крім спіну для ядер характерні магнітні моменти. Магнітні моменти ядер вимірюють у ядерних магнетонах, які вводяться аналогічно магнетону Бора.

$$\mu_{\text{я}} = \frac{eh}{4\pi m_p}, \quad (14.6)$$

де m_p — маса протона; e — його заряд; h — стала Планка. Магнітні моменти ядер незначні, і експериментально виміряти їх важко. Для вимірювання магнітних моментів ядер широко застосовують радіоспектроскопічні методи.

Аналіз величин спінів і магнітних моментів ядер приводить до висновку, що нуклони в ядрі розміщуються так, що їхні спіни і магнітні моменти взаємно компенсуються. Так, найбільший з експериментально визначених спінів ядер дорівнює 7, тобто значно менший ніж $A/2$. Аналогічна ситуація спостерігається і для магнітних моментів ядер.

Існує однозначний зв'язок між спином і статистикою ядра. Ядра з півцілим спином підлягають статистиці Фермі — Дірака, а з цілим — статистиці Бозе — Ейнштейна.

Склад ядра. До 1932 р. вважали, що ядра всіх атомів складаються з протонів і електронів (протонно-електронна гіпотеза). При цьому до складу ядра з порядковим номером Z і масовим числом A повинно входити A протонів і $A-Z$ електронів. «Ядерні» електрони нейтралізують заряд $A-Z$ протонів і до того ж виконують роль цементуючого середовища, яке утримує позитивно заряджені протони в ядрі. На користь цієї гіпотези, здавалось, вказувала і наявність β^- -радіоактивності, при якій ядро спонтанно випромінює електрон. Проте згодом від неї відмовились, оскільки вона неспроможна пояснити цілий ряд

експериментальних фактів. Перший з них пов'язаний з властивостями ядра $^{14}_7\text{N}$ і відомий в фізиці під назвою «азотної катастрофи».

Дійсно, за протонно-електронною гіпотезою таке ядро складається з 14 протонів і 7 електронів, тобто містить у собі непарне число частинок. Оскільки кожна з складових частинок характеризується півцілим спіном, то і спін ядра має бути дробовим, що суперечить експериментальним фактам. Виходячи з протонно-електронної гіпотези, не можна пояснити і малі значення магнітних моментів ядер, які набагато менші від магнітного моменту електрона.

Вихід з цього становища було знайдено після відкриття нейтрона. Д. Д. Іваненко і В. Гейзенберг висунули гіпотезу про протонно-нейтронну будову ядер. Ця гіпотеза пояснює всі нині відомі експериментальні факти і є на сьогодні загальноприйнятою. Протони і нейтрони називають ще *нуклонами*.

§ 5. Енергія зв'язку атомних ядер

Внутрішня енергія ядра складається з: 1) суми власних енергій нуклонів, які б вони мали, якби були віддалені один від одного і перебували в стані спокою, $\sum_{i=1}^n m_{0i}c^2$, де m_{0i} — маса спокою ізольованого нуклона; 2) енергії внутрішньоядерного руху нуклонів $\sum_{i=1}^n E_{ki}$; 3) потенціальної енергії їхньої взаємодії в ядрі E_p :

$$E = \sum_{i=1}^n m_{0i}c^2 + \sum_{i=1}^n E_{ki} + E_p. \quad (14.7)$$

Крім того, за законом пропорційності маси і енергії внутрішню енергію ядра можна обчислити за формулою

$$E = M_\alpha c^2, \quad (14.8)$$

де M_α — маса спокою ядра; c — швидкість світла в вакуумі.

В ядерній фізиці для обчислення енергії користуються спеціальною одиницею — атомною одиницею енергії (а. о. е.), що відповідає одній уніфікованій атомній одиниці маси. При такому виборі одиниці енергії енергія системи дорівнюватиме її масі, вираженій в уніфікованих атомних одиницях маси. Неважно переконатись, що

$$1 \text{ а. о. е.} = 1 \text{ у. а. о. м.} \cdot c^2 = 931,48 \text{ MeV},$$

звідки

$$c^2 = 931,48 \frac{\text{MeV}}{\text{у. а. о. м.}}. \quad (14.9)$$

Враховуючи співвідношення (14.9), формулу (14.8) можна переписати у такому вигляді:

$$E = 931,48 M_\alpha \text{ MeV}. \quad (14.10)$$

У формулі (14.10) масу спокою ядра треба вимірювати в уніфікованих атомних одиницях маси.

Якщо від внутрішньої енергії ядра ми відніmemo сумарну власну енергію нуклонів, то дістанемо суму потенціальної й кінетичної енергій нуклонів у ядрі:

$$E_{\text{п}} + E_{\text{к}} = M_{\text{я}}c^2 - \sum_{i=1}^n m_{0i}c^2. \quad (14.11)$$

Це від'ємна величина, оскільки від'ємна енергія взаємодії нуклонів у ядрі $E_{\text{п}}$ більша за енергію руху $E_{\text{к}}$ (інакше ядро розпалося б на складові частини). Практичний інтерес становить протилежна за знаком величина $E_{\text{зв}} = -(E_{\text{п}} + E_{\text{к}})$; її називають повною енергією зв'язку ядра.

Енергія зв'язку частинки в ядрі визначається роботою, яка потрібна для її відщеплення від ядра без надання кінетичної енергії. Повна енергія зв'язку ядра визначається роботою, яку треба виконати, щоб розщепити ядро на окремі незваємодіючі між собою нуклони без надання їм кінетичної енергії:

$$E_{\text{зв}} = \sum_{i=1}^n m_{0i}c^2 - M_{\text{я}}c^2. \quad (14.12)$$

Відношення вказаної енергії до числа нуклонів у ядрі ($\bar{\omega} = \frac{E_{\text{зв}}}{A}$, де A — масове число ядра) називають середньою енергією зв'язку нуклона в ядрі, або питомою енергією зв'язку. Отже,

$$\bar{\omega}A = 931,48 (\sum m_0 - M_{\text{я}}) \text{ MeV}. \quad (14.13)$$

Абсолютне значення потенціальної енергії нуклона в незбудженому ядрі (глибина потенціальної ями для нуклона в ядрі) більше від істинної енергії зв'язку нуклона на величину його кінетичної енергії. Те саме можна сказати і про середні величини. Якщо із збудженого ядра вилітає нуклон, енергія збудження зменшується на величину надлишкової кінетичної енергії, яку дістав нуклон у момент перед вильотом із ядра. Частина цієї надлишкової кінетичної енергії йде на подолання зв'язку даного нуклона з ядром, а друга — зберігається як енергія руху нуклона поза ядром. Отже, при викиданні нуклона енергія збудження зменшується на величину суми кінетичної енергії нуклона поза ядром і його енергії зв'язку з ядром. Теоретичний аналіз експериментальних даних про ядра показав, що істинні енергії зв'язку нуклонів у будь-якому (не дуже легкому) ядрі порівняно мало відрізняються від середньої енергії зв'язку нуклонів у тому самому ядрі. В цьому квантова структура ядер, можна сказати, протилежна квантовій структурі електронних оболонок атомів. Енергія зв'язку

для периферійних електронів у атомах вимірюється кількома електронвольтами, а для електронів, розміщених ближче до ядра, сотнями і тисячами електронвольт. У найважчих атомах зв'язок електронів K -шару з ядром перевищує 100 000 еВ. Зрозуміло, що при цьому обчислення середньої енергії зв'язку електронів у атомі безпідставне.

Якщо одному з внутрішньоядерних нуклонів надано надлишкову енергію, то ця енергія збудження внаслідок сильної взаємодії нуклонів ядра відразу розподілиться між всіма нуклонами (або між більшістю нуклонів ядра). Навпаки, енергії збудження (або навіть енергії відриву зовнішнього електрона атома) зовсім не досить для збудження електронів більш глибоких шарів.

Середня енергія зв'язку нуклонів має важливе значення у ядерних розрахунках. Вона визначається складом ядра і для всіх відомих (не дуже легких) ядер змінюється мало, приблизно від 7 до 8,6 МеВ/нуклон. Це в багатьох випадках дає змогу, екстраполюючи властивості вивчених ядер, передбачити властивості невивчених або зовсім нестабільних ядер.

Для обчислення енергії зв'язку нуклонів у ядрі за формулою (14.13) потрібно знати: масу ядра $M_{\text{я}}$, число протонів у ньому Z , число нейтронів $A - Z$ і маси спокою протона m_p і нейтрона m_n . Про масу ядра судять по масі атома, яка відрізняється від маси ядра на масу Z електронів, зв'язаних з ядром. Підставляючи у формулу (14.13) замість $M_{\text{я}}$ масу атома $M_{\text{а}}$, дістанемо при цьому повну енергію зв'язку атома, а не тільки одного ядра, тобто дістанемо суму енергій зв'язку нуклонів у ядрі і енергії зв'язку електронної оболонки з ядром. Оскільки маса атома більша від маси ядра на величину Zm_e — масу електронів, то на таку саму величину треба збільшити перший член у формулі (14.13). Це досягається тим, що замість маси протонів, які містяться в ядрі, беруть масу такої самої кількості атомів водню. Отже, формула для обчислення повної енергії ядерного зв'язку набуває такого вигляду:

$$* E_{\text{зв}} = \bar{\omega}A = 931,48 ((A - Z)m_n + Zm_{\text{H}} - M_{\text{а}}) \text{ MeV}, \quad (14.14)$$

де m_{H} — маса атома водню (m_n , m_{H} і $M_{\text{а}}$, користуючись формулою (14.14), треба виражати в у. а. о. м.).

Якщо нуклони об'єднуються в ядра, то при цьому виділяється енергія зв'язку. Чим щільніше упаковане ядро, тим більше виділяється енергії при його утворенні. Енергія зв'язку виділяється у вигляді випромінювання або кінетичної енергії ядер, яка передається через деякий час іншим частинкам. Втрачаючи енергію, ядра втрачають разом з нею і масу, величина якої дорівнює енергії, поділеній на квадрат швидкості світла ($\Delta m = \frac{E}{c^2}$). Тому ядро має масу меншу від суми мас нуклонів, з яких воно складається. Величину Δm ,

що дорівнює різниці між масою системи (ядра) і сумою мас складових її частин (нуклонів) називають дефектом маси. Фізичний зміст цієї величини полягає в тому, що вона визначає енергію зв'язку в масових одиницях. Іноді, особливо в практичних розрахунках, під дефектом маси (надлишком маси) розуміють різницю між масою атома M_a , вираженою в у. а. о. м., і масовим числом A . В такому розумінні дефект маси втрачає безпосередньо фізичний зміст. Проте знаючи його величину, можна порівняно просто обчислити енергію зв'язку ядра. При цьому дефект маси вважають додатним, якщо масове число A менше від маси атома, що спостерігається у найбільш легких атомів (водню, гелію, берилію, вуглецю та ін.). Дефект маси від'ємний для всіх атомів з масовими числами, що перевищують 20 і менші від 185.

Отже, «дефект маси» — це зменшення маси, викликане виділенням енергії (а з нею і маси) при об'єднанні нуклонів у ядро. В ядрах з малим числом нуклонів дефект маси відносно невеликий, із збільшенням числа частинок у ядрі зростає дефект маси. Відношення дефекту маси до масового числа називається пакувальним коефіцієнтом:

$$\rho = \frac{M_a - A}{A}. \quad (14.15)$$

В ядрах з великим числом нуклонів міститься багато протонів, між якими діють електростатичні сили відштовхування. При цьому дефект мас дуже важких ядер зменшується із збільшенням числа нуклонів у ядрі. У співвідношенні ядерних і електростатичних сил істотною є їхня специфіка: перші здатні насичуватись, а другі не мають такої властивості. Максимальне значення дефекту мас мають ядра середньої маси, які знаходяться всередині таблиці Д. І. Менделєєва приблизно від кремнію ($Z = 14$) до барію ($Z = 56$). Для них характерні найбільші значення середньої енергії зв'язку на один нуклон, що видно з рис. 14.7, на якому зображено залежність середньої енергії зв'язку на один нуклон $\bar{\omega}$ від масового числа для стабільних ядер. Рис. 14.7 показує, що величина $\bar{\omega}$ не є однаковою для всіх ядер. Для ядер з масовими числами $28 < A < 138$ вона залишається приблизно сталою і дорівнює 8,7 МеВ на одну ядерну частинку. Для ядер з $A > 138$ середня енергія зв'язку зменшується із збільшенням числа нуклонів у ядрі. Для урану, який міститься в кінці таблиці Д. І. Менделєєва, $\bar{\omega} \approx 7,6$ МеВ/нуклон. У випадку легких ядер, які містять у собі

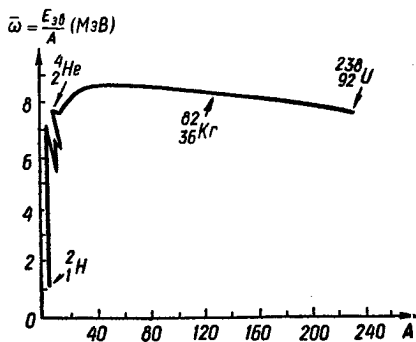


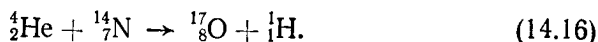
Рис. 14.7

невелику кількість нуклонів, середня енергія зв'язку на один нуклон зменшується із зменшенням числа частинок у ядрі. При цьому на кривій залежності $\bar{\omega}$ від масового числа A в області невеликих значень масових чисел спостерігається ряд максимумів і мінімумів. Максимальні значення середньої енергії зв'язку на один нуклон припадають на ядра з парними числами протонів і нейтронів ${}^4_2\text{He}$, ${}^8_2\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ (парно-парні ядра). Мінімальні значення $\bar{\omega}$ відповідають ядрам ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$, які містять у собі непарні кількості протонів і нейтронів (непарно-непарні ядра).

Аналіз графічної залежності $\bar{\omega} = f(A)$, зображеної на рис. 14.7, дає змогу зробити висновки щодо шляхів добування ядерної енергії. Таких шляхів два. Перший шлях пов'язаний з поділом важких ядер на більш легкі, для яких енергія зв'язку на один нуклон більша, ніж для ядер, що зазнають поділу. Другий шлях вивільнення ядерної енергії ґрунтується на поєднанні легких ядер у більш важкі (наприклад, поєднання ядер водню або його ізоотопів у ядра гелію). Більш докладно про це мова йтиме далі.

§ 6. Штучне перетворення ядер. Відкриття нейтрона

Перша ядерна реакція, яка поклала початок штучному перетворенню ядер, а отже, зробила реальністю мрію алхіміків про перетворення елементів, була здійснена у 1919 р. Е. Резерфордом за допомогою α -частинок, що випромінювались полонієм ${}^{214}_{84}\text{Po}$. У дослідях Резерфорда джерело α -частинок вміщувалось у спеціальну камеру, яка наповнювалась газом. В одній із стінок камери було встановлено екран. Попадання частинок на екран викликало появу сцинтиляцій, які спостерігались за допомогою мікроскопа. Перед екраном вміщувалась алюмінієва фольга, товщина якої підбиралась такою, щоб вона затримувала α -частинки, випромінювані полонієм. Отже, конструкція установки усувала попадання α -частинок в сцинтиляційний екран. Тим часом при заповненні камери азотом сцинтиляції спостерігались. При заповненні камери киснем або вуглекислим газом сцинтиляцій не було. Появу сцинтиляцій при заповненні камери азотом можна пояснити тим, що дія α -частинок на атоми азоту викликала появу нових частинок з великою проникною здатністю. Ретельне вивчення їх в електричному і магнітному полях показало, що ці частинки являють собою протони, тобто ядра атома водню. Резерфорд пояснив результат свого досліджу тим, що швидка α -частинка проникає в ядро азоту і викликає його перетворення в ядро кисню з викиданням протона. Цю ядерну реакцію можна записати так:



Наступні досліди Е. Резерфорда і Д. Чедвіка показали, що крім ядер атомів азоту протони випромінюються під дією швидких α -частинок і ядрами атомів інших легких елементів. Проте більш важкі ядра не вдалось розщепити α -частинками. Ці ядра мають великий заряд, тому α -частинки не можуть подолати сили відштовхування і наблизитись на відстань, де сили ядерного притягання переважають електростатичне відштовхування.

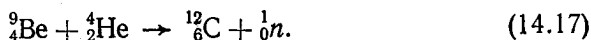
Для дослідження взаємодії α -частинок з ядрами азоту П. Блекетт створив установку з камерою Вільсона, в якій фотографування треків α -частинок відбувалось автоматично через малі проміжки часу. В цих дослідах дістали 23 000 фотографій, на яких зафіксовано близько 400 000 треків α -частинок у азоті. Серед них виявилось лише вісім треків, що закінчувались особливими розгалуженнями, які свідчать про руйнування ядер азоту, викликаного α -частинками, що влучили в них. Ці розгалуження подвійні: одна з віток тонка й довга, являє собою слід вибитого із ядра протона; друга — більш коротка й товща, — слід ядра утвореного атомом кисню. Третьої вітки, яка б являла собою слід α -частинки після її зіткнення з ядром, на жодній з фотографій не виявлено. Це означає, що α -частинка, попадаючи в ядро, припиняє своє існування, а замість неї вилітає протон. Проте ймовірність проникнення α -частинки в ядра навіть відносно легкого атома (азоту) дуже мала. Проаналізовану ядерну реакцію (14.16) можна записати ще так: ${}^4_2\text{N} (\alpha, p) {}^8_7\text{O}$. Після відкриття цієї ядерної реакції під дією α -частинок було досліджено дуже велике число інших реакцій, і серед них особливе значення має ядерна реакція, яка привела до відкриття нової елементарної частинки — нейтрона.

До початку 30-х років було відомо тільки дві елементарні частинки: електрон і протон. Наприкінці 1930 р. В. Боте і Г. Бекер виявили дуже проникливе випромінювання, яке виникає при бомбардуванні α -частинками ядер легких елементів Li, Be, B та ін. Найбільш інтенсивним це випромінювання виявилось у берилію. Проходження берилієвого випромінювання через шар свинцю завтовшки 2 см зменшувало його інтенсивність тільки на 13 %. Оскільки на той час вже було відоме γ -випромінювання, для якого властива також велика проникна здатність, В. Боте і Г. Бекер припустили, що берилієве випромінювання є γ -промінням. Виникнення γ -випромінювання пояснювали так: α — частинка, потрапивши в ядро берилію, перетворює його в збуджене ядро ${}^{13}_6\text{C}$, яке, переходячи в нормальний стан, випромінює жорсткий γ -квант. За поглинанням цього випромінювання було оцінено енергію γ -квантів, яка виявилась близькою до 7 МеВ. Проте даліше вивчення властивостей берилієвого випромінювання змусило відмовитись від зроблених припущень щодо його природи.

Велику роль при цьому відіграли дослідження, проведені І. Жоліо-Кюрі і Ф. Жоліо-Кюрі. Так, у 1931 р. вони встановили, що берилієве випромінювання, проходячи через речовини, що містять водень

(наприклад, парафін), зумовлює інтенсивне вибивання протонів з пробігом у повітрі завдовжки 26 см. Проведені розрахунки показали, що для одержання таких протонів γ -кванти повинні мати енергію не 7 МеВ, а 55 МеВ. Далі виявилось, що берилієве випромінювання зумовлює появу ядер віддачі в азоті, аргоні і, навіть, криптоні. За пробігом ядер віддачі розраховували енергію γ -квантів і дістали для азоту значення 90 МеВ, для аргону — 150 МеВ. Отже, спроби тлумачити це випромінювання як дуже жорстке γ -випромінювання привели до суперечностей. Однак всі суперечності зникли, коли англійський фізик Д. Чедвік у 1932 р. припустив, що берилієве випромінювання є потоком частинок, які мають масу, близьку до маси протона, але позбавлені електричного заряду. Ці частинки було названо *нейтронами*. Ефективним джерелом нейтронів є берилієва мішень, яку опромінюють α -частинками радію. Найпотужнішими джерелами нейтронів є ядерні реактори.

Реакцію утворення нейтронів при бомбардуванні берилію α -частинками можна записати так:



При вивченні властивостей нейтронів було встановлено, що його маса трохи більша за масу протона. Маса нейтрона $m_n = 1,0086649$ а. о. м., тоді як маса протона $m_p = 1,007276$ а. о. м.

Відкриття Чедвіком нейтрона сприяло дальшому розвитку фізики атомного ядра, оскільки воно надало вченим інструмент для вивчення властивостей ядра і здійснення нових ядерних реакцій. З ним пов'язане і формулювання гіпотези про протонно-нейтронний склад ядра.

§ 7. Моделі ядра атома

У реальному фізичному світі зв'язки між явищами і предметами настільки різноманітні, що охопити їх всі неможливо не лише в практичному, а й в теоретичному принциповому розумінні. Останнє обумовлене невичерпністю властивостей матерії. Тому при побудові моделей беруть до уваги тільки істотні для даного кола явищ властивості і зв'язки. Задача виключення всього неістотного для даного явища є найважливішим елементом фізичного дослідження.

Врахування лише істотних факторів зводиться до абстрагування від реальної ситуації і побудови моделі в межах прийнятих абстракцій. Моделі, які використовують, є наближеними. Їх справедливість може бути гарантована лише в межах придатності використовуваних абстракцій. За цими межами модель може бути непридатною і навіть безглуздою. Тому на кожному етапі фізичного дослідження важливо розуміти, чому застосовується саме та модель, яка використовується. Істотно підкреслити, що один і той самий фізичний об'єкт в різних ситуаціях можна описувати різними моделями.

Здатність до насичення ядерних сил і пов'язана з нею мала стисливість ядерної речовини стали основою для введення у 30-і роки К. Вейцекером краплинної моделі ядра атома, за якою маса атомних ядер обчислювалась як маса електрично зарядженої краплини.

Поява моделі рідкої краплини Вейцекера належить до періоду, коли вже були відомі значення мас для досить великого числа атомних ядер, що дало змогу перевірити її придатність для досить широкого діапазону мас.

Одним з вдалих застосувань цієї моделі було пояснення на її основі процесу поділу атомних ядер Н. Бором та Дж. Уілером і незалежно від них Я. І. Френкелем. Процес поділу атомних ядер вони розглядали як розрив електрично зарядженої краплини на дві краплини меншого розміру.

Значний крок вперед у з'ясуванні будови ядер було зроблено внаслідок обчислення енергії зв'язку ядер, тобто енергії, яка потрібна для повного їх розщеплення на складові частинки. Важливий висновок з цих обчислень полягає в тому, що енергія зв'язку, яка припадає на одну внутрішньоядерну частинку, більш-менш однакова для всіх ядер. Для не дуже легких і не дуже важких ядер вона становить близько 8 МеВ на один нуклон. Радіус дії ядерних сил дуже малий, тому кожний нуклон взаємодіє практично тільки з своїми найближчими сусідами. Ці та інші факти дали змогу прирівняти ядро атома до краплини рідини, в якій частинки також взаємодіють тільки з найближчими сусідами. Тлумачення атомних ядер як краплин нейтронно-протонної рідини виправдано насамперед тим, що густина «ядерної речовини» приблизно однакова для всіх елементів. Справді, емпіричний вираз для ядерних радіусів, який підтверджується результатами багатьох дослідів і який ми вже наводили ($R_{\text{я}} = r_0 \sqrt{A}$, де $r_0 \approx 1,5 \times 10^{-15}$ м), показує, що всі ядра мають майже однакову густину:

$$\rho = \frac{M_{\text{я}}}{4/3\pi R_{\text{я}}^3} = \frac{Am_{\text{н}}}{4/3\pi R_{\text{я}}^3} = \frac{m_{\text{н}}}{4/3\pi r_0^3} = 1,210^{17} \text{ кг/м}^3,$$

де $M_{\text{я}}$ — маса ядра; $R_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}$ — радіус ядра; $m_{\text{н}} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг.

Для будь-якої рідини характерно, що енергія міжмолекулярного зв'язку, розрахована на одну частинку, майже не залежить від розмірів краплини, якщо тільки краплина не дуже мала. Це саме властиве і ядрам: енергія внутрішньоядерного зв'язку на один нуклон для всіх не дуже легких ядер мало відрізняється. Для всіх звичайних рідин радіус дії міжмолекулярних сил за порядком величини близький до середньої відстані між частинками.

Радіус дії внутрішньоядерних сил близький до відстані між нуклонами: внутрішньоядерні сили виявляють свою дію тільки на відстанях, менших за 10^{-15} м. Нарешті для частинок звичайних рідин властива велика рухливість, незважаючи на їхнє компактне розміщення.

Аналогічно і в атомних ядрах, незважаючи на їхню велику густину, нуклони в повній мірі зберігають свою рухливість. Прирівнюючи атомні ядра до краплин нейтронно-протонної рідини, процес викидання із ядра частинок при ядерних перетвореннях можна розглядати як явище, аналогічне випаровуванню молекул із краплини рідини.

Проте, незважаючи на ці аналогії, слід пам'ятати, що ядерні і молекулярні явища є принципово різними. Так, сили молекулярної взаємодії за своєю фізичною природою є силами електромагнітної взаємодії, тоді як ядерні сили — специфічні сили, які не можна віднести до електромагнітних. На відміну від звичайної рідини «ядерна рідина» є сумішшю двох «рідин»: протонної і нейтронної. При цьому рух молекул у рідині можна описати в рамках класичних уявлень, а рух нуклонів в ядрі має квантовий характер. Незважаючи на цю принципову відмінність молекулярних і ядерних явищ, деякі ядерні процеси і властивості пояснено аналогічно динаміці рідкої краплини. Одержані результати в багатьох випадках добре узгоджуються з дослідом.

У 1939 р. Нільс Бор, спираючись на краплинну модель, створив теорію поділу ядер під впливом нейтронів. Нейтрон не має заряду і тому, безперешкодно входячи в ядро, віддає йому свою енергію. Таку передачу енергії можна розглядати як інтенсивне нагрівання краплини. При цьому ядро переходить у збуджений стан. На думку Бора, перша стадія зіткнення частинки з ядром полягає у виникненні проміжного ядра, утвореного вихідним ядром і частинкою, яка з ним зіткнулась. Це проміжне ядро, як правило, є нестійким, напівстабільним. Під впливом енергії нейтрона проміжне ядро — краплина електрично зарядженої ядерної рідини — починає пульсувати і розривається на дві приблизно однакові частини.

Випроміювання α -частинок при природній радіоактивності можна розглядати як відокремлення краплинки нейтронно-протонної рідини від більш великої краплини. α -Частинки, що вилітають, не містяться як відокремлені частинки в ядрі, вони формуються при радіоактивному перетворенні. Це формування α -частинки, її «випаровування» або відрив від поверхні ядра призводить до зменшення його енергії. Однак відриву α -частинки від ядра перешкоджає енергетичний бар'єр, створюваний підвищеними значеннями енергії проміжних станів, які передують відокремленню α -частинки від ядра. Висотою цього бар'єра і невеликою ймовірністю проникнення α -частинки крізь нього пояснюється величезний півперіод α -розпаду для урану ($4,5 \cdot 10^9$ років).

Таким чином, краплинна модель ядра дала змогу пояснити багато спостережуваних явищ.

Дальші експерименти в галузі вивчення властивостей ядер привели до відкриттів, які не можна пояснити краплинною моделлю. Існують факти, які навіть суперечать їй. Одним з таких фактів є спостережувана періодичність у властивостях атомних ядер, яка виражена,

щоправда, не настільки чітко, як у атомах, проте може розглядатись як доказ існування ядерних оболонок і певної періодичності у будові їх.

Окремі здогадки про існування в ядрах оболонок протонів і електронів висловлені ще в 1924—1928 рр. до відкриття нейтронів. Правда, аналогія нуклонних оболонок у ядрі і електронних оболонок в атомі є чисто зовнішньою. Справді, електрони в атомі рухаються в електричному полі ядра і сусідніх електронів, яке можна розглядати як центральне кулонівське поле. Нуклони ж у ядрі рухаються в ядерному полі, яке має нецентральний характер.

Оболонкова модель ядра деякою мірою протилежна краплинній. За краплинною моделлю нуклони в ядрі рухаються хаотично, зазнають часті зіткнень і не можуть тривалий час перебувати в певних енергетичних станах. А за оболонковою моделлю нуклони рухаються майже незалежно. При цьому вони перебувають у певних енергетичних станах.

Ідея про ядерні оболонки ґрунтується на тому, що нуклонам властиві механічний і магнітний моменти. До того ж атомні ядра можуть перебувати у збуджених станах і при переході в основний стан випромінюють γ -кванти. Це дає підставу говорити про енергетичні стани нуклонів у атомних ядрах і ввести для характеристики цих станів квантові числа — головне $n_{\text{я}}$ і орбітальне $l_{\text{я}}$. Отже, подібно до електронів у атомі, нуклони в ядрах утворюють оболонки і підоболонки. При цьому модель передбачає наявність у ядрі двох систем нуклонних станів: одна — для протонів, друга — для нейтронів, які заповнюються незалежно одна від одної. Слід чекати, що ядра з заповненими нуклонними оболонками, подібно до атомів із заповненими електронними оболонками, характеризуватимуться підвищеною стійкістю. Це передбачення в моделі ядерних оболонок узгоджується із спостережуваними на досліді фактами. Так, аналіз властивостей відомих ядер показав, що найбільш стійкими є ядра, в яких числа протонів або нейтронів дорівнюють 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 і 152 (останні цифри 126 і 152 відносяться лише до нейтронів). Ці числа називали *магічними*. Було зроблено спробу дістати магічні числа, виходячи з уявлень про оболонкову модель ядра. При цьому спочатку виходили з повної аналогії між електронами в атомі і нуклонами в ядрі. Тоді стан нуклона в ядрі характеризуватиметься четвіркою квантових чисел $n_{\text{я}}$, $l_{\text{я}}$, $m_{\text{я}}$, $s_{\text{я}}$ (головне, орбітальне, магнітне, спінове; індекс «я» означає ядро), а число нуклонів у заповненій оболонці розраховуватиметься за формулою $2n_{\text{я}}^2$. Знаючи числа нуклонів у заповнених оболонках, що відповідають різним значенням головного квантового числа $n_{\text{я}}$, неважко визначити і сумарні числа нуклонів у таких ядрах. Такі обчислення було проведено. При цьому дістали значення, що не завжди збігаються з магічними числами. Пізніше розрахунки, проведені М. Гепперт-Майер на основі оболонкової моделі ядра з врахуванням спі-

орбітального зв'язку (залежності ядерної взаємодії від взаємної орієнтації спіну і орбітального моменту руху нуклона), привели до результатів, що підтверджуються дослідом.

Атомні ядра, в яких число протонів або число нейтронів збігається з одним із магічних чисел, називають *магічними ядрами*. Найбільш стійкими є двічі магічні ядра, в яких і кількість нейтронів і кількість протонів відповідає магічному числу. Є ядра, для яких магічні числа нейтронів і протонів збігаються: ${}^4_2\text{He}$ (2 нейтрони і 2 протони), ${}^{16}_8\text{O}$ (8 протонів і 8 нейтронів), ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ (20 протонів і 20 нейтронів).

На відміну від краплинної моделі, яка переважно застосовується для збуджених станів атомних ядер, оболонкова модель справедлива для основного або мало збуджених станів ядер. Фізичною основою оболонкової моделі є принцип Паулі. Адже в основному стані всі найнижчі рівні зайняті, тому жодний нуклон не може віддати енергію (бо нікуди переходити), але здатний дістати її і перейти на будь-який вищий енергетичний рівень.

Крім краплинної і оболонкової існує ще кілька моделей атомних ядер, за допомогою яких можна описати різні властивості ядер. Однак оболонкова модель дає змогу описати найбільше число експериментальних даних з єдиної точки зору. Її авторам М. Гепперт-Маєр (США) і Х. Іенсену (ФРН) присуджено Нобелівську премію з фізики за 1963 р. Строге теоретичне обґрунтування оболонкової моделі ядра і її дальший розвиток належить радянському вченому А. Б. Мігдалу.

§ 8. Природна радіоактивність

Відомо, що атом складається з позитивно зарядженого ядра і електронів, які його оточують. Це встановив Е. Резерфорд у 1911 р. на основі дослідів по розсіянню α -частинок різними хімічними елементами (див. § 2 розд. 12). Дослідження Резерфорда ґрунтувалися на найважливіших відкриттях, зроблених А. Беккерелем і подружжям П. Кюрі і М. Склодовською-Кюрі.

У 1896 р., вивчаючи люмінесценцію різних речовин, А. Беккерель виявив випромінювання солями урану без попереднього освітлення їх. Це випромінювання здатне проникати крізь шар непрозорої речовини, іонізувати повітря, діяти на фотографічну плівку, викликати люмінесценцію ряду речовин. Наступні дослідження, проведені П. Кюрі, М. Склодовською-Кюрі, Е. Резерфордом та іншими вченими, показали, що властивість випромінювати характерна не тільки для урану, а й для ряду інших хімічних елементів, зокрема полонію, радію, актинію, торію. При цьому характерною особливістю спостережуваного випромінювання є його самочинність, повна незалежність від зовнішніх умов. За пропозицією М. Склодовської-Кюрі, речовини, здатні випромінювати відкрите Беккерелем випромінювання, називаються *радіо-*

активними, а саме явище — *радіоактивністю*. Радіоактивне випромінювання буває трьох типів: α , β і γ . Дослідження показали, що α -випромінювання є потоком ядер атомів гелію, β -випромінювання — потік електронів, а γ -випромінювання — жорстке (великої частоти) електромагнітне випромінювання. Досліди Е. Резерфорда і Ф. Содді у 1900 р. показали, що ці випромінювання є результатом спонтанного перетворення (розпаду) атомів, точніше атомних ядер. Це явище супроводжується виділенням великої кількості енергії, яку несуть з собою α -, β - і γ -випромінювання. Наприклад, 1 г радію виділяє за 1 год енергію 561 Дж, а за рік 4914,4 кДж.

Отже, радіоактивність — це явище самочинного перетворення нестійких ядер одного елемента в ядра іншого елемента, що супроводиться виникненням різних типів радіоактивних випромінювань. Розрізняють природну і штучну радіоактивності. Під природною радіоактивністю розуміють радіоактивність ядер, які зустрічаються в природі. Під штучною радіоактивністю — радіоактивність штучно одержаних ядер.

Різні радіоактивні речовини дуже відрізняються між собою інтенсивністю радіоактивних випромінювань, яку називають активністю. Активність речовини можна характеризувати кількістю розпадів, що відбуваються за одиницю часу. Нехай в певний момент часу t є N атомів радіоактивної речовини. За час dt розпадається dN атомів. Отже, за одну секунду розпадатиметься $\frac{dN}{dt}$ атомів. Як покаже дослід, розпад атомів відбувається спонтанно, розпад одного ядра не впливає на розпад інших. Тому число розпадів залежатиме тільки від властивостей ядер, що розпадаються, і кількості їх. Чим більше атомів радіоактивної речовини, тим більше буде розпадів за одиницю часу. Інакше кажучи, кількість розпадів за одиницю часу повинна бути прямо пропорційною кількості атомів радіоактивної речовини, тобто:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (14.18)$$

Коефіцієнт пропорційності λ характеризує ймовірність радіоактивного розпаду нестабільного ядра за одиницю часу. Величину λ називають *сталю радіоактивного розпаду*. Знак «мінус» означає, що кількість радіоактивних ядер N з часом зменшується і швидкість розпаду — це від'ємна величина. Величина λ характеризує радіоактивність речовини, оскільки пропорційна числу розпадів за одну секунду:

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt}. \quad (14.19)$$

Інтегруючи рівняння (14.18) при початкових умовах $t = 0$ і $N = N_0$, дістанемо основний закон радіоактивного розпаду

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (14.20)$$

Отже, число ядер радіоактивної речовини зменшується з часом за експоненціальним законом. Чим більше λ , тим швидше зменшується N . Дуже важливе значення має час, протягом якого розпадається певна частина (наприклад, половина) початкової кількості радіоактивних ядер. Якщо цей час позначити через T (період піврозпаду), то можна записати $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$, звідки маємо

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}. \quad (14.21)$$

Як бачимо із співвідношення (14.21), період піврозпаду обернено пропорційний величині λ , що характеризує швидкість розпаду: чим більша швидкість розпаду, тим менший період піврозпаду. Наприклад, для урану ^{238}U період піврозпаду дорівнює $4,51 \cdot 10^9$ років, для радію ^{226}Ra — 1590 років, для радону ^{222}Rn — 3,825 дня і т. д. (числа біля символів елементів означають масове число ізотопів). Є радіоактивні речовини, в яких періоди піврозпаду значно менші і становлять хвилини, секунди і навіть мільйонні частини секунди. Величина обернена ймовірності радіоактивного перетворення, визначає середню тривалість життя радіоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (14.22)$$

Порівнюючи вирази (14.21) і (14.22), бачимо, що середня тривалість життя радіоактивних ядер майже в 1,5 раза перевищує період піврозпаду, точніше $\tau = \frac{T}{\ln 2}$.

Величину $a = \lambda N$, яка визначає число атомів, що розпадаються за одиницю часу, називають активністю радіоактивного препарату. Активність є характеристикою всієї речовини, яка зазнає розпаду, а не окремого ядра. Практичною одиницею активності є кюрі — це активність такої кількості радіоактивної речовини, яка зазнає $3,7 \times 10^{10}$ розпадів за одну секунду. Активність в 1 кюрі відповідає активності 1 г радію. Використовують і менші одиниці — мілікюрі (10^{-3} Кі) і мікрокюрі (10^{-6} Кі), а також одиницю активності резерфорд (Рд). Один резерфорд — активність препарату, в якому відбувається 10^6 розпадів за секунду. Очевидно $1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Рд}$.

Більшість радіоактивних елементів належить до рядів урану й торію і до відгалужень від цих рядів, розпад яких завершується ізотопами свинцю.

Радіоактивне перетворення призводить до зміни хімічних властивостей, які можна передбачити на основі закону зміщення, встановленого у 1913 р. Ф. Содді і К. Фаянсом.

Якщо уявити собі періодичну систему елементів Д. І. Менделєєва розгорнутою в один ряд, то, за законом зміщення, при α -перетворенні утворюється елемент, який розміщений у періодичній системі елемен-

тів на два місця ближче до початку системи ($Z - 2$), ніж вихідний, а при β^- -перетворенні — елемент, який розміщений на одне місце далі від материнського елемента ($Z + 1$). α -Перетворення означає зменшення заряду ядра на дві одиниці (частинка несе подвійний позитивний заряд); β^- -перетворення рівносильне збільшенню позитивного заряду на одиницю. Послідовне випромінювання однієї α -частинки і двох β^- -частинок приводить до утворення елемента з тим самим зарядом ядра, тобто з тим самим атомним номером, що й вихідний елемент, але з масовим числом на 4 одиниці меншим. При α -перетворенні ядро втрачає два протони і два нейтрони (з яких складається α -

Таблиця 14.1

Радіоактивний ряд	A	Початковий нуклід	T першого нукліду (в роках)	Кінцевий нуклід
Торію	$4n$	${}_{90}^{232}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	${}_{82}^{208}\text{Pb}$
Урану	$4n+2$	${}_{92}^{238}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$	${}_{82}^{206}\text{Pb}$
Актинію	$4n+3$	${}_{92}^{235}\text{U}$	$7,3 \cdot 10^8$	${}_{82}^{207}\text{Pb}$
Нептунію	$4n+1$	${}_{93}^{237}\text{Np}$	$2,2 \cdot 10^6$	${}_{83}^{209}\text{Bi}$

частинка). При β^- -перетворенні один із внутрішньоядерних нейтронів перетворюється в протон за схемою $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$ — антинейтрино). Це збільшує заряд ядра на одиницю. За законом збереження алгебраїчної суми зарядів, перетворення нейтрона в протон повинно супроводжуватись виникненням електрона, що випромінюється ядром.

Радіоактивні ряди. Якщо є більше двох генетично пов'язаних один з одним елементів, то кажуть про існування радіоактивного ряду. Важкі ядра з масовим числом $A > 208$ зазнають α -розпаду внаслідок того, що в них діють великі кулонівські сили відштовхування. Якщо до того ж масове число набагато перевищує 208, то ядро приходить до стабільного стану шляхом ряду послідовних розпадів. Проте не всі розпади в цьому ланцюжку є α -розпадами. Після втрати кількох α -частинок ядро стає схильним до β -розпаду, коли в середині ядра один з нейтронів перетворюється на протон. В радіоактивних рядах процеси α - і β -розпаду звичайно чергуються один з одним.

За α -розпаду масове число змінюється на 4, а за β -розпаду не змінюється. Оскільки остача від ділення A на 4 однакова для всіх ядер того самого ряду, то для нього A можна виразити формулою $A = 4n + C$, де C — стали для ряду число, а n набуває цілочислових значень.

Принципово можуть існувати лише чотири різних радіоактивних ряди (табл. 14.1), де A дорівнює $4n$; $4n + 1$; $4n + 2$; $4n + 3$.

Як видно з табл. 14.1, ряд починається нуклідом, для якого час життя дуже великий. Останній ряд було передбачено теоретично і здійснено в лабораторних умовах після вдосконалення методів штучного одержання ізотопів. Природний нуклід $^{237}_{93}\text{Np}$ за час існування Землі давно розпався і сьогодні його практично немає.

Порівнюючи періоди піврозпаду основних радіоактивних елементів, стає зрозумілим, чому на Землі багато торію і чому у природній суміші нуклідів $^{238}_{92}\text{U}$ значно більше, ніж $^{235}_{92}\text{U}$.

§ 9. α -розпад

Розглянемо найважливіші властивості α -випромінювання. Відомо, що α -частинки являють собою ядра атомів гелію. Отже, їм властивий заряд $+2e$ і масове число 4. Різні радіоактивні елементи викидають частинки із швидкостями від $1,4 \cdot 10^7$ м/с до $2 \cdot 10^7$ м/с, що відповідає енергіям від 4 до 8,8 МеВ. Іноді під час радіоактивного розпаду виникають α -частинки з енергією $2 \div 4$ МеВ. Слід зазначити, що α -випромінювання моноенергетичне, тобто даний радіоактивний елемент викидає α -частинки практично однакової енергії. α -Розпад властивий важким ядрам з масовими числами $A > 200$ і зарядами $Z > 82$. Рухаючись у середовищі, α -частинки поступово втрачають свою енергію на іонізацію його атомів і врешті-решт зупиняються. Відстань, на яку проникає α -частинка в середовищі до повної зупинки, називають її пробігом. Пробіг α -частинок R в повітрі наближено пропорційний кубу швидкості або енергії частинок у степені $3/2$. При нормальних умовах пробіг α -частинок у повітрі можна вирахувати за емпіричною формулою Гейгера:

$$R = av^3 = bE^{3/2}, \quad (14.23)$$

де a і b — константи. При нормальних умовах пробіг α -частинки в повітрі становить кілька сантиметрів.

Між пробігом R α -частинки, який може бути мірою її початкової енергії, і ймовірністю радіоактивного перетворення λ існує проста залежність, встановлена емпірично Г. Гейгером і Дж. Неттолом у 1911 р. і відома під назвою *закону Гейгера — Неттола*:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (14.24)$$

де A і B стали, причому B є універсальною сталою, вона однакова для всіх чотирьох радіоактивних рядів; A — залишається сталою в межах даного радіоактивного ряду.

Якщо врахувати, що пробіг α -частинки залежить від її кінетичної енергії, а константа радіоактивного розпаду λ пов'язана з середньою тривалістю життя радіоактивного ядра τ , то закон Гейгера — Неттола можна переписати так:

$$\ln \lambda = \ln \frac{1}{\tau} = A' + B' \ln E. \quad (14.25)$$

Отже, із закону Гейгера — Неттола випливає, що чим менш стабільні ядра, тим більша енергія α -частинок, що ними випромінюється. У 1928 р. закон Гейгера — Неттола пояснив і уточнив теоретично Дж. Гамов, використовуючи квантовомеханічний підхід.

В явищі α -розпаду виділяють два етапи, а саме: утворення α -частинки в ядрі з нуклонів і її випромінювання. Щодо першого етапу, то якісні міркування, які ґрунтуються на властивостях ядерних сил, дають змогу пов'язати виникнення α -частинки з самим актом α -розпаду. Порівняно з окремими нуклонами вона зазнає меншої дії з боку ядерних сил притягання і разом з тим більшої дії кулонівського відштовхування. Саме цим можна пояснити спонтанне випромінювання α -частинки ядром. При вильоті з ядра α -частинка повинна подолати потенціальний бар'єр, що утворюється силами, які утримують її в ядрі. На відстані, що дорівнює наближено радіусу ядра, превалюють сили кулонівського відштовхування між позитивним зарядженням ядром і α -частинкою.

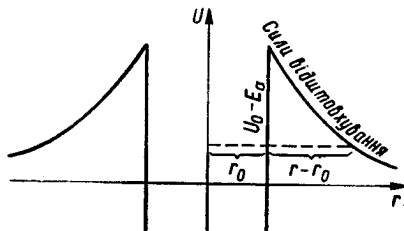


Рис. 14.8

Загальне потенціальне поле ядра може бути представлене кривою, зображеною на рис. 14.8.

Якби α -частинка рухалась до ядра із зарядом Ze ззовні, то вона повинна була б подолати енергетичний бар'єр, зовнішні схили якого визначаються кулонівською енергією відштовхування

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2ze^2}{r} \quad (14.26)$$

аж до значень r , близьких до радіуса ядра r_0 (рис. 14.8). Користуючись цією формулою і підставляючи замість r радіус ядра r_0 , визначений із співвідношення (14.5), можна знайти висоту потенціального бар'єра для будь-якого ядра. Проведені розрахунки для ядра урану дають значення висоти потенціального бар'єра, що дорівнює 31 МеВ. Такий результат узгоджується з експериментальними даними Е. Резерфорда, який в 1927 р. спостерігав розсіяння α -частинок полонію $^{212}_{84}\text{Po}$ з енергією 8,8 МеВ на ядрах урану і на підставі цього дійшов висновку, що висота потенціального бар'єра ядра урану повинна перевищувати 8,8 МеВ.

Однак енергія α -частинок, що вилітають із ядер урану, становить всього 4,0 МеВ, тобто значно менша від величини 31 МеВ, яка повинна була б спостерігатись за класичною механікою, оскільки остання допускає виліт частинки тільки тоді, коли її енергія більша за висоту потенціального бар'єра, тобто коли частинка «перевалює» через бар'єр. Отже, зрозуміло, що виліт частинки з ядра відбувається тільки

внаслідок просочування через потенціальний бар'єр (тунельний ефект), що суперечить класичній механіці, але можливий з точки зору квантовомеханічних уявлень. Ймовірність просочування α -частинки, сформованої в ядрі, через потенціальний бар'єр визначається прозорістю бар'єра D . При цьому константа радіоактивного розпаду λ , яка визначає ймовірність розпаду на одиницю часу, дорівнює добутку «прозорості» бар'єра D на число зіткнень α -частинки з внутрішніми стінками бар'єра, причому число зіткнень n за порядком величини дорівнює відношенню швидкості α -частинок v до діаметра ядра. Отже,

$$\lambda = Dn = D \frac{v}{2r_0}. \quad (14.27)$$

Прозорість бар'єра

$$D = l^{-\frac{4\pi}{n}} V_{2m}^l \int_{r_0}^r \sqrt{(U_0 - E_\alpha)} dr, \quad (14.28)$$

де m — маса α -частинки; E_α — її енергія; r_0 і r — координати початку і кінця потенціального бар'єра $U(r)$ для даного значення енергії E_α α -частинки.

Малою прозорістю D бар'єра для проникнення крізь нього α -частинки і пояснюється мала ймовірність α -перетворення урану (мала радіоактивна стала) і великий період піврозпаду $T = 4,5 \cdot 10^9$ років. Отже, процес виділення α -частинок з ядер радіоактивних елементів має специфічно квантовомеханічний характер і пов'язаний з хвильовими властивостями. З рис. 14.8 видно, що енергія частинки після вильоту її з ядра дорівнює $U_0 - E_\alpha$, а $r - r_0$ визначає ширину бар'єра. Звідси легко дістати закон Гейгера — Неттола, тобто зв'язок радіоактивної сталої і енергії частинки (14.25).

При випромінюванні α -частинки нове (дочірнє) ядро, як правило, перебуває в збудженому стані, який є нестабільним. Перехід з такого стану в нормальний супроводжується випромінюванням γ -фотонів. Середній час перебування ядра в збудженому стані (10^{-13} с) малий порівняно з середнім часом життя радіоактивного ядра. Енергетичний спектр α -частинок дискретний, що відображає енергетичну структуру ядра атома. Розрахований спектр α -випромінювання збігається з встановленим експериментально в межах похибок вимірювань.

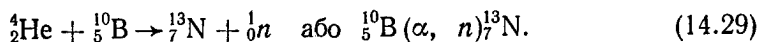
§ 10. Відкриття позитрона. Штучна радіоактивність

У 1928 р. П. Дірак, розв'язуючи релятивістське хвильове рівняння, показав, що в природі повинна бути частинка, подібна до електрона, але з позитивним електричним зарядом. Через чотири роки таку частинку було знайдено експериментально при дослідженні космічного випромінювання К. Андерсоном. Вивчаючи космічне випромінювання за допомогою камери Вільсона, вміщеної в магнітне поле, він

серед інших треків виявив трек, який за своїм виглядом нагадував трек електрона, але був викривлений в інший бік. Спостережуване явище можна було пояснити, якщо приписати цей трек позитивно зарядженій частинці. Проте можливе і інше пояснення: трек належить електрону, що рухається не зверху вниз, як повинні рухатись космічні частинки, а навпаки. Додатково проведений експеримент дав змогу визначити напрям руху частинки (зверху вниз) і тим самим підтвердив факт існування позитрона.

Було встановлено, що маса позитрона дорівнює масі електрона. Однаковими виявились також їхні механічні і (чисельно) магнітні моменти, але оскільки позитрон має позитивний заряд, то напрям його магнітного моменту на противагу електрону збігається з напрямом механічного моменту.

На початку 30-х років крім відкриття нейтрона і позитрона було зроблено ще одне відкриття. У 1934 р. подружжя Ірен і Фредерік Жоліо-Кюрі та інші вчені відкрили у випадку ядерних реакцій, що відбуваються при бомбардуванні деяких елементів α -частинками та нейтронами, нові частинки, які рееструються не лише під час опромінення, а й деякий час після опромінення (кілька хвилин, годин і навіть днів). Подружжя Жоліо-Кюрі, Е. Фермі та інші вчені пояснили це тим, що самі продукти ядерних реакцій виявляються радіоактивними, тобто внаслідок таких ядерних реакцій виникають радіоактивні ізотопи, які розпадаються за тими самими законами, що і природні радіоактивні речовини. Це явище самочинного розпаду ядер штучно добутих ізоотопів дістало назву штучної (наведеної) радіоактивності, а самі ізотопи називають штучнорадіоактивними. Такі ізотопи випромінюють у процесі розпаду переважно електрони або позитрони і γ -фотони. Наприклад, можна дістати радіоактивний ${}^{13}_7\text{N}$. Для цього треба протягом певного часу бомбардувати α -частинками бор:

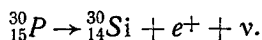


Але нуклід ${}^{13}_7\text{N}$ нестабільний і розпадається:

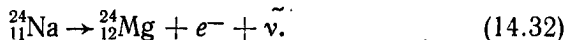
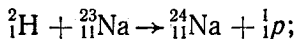


При цьому ${}^{13}_7\text{N}$ випромінює швидкі позитрони (β^+ -випромінювання). Період піврозпаду ${}^{13}_7\text{N}$ дорівнює 10 хвилинам.

Аналогічно, бомбардуючи α -частинками алюмінію, дістають радіоактивний ${}^{30}_{15}\text{P}$. Нуклід ${}^{30}_{15}\text{P}$, випромінюючи β^+ -частинки з періодом піврозпаду близько 2,5 хв, перетворюється в стійкий нуклід кремнію. Ядерні реакції, що відбуваються при цьому, можна записати так:



При бомбардуванні $^{23}_{11}\text{Na}$ швидкими дейтронами утворюється радіоактивний $^{24}_{11}\text{Na}$. Нуклід $^{24}_{11}\text{Na}$ має період піврозпаду близько 15 год і, випромінюючи β^- -частинки, перетворюється на стабільний нуклід $^{24}_{12}\text{Mg}$. Схема ядерної реакції така:



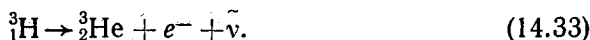
Найчастіше їхній розпад супроводжується β -випромінюванням, причому в більшості випадків слідом за викиданням електрона чи позитрона випромінюється γ -фотон. Деякі радіоактивні ізотопи дістали при опромінюванні стабільних елементів не потоком частинок, а γ -випромінюванням. Перетворення елементів внаслідок поглинання ядром γ -фотона великої енергії (фоторозщеплення ядра, або ядерний фотоэффект) вперше виявив Дж. Чедвік у 1934 р. Опромінюючи γ -фотонами торію важкий водень, він встановив, що поглинання γ -фотона з енергією $h\nu$ близько 2,2 МеВ переводить ядро важкого водню в збуджений стан, який є нестабільним і закінчується розпадом на протон і нейтрон. Поглинання γ -фотона ядром берилію ^9_4Be викликає викидання з ядра протона, внаслідок чого утворюється радіоактивний нуклід ^8_3Li . Для фоторозщеплення більш важких ядер потрібні γ -фотони з енергією близько $10 \div 15$ МеВ і більше.

Слід зауважити, що на відміну від природних радіоактивних речовин, коли існує перетворення одного з ядерних нейтронів в протон і яке супроводжується β^- -випромінюванням, при штучній радіоактивності спостерігається протилежне перетворення одного з ядерних протонів у нейтрон. Проте не завжди це перетворення супроводиться β^+ -випромінюванням. Якщо один із внутрішньоядерних нейтронів перетворюється в протон, то при цьому неодмінно виникає (за законом збереження алгебраїчної суми зарядів) електрон. Протилежне перетворення одного з внутрішньоядерних протонів у нейтрон може відбуватись двоюко: 1) з виникненням позитрона (спостерігається β^+ -випромінювання) і 2) без виникнення позитрона з захопленням ядром одного з найближчих до нього атомних електронів (β^+ -випромінювання не буде). Останнє явище (захоплення ядром атомних електронів) розглядатиметься в наступному параграфі.

§ 11. β -розпад

Бета-розпадом називають процес спонтанного перетворення нестабільного ядра в ізобарне з зарядом, відмінним на $\Delta Z = \pm 1$, за рахунок випромінювання електрона (позитрона) або захоплення електрона з найближчої до ядра електронної оболонки. Період піврозпаду β -ра-

діоактивних ядер змінюється від $0,025$ с ($^{12}_5\text{B}$) до $4 \cdot 10^{12}$ років ($^{187}_{75}\text{Re}$). Енергія випромінюваних частинок досягає кількох мегаелектронвольт. Відомо три типи β -розпаду: β^- , β^+ -розпади, захоплення електрона ядром (K -захоплення). Найпростішим прикладом електронного β -розпаду (після β^- -розпаду нейтрона) є β^- -розпад тритію:



Період піврозпаду ${}^3_1\text{H}$ становить 12 років. Схематично цей процес зображено на рис. 14.9, а. Остаточню β -розпад тритію зводиться до перетворення одного нейтрона в протон. Енергетичну умову можливості β^- -розпаду ядра з масовим числом A і зарядом Z можна записати так:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e. \quad (14.34)$$

Отже, маса вихідного (β^- -радіоактивного) ядра повинна бути більшою від суми мас кінцевого ядра і електрона. Цю умову можна виразити через маси атомів, якщо до лівої і правої частин нерівності (14.34) додати Zm_e , тобто масу електронів у атомі:

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z + 1). \quad (14.35)$$

Звідси можна підрахувати енергію, що виділяється при β -розпаді:

$$\Delta E_{\beta^-} = (M_a(A, Z) - M_a(A, Z + 1))c^2. \quad (14.36)$$

Для розглянутого прикладу $\Delta E_{\beta^-} = 0,019$ МеВ.

Прикладом позитронного β -розпаду є β^+ -розпад ядра ${}^{11}_6\text{C}$:



Період піврозпаду ${}^{11}_6\text{C}$ становить 20 хв. В цьому випадку β^+ -розпад ядра ${}^{11}_6\text{C}$ зводиться до перетворення одного з його протонів у нейтрон (рис. 14.9, б). Звичайно, це перетворення слід розуміти умовно, оскільки маса протона менша від маси нейтрона, внаслідок чого позитронний розпад вільного протона неможливий. Однак для протона, зв'язаного в ядрі, подібне перетворення можливе, оскільки нестаток енергії для такого перетворення доповнюється ядром. Енергетичну умову β^+ -розпаду можна записати за аналогією з умовою β^- -розпаду:

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e. \quad (14.38)$$

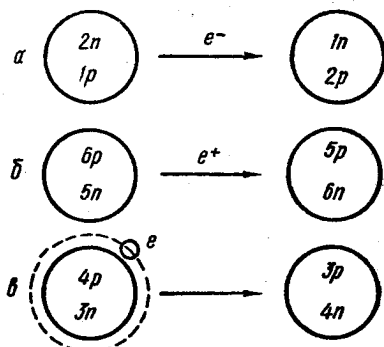


Рис. 14.9

Якщо додати до обох частин нерівності масу електронної оболонки Zm_e , то прийдемо від мас ядер до мас атомів, і нерівність набуде такого вигляду:

$$M_a(A, Z) > M_a(A, Z - 1) + 2m_e. \quad (14.39)$$

Енергія, що виділяється при β^+ -розпаді,

$$\Delta E_{\beta^+} = (M_a(A, Z) - M_a(A, Z - 1) - 2m_e) c^2. \quad (14.40)$$

Для β^+ -розпаду ядра $^{11}_6\text{C}$ вона становить $\Delta E_{\beta^+} \approx 1 \text{ MeV}$.

Третій вид β -радіоактивності — електронне захоплення (*e*-захоплення) було відкрито американським фізиком Л. Альваресом у 1937 р. Воно полягає в захопленні ядром електрона з електронної оболонки власного атома. Природу *e*-захоплення було виявлено при вивченні рентгенівського випромінювання, яке його супроводить. Істотне значення для важких ядер має захоплення електрона з *K*-оболонки (*K*-захоплення). При цьому звільняється місце в *K*-шарі, внаслідок чого атом переходить у збуджений стан. Повернення до нормального стану відбувається внаслідок переходу одного з електронів зовнішніх шарів на звільнене місце в *K*-шарі, що супроводиться виникненням характеристичного рентгенівського випромінювання *K*-серії. Іноді перебудова електронної оболонки з заповненням вільного місця в *K*-шарі відбувається і без рентгенівського випромінювання, за рахунок автоіонізації атома; в цьому випадку надлишок енергії оболонки несе один із електронів, причому викинутий електрон має велику швидкість (ефект Оже).

Прикладом легкого *K*-радіоактивного ядра може бути ядро ^7_4Be , яке захоплює *K*-електрон і перетворюється в ядро ^7_3Li :



Період піврозпаду ^7_4Be становить 53,6 дня.

Схему *e*-захоплення зображено на рис. 14.9, *в*. Енергетичну умову можливості *K*-захвату можна записати так:

$$M(A, Z) + m_e - E'_K > M(A, Z - 1), \quad (14.42)$$

де E'_K — енергія зв'язку *K*-електрона в атомі, виражена в одиницях маси (у. а. о. м.). Додаючи до лівої і правої частин нерівності (14.42) $(Z - 1) m_e$, дістанемо

$$M_a(A, Z) - E'_K > M_a(A, Z - 1). \quad (14.43)$$

Енергія, що виділяється при *K*-захваті,

$$\Delta E_K = (M_a(A, Z) - E'_K - M_a(A, Z - 1)) c^2. \quad (14.44)$$

Для розглянутого випадку $\Delta E_K = 0,864 \text{ MeV}$.

Порівнюючи наведені нерівності для атомних мас, можна переконались, що окремим ядрам властиві два, а то й три типи β -перетворень.

Тепер розглянемо деякі особливості β -розпаду.

На відміну від α -частинок, що випромінюються з певними, характерними для кожної радіоактивної речовини енергіями, β -частинки випромінюються з різними початковими енергіями, розподіленими за статистичними законами від самих малих значень до деяких максимальних (рис. 14.10). Для одних речовин це максимальне значення близько кількох десятих мегаелектронвольта, для інших — $1 \div 4$ MeV і в окремих випадках ще більше. Наприклад, максимальна енергія електронів, випромінюваних $^{214}_{82}\text{Pb}$, дорівнює 0,65 MeV, а у $^{214}_{83}\text{Bi}$ — 7,68 MeV.

Суцільний характер β -спектрів, здавалося б, навіть суперечить квантовій механіці. Справді, оскільки при β -розпаді ядро переходить із деякого певного енергетичного стану в інший (також певний квантовий стан), то швидкості випромінених електронів

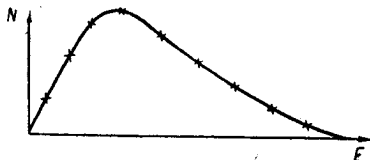


Рис. 14.10

(позитронів) повинні були б мати тільки такі значення, при яких їхня енергія дорівнює різниці квантових станів ядра, як це відбувається при випромінюванні α -частинок. Неперервний характер розподілу енергій β -частинок з цього погляду свідчить про те, що частина енергії під час розпаду немов би безслідно втрачається. Тому деякі фізики запропонували відмовитись від закону збереження енергії в елементарних актах. Було поставлено під сумнів універсальність закону збереження енергії. Тоді В. Паулі висловив припущення, розвинуте Фермі, що одночасно з випромінюванням електрона випромінюється ще одна частинка, яка забирає «залишок» енергії квантового переходу. Якби ця частинка мала заряд або досить велику масу спокою (порядку маси електрона), то при експериментальних дослідженнях β -перетворень вона не залишалася б не поміченою. Тому, безумовно, згадана частинка, яка згодом дістала назву антинейтрино, не несе заряду і має дуже малу або навіть нульову масу спокою. Коли в явищах штучно викликаної радіоактивності було виявлено позитрони, які мають розподіл енергій, аналогічний електронам, подібну частинку, що супроводить випромінювання позитронів, стали називати нейтрино.

Оскільки ядро одночасно випромінює електрон і антинейтрино (позитрон і нейтрино), то зрозуміло, що енергія, яка дорівнює різниці стаціонарних станів ядра, може як завгодно розподілятися між двома викинутими частинками. Цим пояснюється неперервний спектр ядерного β -випромінювання. Якби нейтрино (антинейтрино) не існувало, то в одиничному акті β -розпаду порушувався б закон збереження енергії: частину енергії квантового переходу ядра несе з

собою електрон, залишок же енергії довелось би вважати таким, що зникає безслідно.

Через відсутність заряду і дуже малу масу антинейтрино (нейтрино) не іонізує на своєму шляху повітря.

Отже, при звичайних β -перетвореннях викидання антинейтрино ($\bar{\nu}$) відбувається разом з викиданням електрона e^- , тоді як позитронний розпад супроводжується викиданням нейтрино (ν). Схему перетворення нейтрона на протон і протона на нейтрон можна записати так:



де n — нейтрон; p — протон; e^- — електрон; e^+ — позитрон; $\bar{\nu}$ — антинейтрино; ν — нейтрино.

Наявність нейтрино (антинейтрино) пояснюється і збереження спіну ядра при β -розпаді.

§ 12. Взаємоперетворення γ -фотонів і електронно-позитронних пар

Позитрон стійкий тільки у вакуумі. В речовині ж він не може існувати тривалий час. Так, у атмосферному повітрі тривалість його життя становить 10^{-6} с. Протягом цього часу позитрон стикається з будь-яким електроном речовини, що приводить до перетворення позитрона і електрона як мінімум в два фотони. Процес перетворення електрона і позитрона в два фотони часто називають «анігіляцією пари»:



При цьому кожний з двох утворених γ -фотонів має енергію, не меншу ніж

$$h\nu = m_e c^2 = 0,51 \text{ MeV},\tag{14.47}$$

де m_e — маса спокою електрона (позитрона). Досліди Ж. Тібо в 1934 р. підтвердили, що проходження позитронів через речовину (платину) супроводиться випромінюванням γ -фотонів саме такої енергії. Встановлено також, що поряд з анігіляцією пари електрон-позитрон може відбуватись і зворотний процес — перетворення фотона відповідної енергії в полі ядра в пару електрон-позитрон або утворення такої пари із зменшенням енергії фотона на величину $2m_e c^2$. Утворення електронно-позитронних пар вперше зареєстровано Ірен та Фредеріком Жоліо-Кюрі в 1933 р. Та обставина, що в дослідах позитрон з'являвся одночасно з електроном, приводить до такого уявлення про механізм цього явища: фотон великої енергії $h\nu$ поблизу важкого ядра перетворюється в пару позитрон-електрон, на що витрачається енер-

гія 1,02 МеВ. Залишок енергії фотона виявляється у вигляді кінетичної енергії електрона і позитрона, можливе також утворення розсіяного кванта з енергією $h\nu'$ (рис. 14.11). Хоч присутність ядра і необхідна для утворення з фотона пари позитрон-електрон (вона вимагається законом збереження імпульсу), однак в обміні енергії ядро помітної участі не бере; частіше всього залишок енергії кванта ($h\nu' = h\nu - 1,02 \text{ МеВ}$) розподіляється порівну між позитроном і електроном. Фотони, енергія яких менша за 1,02 МеВ, не можуть перетворюватись у пару. Перетворення фотона в пару позитрон-електрон часто називають «матеріалізацією кванта». Обидва терміни: і «анігіляція пари», і «матеріалізація кванта» є методологічно невдалими, на них немов би осла тінь ідеалістичного тлумачення взаємоперетворення фотона і пари позитрон-електрон. «Анігіляція» позитрона і електрона дослівно означає перетворення в ніщо. Під «матеріалізацією» фотона іноді розуміють «виникнення» матерії з нічого. Таке тлумачення немов би повертає до життя енергетизм в сучасній фізиці: матерія «зникає», а енергія існує. Неправильне тлумачення розглянутого взаємоперетворення обумовлене тим, що електрон і позитрон характеризують тільки масою, а фотон тільки енергією. Електромагнітне поле спершу цікавило фізиків своїми енергетичними властивостями, та й тепер в експериментах його характеризують насамперед з цього боку. Тут, на відміну від частинок речовини, властиву електромагнітному полю масу визначають, як правило, на основі теоретичних міркувань. Це створює ілюзію, що у випадку речовини ми маємо справу тільки з масою, а у випадку поля — тільки з енергією. Отже, суть полягає в некоректному користуванні фізичними і філософськими термінами: не енергія і маса взаємоперетворюються, а дві різновидності матерії — поле і речовина. Ці висновки цілком відносяться і до взаємоперетворення будь-якої пари частинок і античастинок та двох-трьох фотонів.

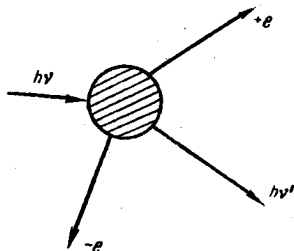


Рис. 14.11

§ 13. Ядерні реакції поділу

Ядерні реакції можуть відбуватись з виділенням або поглинанням енергії. У першому випадку реакції називаються екзотермічними, в другому — ендотермічними. Екзотермічними є всі реакції розпаду природно-радіоактивних ядер (урану, торію, плутонію) під дією нейтронів, а також реакції синтезу легких атомних ядер (водню, дейтерію, тритію). Важкі ядра, такі, як уран, «упаковані» помітно гірше, ніж ядра проміжної маси. Звідси випливає, що коли важке ядро розділити на дві середніх за масою частини, нуклони в кожній з них упакуються

щільніше. При цьому виділятиметься деяка енергія. Така реакція називається ядерною реакцією поділу (розщеплення). Реальна можливість реакцій поділу стала зрозумілою деяким фізикам відразу ж після відкриття нейтрона. Явище поділу ядер урану під дією нейтронів було відкрито німецькими вченими О. Ганом і Ф. Штрассманом у 1938 р. Ці вчені знайшли в хімічно чистому урані, опроміненому нейтронами, барій ($Z = 56$) і лантан ($Z = 57$) — елементи, ядра яких майже вдвічі легші від ядер урану. Нові елементи могли з'явитись в урані тільки в результаті розщеплення ядер його під дією нейтронів. Відкриття О. Гана і Ф. Штрассмана було підготовлене роботами Ірен і Фредеріка Жоліо-Кюрі, які виявили в 1934 р. штучну радіоактивність елементів, а потім знайшли лантан в урані, опроміненому нейтронами.

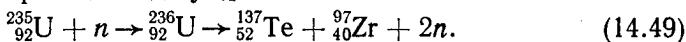
Отже, реакція поділу ядер урану викликається нейтронами, що попадають в них. Імовірність попадання нейтрона в ядро характеризується його ефективним перерізом σ . Атомне ядро при цьому виступає в ролі мішені, по якій стріляють нейтронами. Припустимо, що частинка-снаряд рухається в об'ємі V , де міститься N однакових мішеней (ядер). Число зіткнень ΔZ , яких зазнає ця частинка на шляху Δx , буде пропорційним густині $n = N/V$ і товщині шару Δx :

$$\Delta Z = \sigma n \Delta x. \quad (14.48)$$

Для пучка однакових частинок, що рухаються в середовищі з однаковими швидкостями, ΔZ визначає число частинок, які зазнають зіткнень в шарі завтовшки Δx . Величина $\sigma = \frac{\Delta Z}{n \Delta x}$ має розмірність площі і називається *ефективним перерізом* даного процесу: це є число «актів взаємодії», яке відбулося в шарі речовини одиничної товщини при одиничній густині мішеней. Радіус атомного ядра має величину $R_{\text{я}} \approx \approx 10^{-15}$ м, ефективний переріз зіткнень для багатьох ядерних реакцій має порядок 10^{-30} м² (σ вимірюється в барнах; 1 барн = 10^{-28} м²). Ефективний переріз залежить від типу реакцій і властивостей «снарядів», а тому може істотно відрізнятись від цієї величини. Наприклад, при бомбардуванні ядра зарядженими частинками їх треба розганяти до таких енергій, щоб вони могли подолати потенціальний бар'єр атомного ядра. Тому для заряджених частинок ефективний переріз реакції швидко зростає із збільшенням енергії частинки і досягає максимуму при значеннях енергії порядку висоти потенціального бар'єра атомного ядра, після чого ріст ефективного перерізу сповільнюється і для дуже великих енергій починає зменшуватись. Для нейтронів немає потенціального бар'єра, який затримував би проникнення їх у атомне ядро. Тому ймовірність захоплення нейтрона ядром тим більша, чим довше він перебуватиме поблизу атомного ядра, тобто чим менша його швидкість. Отже, ефективний переріз σ захоплення нейтрона ядром повинен бути обернено пропорційним його швидкості v . Така залеж-

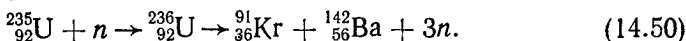
ність дійсно спостерігається, проте в деяких атомних ядрах відбувається селективне захоплення нейтронів при деяких значеннях швидкостей їхнього руху. Це явище дістало назву *резонансного захоплення нейтронів*. Воно спостерігається у випадку рідкісноземельних елементів, а також для літію, бору, кадмію та ін.

При поділі ядер урану під впливом нейтронів на кожний акт поділу звільняється 2—3 вторинних нейтрони, які при зіткненні з іншими ядрами можуть викликати поділ їх. Кількість звільнених нейтронів збільшується, під їхнім впливом зростає число актів поділу, процес прогресивно прискорюється — виникає ланцюгова реакція поділу. Проте для здійснення такої реакції треба подолати ряд труднощів. У природному урані містяться переважно два нукліди ${}_{92}^{238}\text{U}$ і ${}_{92}^{235}\text{U}$. При цьому значну кількість становить нуклід ${}_{92}^{238}\text{U}$, поділ якого відбувається лише під дією швидких нейтронів. Нуклід ${}_{92}^{235}\text{U}$, концентрація якого в природному урані не перевищує 0,7 %, ділиться як під дією швидких, так і під дією повільних (теплових) нейтронів; до того ж реакція поділу краще відбувається на повільних нейтронах. Розглянемо одну з можливих реакцій поділу ${}_{92}^{235}\text{U}$:



При захопленні нейтрона ядром ${}_{92}^{235}\text{U}$ утворюється проміжне нестабільне ядро ${}_{92}^{236}\text{U}$, яке розпадається на дві частини. Утворені в результаті поділу нукліди телуру і цирконію є радіоактивними і після радіоактивних перетворень переходять у стабільні ядра нуклідів ${}_{56}^{137}\text{Ba}$ і ${}_{42}^{97}\text{Mo}$.

Реакція поділу ${}_{92}^{235}\text{U}$ з випромінюванням трьох нейтронів може відбуватися за такою схемою:



Дослідження показали, що в продуктах реакцій поділу урану є майже всі елементи, розташовані в таблиці Д. І. Менделєєва між селеном (масове число 74) і гольмієм (масове число 162). При цьому середнє число виділених нейтронів на один акт поділу дорівнює приблизно 2,5. Ці нейтрони мають велике значення для підтримання ланцюгової реакції. Енергія виділених нейтронів лежить в межах від нуля до 7 МеВ.

Для поділу ${}_{92}^{238}\text{U}$ під дією нейтронів треба, щоб вони мали кінетичну енергію, не меншу ніж 1,8 МеВ.

Слід зазначити, що далеко не всі нейтрони, навіть, якщо вони захоплюються ядрами, викликають реакцію поділу. Так, нейтрони з енергією 1 МеВ інтенсивно поглинаються ядрами ${}_{92}^{238}\text{U}$, не викликаючи поділу їх. В результаті такої реакції захоплення дістають трансуранові (зауранові) елементи — ${}_{93}^{239}\text{Np}$ і ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Захоплюючи тепловий нейтрон,

$^{238}_{92}\text{U}$ перетворюється в радіоактивний нуклід $^{239}_{92}\text{U}$, який зазнає β^- -розпаду (період піврозпаду становить 23 хв) і перетворюється в $^{239}_{92}\text{Np}$. Нептуній також β^- -активний з періодом піврозпаду 2,3 дня. При β^- -розпаді нептунію утворюється $^{239}_{94}\text{Pu}$. Плутоній $^{239}_{94}\text{Pu}$ α -активний і має період піврозпаду близько 24 000 років. Ця ядерна реакція відбувається за такою схемою:

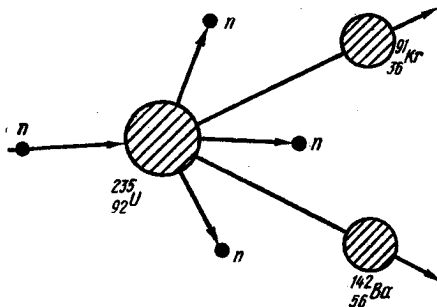
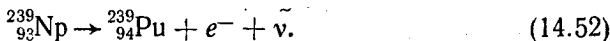
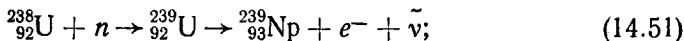


Рис. 14.12

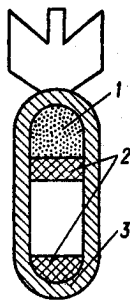


Рис. 14.13

Плутоній 239, подібно до $^{235}_{92}\text{U}$, ділиться як тепловими, так і швидкими нейтронами, а тому використовується в атомній техніці як ядерне паливо. Схему поділу атомного ядра $^{235}_{92}\text{U}$ показано на рис. 14.12. Тут зображено випадок, коли нейтрон n , що попадає в ядро $^{235}_{92}\text{U}$, ділить його на дві частини $^{91}_{36}\text{Kr}$ і $^{142}_{56}\text{Ba}$. Реакція поділу супроводиться вильотом трьох нейтронів. Наступні акти поділу приводять до утворення нових нейтронів, які викликають новий поділ ядер і т. д. Отже, якщо природний уран максимально збагатити вмістом нукліду $^{235}_{92}\text{U}$, позбувшись $^{238}_{92}\text{U}$ та інших домішок, які поглинають нейтрони і виключають їх з «гри», то ядерна реакція поділу може перетворитись в ланцюгову, неперервну реакцію, яка саморозвивається. Якщо розвиток такої реакції нічим не обмежується, то відбувається ядерний вибух (атомний вибух).

В 1940 р. Г. М. Фльоров і К. А. Петржак відкрили спонтанний поділ ядер урану. У випадку чистого ^{235}U (або ^{239}Pu) кожний захоплений ядром нейтрон викликає його поділ з випромінюванням в середньому 2,5 нових нейтронів. Проте, якщо маса урану менша за певне критичне значення, то більшість випромінених нейтронів вилетить назовні, не викликаючи поділу, при цьому ланцюгова реакція не виникає.

Якщо ж маса більша за критичну, нейтрони швидко розмножуються (їхня кількість швидко зростає), і реакція набуває вибухового характеру. На цьому ґрунтується дія атомної бомби. Ядерний заряд такої бомби складається з двох або більше кусків майже чистого ^{235}U або ^{239}Pu (на рис. 14.13 позначено цифрою 2). Маса окремого куска менша за критичну, внаслідок чого ланцюгова реакція не відбувається.

В земній атмосфері завжди є деяка кількість нейтронів, народжених космічним випромінюванням (та радіоактивними розпадами в земній корі). Тому для вибуху достатньо з'єднати частини ядерного заряду в одне ціле з масою, що перевищує критичну. Для з'єднання використовують звичайну вибухову речовину 1 (запал), за допомогою якої «вистрілюють» однією частиною заряду в інші. Весь пристрій міститься в масивній оболонці 3, виготовленій з металу великої густини. Оболонка є відбивачем нейтронів і до того ж утримує ядерний заряд від розпорошення. Ланцюгова реакція в атомній бомбі відбувається на швидких нейтронах.

Інший спосіб здійснення ланцюгової реакції використовують в ядерних реакторах.

§ 14. Ядерні реактори

Для здійснення керованої ланцюгової ядерної реакції поділу слід підвищити в природному урані процентну концентрацію нукліду $^{235}_{92}\text{U}$. Пристрій, де відбувається така реакція, називається ядерним реактором. Головною частиною ядерного реактора є активна зона, де міститься ядерне паливо. В ній відбувається самопідтримуючий ланцюговий процес поділу ядер. Масу і концентрацію активної речовини, а також розміри реактора добирають заздалегідь залежно від потужності та призначення реактора. Для одержання теплових нейтронів до активної зони вводять сповільнювач. Для цього використовують речовини, що мало поглинають нейтрони і мають легкі ядра. Ефективними сповільнювачами нейтронів є водень, дейтерій, берилій і вуглець (або вода і важка вода, графіт, куди входять ці елементи). Число нейтронів, які утворюються в активній зоні, пропорційне її об'єму, тоді як число нейтронів, що покидають активну зону, пропорційне її поверхні. Тому при малих розмірах реактора число нейтронів, які залишають активну зону, виявляється настільки великим, що ланцюгова реакція поділу стає неможливою. Об'єм (або маса) реактора, за якого досягається критичний режим реактора, називають критичним об'ємом (або критичною масою). Критичні розміри реактора залежать від геометричної форми та розмірів активної зони. Критичні розміри реактора кубічної форми визначаються із співвідношення:

$$a = 1,7\pi L/\sqrt{K} - 1, \quad (14.53)$$

де a — ребро куба; L — середня довжина пробігу нейтрона в середовищі від часу його народження в процесі поділу до захоплення якимось ядром; K — коефіцієнт розмноження нейтронів, який визначається відношенням числа нейтронів даного покоління до числа нейтронів попереднього.

Щоб зменшити втрати нейтронів, що беруть участь у ланцюговій реакції, активну зону реактора оточують відбивачем. Для відбивача застосовують ті самі речовини, що й для сповільнювача нейтронів:

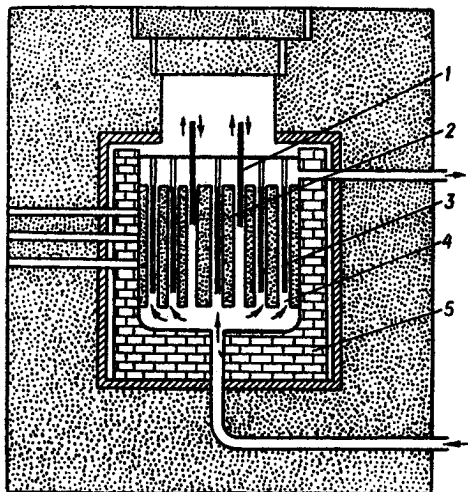


Рис. 14.14

графіт, важку воду та ін. Найвність відбивача дає змогу зменшити критичну масу і забезпечити економію ядерного палива.

Ядерний реактор має систему охолодження (тепловідводу), що складається з системи труб, по яких циркулює теплоносієм у вигляді газу, води або розплавленого металу. В реакторі передбачено систему регулювання, яка керує швидкістю ланцюгової реакції поділу і, отже, підтримує потужність його на певному рівні. До неї належать прилади для вимірювання нейтронного потоку, керуючі та аварійні служби, виготов-

лені з матеріалів (кадмій, бор), які сильно поглинають нейтрони, і ряд автоматичних електронно-механічних апаратів. Система регулювання забезпечує стійку й безпечну роботу реактора.

Розглянемо реактор першої атомної електростанції, побудованої в колишньому СРСР. 27 червня 1954 р. вона дала промисловий струм. Це була перша атомна електростанція в світі. Схему її атомного реактора зображено на рис. 14.14.

Реактор працює на теплових нейтронах з графітовим сповільнювачем. Ядерним паливом є уран, збагачений $^{235}_{92}\text{U}$ до концентрації 5 % (3). Активна зона реактора являє собою графітовий циліндр діаметром 1,5 м і висотою 1,7 м, в якому є 128 вертикальних робочих каналів (2). Всередині кожного каналу є тонкостінна стальна трубка, по якій під тиском $1,01 \cdot 10^7$ Па циркулює теплоносієм (дистильована вода), що охолоджує трубку (4). На трубки надіті втулки з уранового сплаву. Отже, ядерне паливо — уранові стержні — розміщене окремими блоками в середовищі сповільнювача — графіту. Шар графіту, що оточує активну зону, є відбивачем нейтронів (5).

Загальна завантаженість реактора становить 550 кг збагаченого урану. Це забезпечує роботу електростанції протягом 100 діб. Витрата ядерного палива — ^{235}U — становить 30 г/добу. Корисна потужність електростанції 5 МВт, ККД першої атомної електростанції 16,7 %.

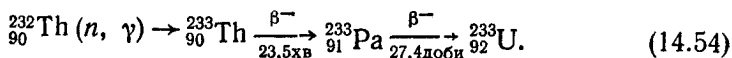
В активній зоні є 22 канали для регульовальних стержнів, виготовлених з карбіту бору, якому властива велика поглинальна здатність нейтронів. Ці стержні поступово виймаються з активної зони в міру того як витрачається ^{235}U (I).

Керування роботою реактора автоматичне і відбувається з центрального пульту.

Останнім часом широко використовуються реактори на швидких нейтронах. Прикладом реакторів цього типу є бридерні (відтворюючі) реактори, в яких атомні ядра спалюваного ядерного палива перетворюються в ядра ізотопів, що здатні до реакції поділу. При цьому кількість відтворюваного палива перевищує кількість спалюваного (коефіцієнт відтворення більший за одиницю).

Нехай активну зону реактора заповнено ураном, збагаченим нуклідом $^{235}_{92}\text{U}$. Сповільнювача в такому реакторі немає, і загальний об'єм реактора невеликий. В результаті поділу ядер $^{235}_{92}\text{U}$ утворюються швидкі нейтрони з енергією $1 \div 2$ МеВ. Ці нейтрони захоплюються ядрами $^{238}_{92}\text{U}$ і перетворюють їх на ядра $^{239}_{92}\text{U}$, який, зазнавши β^- -розпаду, перетворюється в $^{239}_{94}\text{Pu}$ за схемою (14.51, 14.52). Нуклід $^{239}_{94}\text{Pu}$ за своєю здатністю до поділу не поступається $^{235}_{92}\text{U}$. Отже, витрати $^{235}_{92}\text{U}$ супроводжуються утворенням не менш цінного ядерного палива $^{239}_{94}\text{Pu}$, яке можна відокремити від $^{238}_{92}\text{U}$ хімічним способом.

Поглинання нейтронів торієм приводить до утворення іншого цінного ядерного палива $^{233}_{90}\text{Th}$ за схемою:



У бридерних реакторах як теплоносії використовують лише розплавлені метали (натрій або калій), оскільки вода є сповільнювачем, а повільні нейтрони практично не поглинаються ядрами $^{238}_{92}\text{U}$ і $^{232}_{90}\text{Th}$. Цінність реакторів на швидких нейтронах полягає в тому, що вони одночасно можуть бути джерелом ядерної енергії і установкою для одержання нових видів ядерного палива $^{239}_{94}\text{Pu}$ і $^{233}_{92}\text{U}$. Тим самим вони дають змогу більш повно використовувати природні запаси урану і торію.

Для розв'язання практичних задач та проведення наукових досліджень використовують імпульсні ядерні реактори. Ядерний реактор завжди природно асоціюється з атомною енергією. У імпульсних реакторів призначення інше — бути джерелом нейтронних імпульсів. Це специфіка призначення дослідного реактора.

Є два типи імпульсних реакторів, які істотно відрізняються один від одного і за конструкцією, і за принципом дії, і за застосуванням. Це імпульсні періодичні реактори, їх ще називають пульсуючими, і самогасні імпульсні реактори, вони аперіодичні. Спільне в них те, що вони випромінюють нейтрони коротким імпульсом, тобто у вигляді спалаху, і те, що ланцюгова реакція в обох випадках розвивається на так званих миттєвих нейтронах — режим, зовсім неприпустимий для звичайного реактора.

Імпульсний періодичний реактор не треба готувати до кожного спалаху, він генерує їх неперервно, один за другим через цілком певні проміжки часу. За принципом своєї дії ці реактори займають проміжне положення між самогасними і звичайними реакторами, тобто реакторами стаціонарної дії, потужність яких під час роботи підтримується на незмінному рівні.

Можна виділити і третій тип установок — імпульсні бустери. Так називають імпульсний періодичний реактор, який працює разом з прискорювачем заряджених частинок.

Перший ядерний реактор з керованою ланцюговою ядерною реакцією поділу було побудовано в Чикагському університеті під керівництвом Е. Фермі, його пуск відбувся 2 грудня 1942 р. В СРСР перший ядерний реактор побудований під керівництвом І. В. Курчатова, його пуск відбувся 25 грудня 1946 р.

В наступні роки в СРСР, США, Англії, Франції, Японії та інших країнах споруджено численні реактори, різні за своїм призначенням і потужністю, за структурою активної зони та паливом, що використовується, за способом тепловідводу та видом сповільнювача.

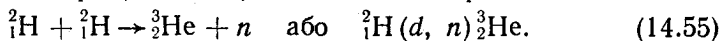
Після Чорнобильської аварії, не дивлячись на високий рівень розвитку ядерної енергетики, в ряді країн Європи (Італії, Норвегії, Франції, ФРН) піднялась хвиля вимог закрити працюючі і не будувати нові АЕС, перейти на використання альтернативних джерел енергії. Наприклад, в Австрії було споруджено АЕС, але в експлуатацію не введено. Уряд Швеції прийняв рішення про виведення з експлуатації до 2000 р. всіх АЕС країни. Отже, в світі піднявся рух за використання екологічно чистих джерел енергії.*

§ 15. Реакції термоядерного синтезу

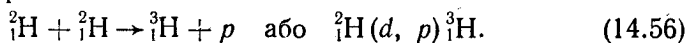
В легких ядрах питома енергія зв'язку збільшується з ростом числа нуклонів у ядрі не плавно. Першим відносно стійким ядром серед легких ядер є ${}^4_2\text{He}$. У ньому два протони і два нейтрони. Спіни нейтронів і протонів у ядрі гелію антипаралельні. Сумарний спін ядра дорівнює нулю. Тому в ядрі немає сил відштовхування, обумовленого

* Киселев Г. В. Проблемы развития ядерной энергетики.— М.: Знание, 1990.

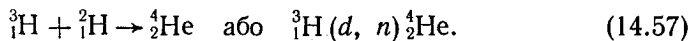
спіновими і спіноорбітальними силами, ядро упаковано найкраще для такого числа частинок. Наступні максимуми в питомій енергії зв'язку легких ядер спостерігаються там, де число частинок кратне числу частинок, що має ${}^4_2\text{He}$. Це ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$. Спіни цих ядер також дорівнюють нулю. Якщо два легких ядра з'єднуються, то упаковка кінцевого ядра буде вищою, за рахунок цього при з'єднанні ядер виділиться деяка кількість енергії (див. рис. 14.7). Особливо енергетично вигідно, якщо кінцевим ядром буде ядро гелію або ядро з числом нуклонів, кратним числу їх в ядрі гелію. Матеріалом для реакцій з'єднання (синтезу) є ізотопи водню. Більш важкі ядра для цих реакцій не використовують. Це пов'язано з тим, що вони мають відносно великий електричний заряд, і для зближення двох ядер треба подолати, електростатичну силу відштовхування, пропорційну добутку електричних зарядів ядер. Силу відштовхування можна подолати, надаючи ядрам кінетичну енергію. Для цього речовину нагрівають і тим самим збільшують відносну швидкість руху ядер. Навіть ядра дейтерію і тритію (ізотопи водню ${}^2_1\text{H}$ і ${}^3_1\text{H}$), що мають найменший електричний заряд, доводиться нагрівати до дуже високих температур. Ізотопи водню — дейтерій і тритій — найвигідніші матеріали для реакцій ядерного синтезу. Оскільки з'єднання ядер відбувається за рахунок високої кінетичної енергії, що утворюється при нагріванні, реакції ядерного синтезу називають ще термоядерними. При з'єднанні двох дейтронів (ядер дейтерію) у половини з них утворюється ядро ${}^3_2\text{He}$ і нейтрон. При цій реакції виділяється 3,25 МеВ енергії, з якої 2,45 МеВ несе нейтрон:



Друга половина з'єднань двох дейтронів дає протон і ядро тритію — тритон. При цьому виділяється 4,03 МеВ енергії, з якої близько 3 МеВ несе протон:



З'єднання тритона і дейтрона приводить до утворення ядра ${}^4_2\text{He}$ і нейтрона. Виділяється 17,6 МеВ енергії, з якої 14,1 МеВ припадає на нейтрон:



Розглянуті реакції можуть бути основою для здійснення реакції синтезу атомних ядер для енергетичного використання їх, оскільки вони характеризуються відносно великими значеннями виділеної енергії. Наприклад, енерговиділення в реакції (14.57), розраховане на один нуклон ($q = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} \text{ МеВ} = 3,5 \text{ МеВ/нуклон}$), значно перевищує енерговиділення в процесах поділу важких ядер ($q \approx \approx 0,85 \text{ МеВ/нуклон}$). А якщо врахувати, що запаси дейтерію на Землі практично невичерпні (він входить до складу води океанів), то стане

врозумілим, що із здійсненням керованої реакції синтезу в земних умовах буде повністю розв'язана проблема енергопостачання.

Необхідною умовою для реалізації самопідтримної реакції синтезу є дуже висока температура для подолання так званого кулонівського бар'єра заряджених частинок, який не дає змоги ядрам наблизитись одне до одного на відстань порядку радіуса ядерних сил. Для легких ядер кулонівський бар'єр невисокий, і для ефективного проходження, наприклад, реакцій (14.55) і (14.56) потрібні дейтрони з енергією близько 0,1 МеВ. Незавжди підрахувати, що температура, яка відповідає цій енергії, дорівнює $1,1 \cdot 10^9$ К. Ця температура перевищує температуру центральних областей Сонця, яка дорівнює $1,3 \cdot 10^7$ К. Відомо, що речовина при такій високій температурі повинна перебувати в стані плазми, тобто у вигляді повністю іонізованих атомів («голих» ядер) і вільних електронів. Такі високі температури поки що дістати не вдалось. Однак виявляється, щоб процес синтезу відбувся в лабораторних умовах, її можна знизити до 10^8 К.

Реакцію з'єднання дейтерію з тритієм (14.57), точніше, реакцію між ядрами цих речовин, здійснено в земних умовах при вибусі водневої бомби. Потужність такого вибуху еквівалентна потужності вибуху сотень і більше мільйонів тонн тротилу. Початкова температура для здійснення термоядерної реакції у водневій бомбі досягається за допомогою вибуху атомної бомби, основою якої є реакція поділу ядер.

Для з'єднання двох дейтронів треба зблизити їх, подолавши електростатичну силу відштовхування однакових за знаком зарядів на таку відстань, де діють ядерні сили притягання. Радіус ядерних сил дорівнює близько 1,4 Ф. Враховуючи, що розміри дейтрона дещо більші за розміри протона, відстань між центрами двох дейтронів повинна бути близько 3,5 Ф. Для зближення на таку відстань при прямому зіткненні дейтрону-снаряду треба надати, якщо дейтрон-мішень при цьому не рухається, кінетичну енергію близько 1 МеВ. При зустрічному русі двох дейтронів з однаковою швидкістю кінетична енергія дещо менша. Як же відбувається реакція синтезу?

Згадаємо співвідношення невизначеностей $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$. При наближенні дейтрона, що летить до дейтрона-мішені, його швидкість зменшується, зменшується й імпульс, що дорівнює добутку маси на швидкість. У момент максимального зближення імпульс, здавалося б, повинен дорівнювати нулю, тобто бути повністю визначеним. Це буває тоді, коли дейтрони зближаються на відстань близько 200 Ф. Проте згідно з співвідношенням невизначеностей одночасно неможливо точно визначити значення імпульсу й координати частинки. З наближенням імпульсу до нуля його невизначеність зменшується, а невизначеність у координаті частинки зростає. В якийсь момент вона може досягти і навіть перевищити 200 Ф. При цьому налітаючий дейтрон з однаковою ймовірністю може опинитися в будь-якій точці сферичного об'єму радіуса 200 Ф або більше, він може опинитися і поблизу ядра-мішені

і в самому ядрі. Отже, за допомогою співвідношення невизначеностей можна пояснити існування реакцій синтезу при енергіях, менших за енергію потенціального бар'єра. Імовірність такого явища експоненціально зростає при зменшенні різниці між висотою потенціального бар'єра (1 МеВ) і кінетичною енергією частинки. Взаємодію ядер при енергіях, менших ніж треба для подолання потенціального бар'єра, можна пояснити проникненням частинки через стінки потенціального бар'єра, а не «перевалюванням» через бар'єр, чого вимагає класична фізика. Цей ефект, як відомо, називається тунельним (див. § 4 розд. 13). Він характерний для явищ мікросвіту. Нічого подібного в класичній фізиці, яка описує макротіла, немає. Тільки завдяки корпускулярно-хвильовим властивостям мікрочастинок можна зрозуміти, чому реакції синтезу ядер проходять не при температурі в десять мільярдів градусів, а при значно меншій — сто мільйонів градусів. Це є ще одним підтвердженням діалектичного поєднання протилежних корпускулярних і хвильових властивостей речовини, справедливості застосування квантовомеханічних уявлень в мікросвіті.

Для здійснення керованих термоядерних реакцій проводяться роботи по одержанню надвисоких температур пропускання через дейтерій або дейтерієво-тритієву суміш потужних електричних розрядів у магнітному полі. При цьому газ повністю іонізований і складається з електронів і ядер (дейтронів). Якщо не використовувати магнітне поле, то заряджені частинки з плазми напрямлятимуться до стінок посудини, в якій відбувається розряд, віддаватимуть їй більшу частину своєї енергії і високого нагрівання плазми не можна досягти. Магнітне поле утримує плазму далеко від стінок у вигляді порівняно тонкого шнура, внаслідок чого в ній досягається температура в кілька мільйонів градусів.

Великих успіхів досягли вчені у здійсненні термоядерних реакцій за допомогою замкнених магнітних систем для нагрівання і підтримання плазми — установок «токамак». Вже зараз в цих системах можна нагрівати іони водню до температури 8 мільйонів градусів та утримувати їх в гарячому стані кілька сотих секунди. Для початку ж термоядерної реакції температуру треба підвищити до 70—100 мільйонів градусів і утримувати плазму протягом секунд.

Успіхи в послідовному просуванні до «токамаку» — термоядерного реактора, зосередження наукових сил в масштабах усього світу на цьому основному напрямі дають змогу сподіватись на скорочення шляху до оволодіння керованою термоядерною реакцією.

Тепер найважливішим завданням є підвищення часу існування стійкого режиму плазми та збільшення її густини. Ще багато досить складних завдань треба розв'язати на шляху до створення практичної реалізації термоядерних реакцій, але досягнуті успіхи наближають розв'язання цього важливого завдання — одержання практично невичерпного джерела енергії.

§ 16. Біологічна дія іонізуючого випромінювання

Крім загрози ядерної катастрофи відкриття і практичне використання ядерної енергії породило багато інших проблем. Однією з найважливіших проблем являється можливість додаткового опромінювання населення Землі. Якщо протягом тисячоліть на всі живі організми діяв лише природний радіаційний фон і все живе на Землі пристосувалось до його звичайного рівня, то в недалекому майбутньому виникне реальна загроза багатократного його підсилення внаслідок діяльності людини. Вже сьогодні через забруднення атмосфери й ґрунту радіоактивними продуктами експериментальних ядерних вибухів й атомної енергетики, широкого поширення медичної діагностики і променевого лікування, використання нових будівельних матеріалів опромінення людини від природних і штучних джерел радіації збільшилось більше ніж у два рази.

Якщо до аварії на Чорнобильській АЕС слово «радіація» ще було абстрактним поняттям для широких кіл населення, та й для багатьох фахівців різних галузей, то зараз воно набуло реального і повсякденного значення. Тому ми вважаємо доцільним зупинитися на впливі іонізуючого випромінювання на живий організм.

Основною величиною в дозиметрії для передбачення або оцінки радіаційного ефекту, зокрема радіобіологічного, нині являється *поглинута доза випромінювання* — енергія, яку поглинає одиниця маси опроміненої речовини. Недавно одиницею випромінювання поглинутої дози був рад. У СІ одиницею випромінювання поглинутої дози є *грей* (Гр). Вона дорівнює поглинутій енергії 1 джоуль одним кілограмом речовини. Одиниці випромінювання зв'язані між собою простим співвідношенням: $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ рад}$.

Результати численних досліджень підтвердили відмінність ефектів опромінення від різних видів і тривалості дії іонізаційних випромінювань. Це обумовило введення нового поняття — еквівалентна доза випромінювання. Для розрахунку еквівалентної дози випромінювання з різною іонізаційною здатністю і відповідно різною відотною біологічною ефективністю нормами радіаційної безпеки встановлено спеціальний коефіцієнт якості випромінювання для кожного виду іонізаційних випромінювань, який характеризується середнім значенням лінійної передачі енергії. Для різних видів випромінювань встановлено такі середні коефіцієнти якості:

Рентгенівське випромінювання	— 1
Гамма-випромінювання	— 1
Бета-випромінювання	— 1
Випромінювання нейтронів і протонів	— 10
Альфа-випромінювання	— 20
Випромінювання важких ядер	— 20

Еквівалентна доза випромінювання чисельно дорівнює добутку поглинутої дози і коефіцієнта якості випромінювання:

$$D = KD_n. \quad (14.58)$$

Оскільки коефіцієнт K являється безрозмірним, то еквівалентна доза вимірюється в СІ в тих самих одиницях, що й поглинута. Одиницею еквівалентної дози є *зіверт*. 1 зіверт (Зв) — це доза будь-якого виду іонізаційного випромінювання, яка спричинює таку саму біологічну дію, як і доза рентгенівського або гамма-випромінювання 1 Гр.

Потужність поглинутої (або еквівалентної) дози дорівнює поглинутій (або еквівалентній) дозі за одиницю часу — наприклад, за секунду (с) або за годину (г). Для вимірювання потужності дози випромінювання переважно користуються такими одиницями: *мікрозіверт за годину* (мкЗв/год), *мілігрей за хвилину* (мГр/хв), *мілігрей за секунду* (мГр/с) та ін.

Для кількісної характеристики зовнішнього рентгенівського або γ -випромінювання користуються поняттям «експозиційна доза випромінювання». Експозиційна доза випромінювання D_0 є мірою іонізації повітря рентгенівським або γ -випромінюванням. Оскільки поглинута доза пропорційна падаючому іонізаційному випромінюванню, то між поглинутою і експозиційною дозами має місце пропорційна залежність:

$$D_n = fD_0, \quad (14.59)$$

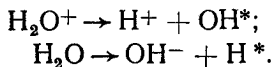
де f — деякий перехідний коефіцієнт, що залежить від ряду причин і перш за все від опроміненої речовини і енергії фотона. Для води і м'яких тканин тіла людини $f = 1$. Отже, доза в радах чисельно дорівнює відповідній експозиційній дозі в рентгенах. Це обумовлює зручність використання позасистемних одиниць — рад і рентген. Для кісткових тканин коефіцієнт f зменшується зі збільшенням енергії фотонів наближено від 4,5 до 1. Відповідно в СІ одиницею її вимірювання є кулон на кілограм (Кл/кг), але ще досі користуються позасистемною, традиційною одиницею вимірювання експозиційної дози — рентгеном.

Рентген — доза випромінювання, під дією якої в 1 см³ повітря при нормальних температурі і тиску утворюються іони, що несуть заряд в одну одиницю електрики кожного знака. 1 рентген (Р) дорівнює $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг, його похідні мілірентген (10^{-3} Р) і мікрорентген (10^{-6} Р). *Потужність експозиційної дози* — це величина дози рентгенівського або гамма-випромінювання за одиницю часу, наприклад, мілірентген за годину (мР/год) *.

У зв'язку з тим, що опромінення людини майже завжди нерівномірне, то введено ще одне поняття — ефективна еквівалентна доза,

* Максимов М. Т., Оджагов Г. О. Радиоактивные загрязнения и их измерение. — М.: Энергоатомиздат, 1989.

що дає змогу враховувати ризик опромінення окремих органів або тканин в порівнянні з ризиком опромінення всього тіла. Цей показник використовується з метою протирадіаційного захисту осіб, професійна діяльність яких пов'язана з іонізаційними випромінюваннями. Внаслідок дії іонізаційного випромінювання на організм людини в її тканинах можуть відбутися складні фізичні, хімічні і біологічні процеси. Відомо, що біологічна тканина на $60 \div 70$ % за масою складається з води. Під дією іонізації молекули води утворюються вільні радикали H^* і OH^* за такою схемою:



Під впливом кисню утворюються також вільний радикал надпероксиду (HO_2^+) і пероксид водню (H_2O_2), які являються сильними окислювачами.

Вільні радикали і окислювачі, що виникають у процесі радіолізу води, характеризуються високою хімічною активністю, вступають у хімічні реакції з молекулами білка, ферментів та інших структурних елементів біологічної тканини, що змінює біохімічні процеси в організмі. В результаті порушуються обмінні процеси, подавляється активність ферментних систем, сповільнюється і припиняється ріст тканин, виникають нові хімічні сполуки, не властиві організму — токсини. Це може призвести до порушення життєдіяльності окремих функцій систем або організму в цілому.

Індуковані вільними радикалами хімічні реакції розвиваються з великим виходом, залучаючи в цей процес багато сотень і тисяч молекул, не вражених випромінюванням. У цьому полягає специфіка дії іонізаційного випромінювання на біологічні об'єкти, тобто спричинений ним ефект обумовлений не стільки кількістю поглинутої енергії опроміненням об'єктом, скільки тією формою, в якій ця енергія передається. Ніякий інший вид енергії (теплова, електрична та ін.), яка поглинається біологічним об'єктом в тій самій кількості, не приводить до таких змін, які викликає іонізаційне випромінювання.

Отже, в залежності від поглинутої дози випромінювання і індивідуальних особливостей організму викликані зміни можуть бути оборотними або необоротними. При невеликих дозах уражена тканина відновлює свою функціональну діяльність. Великі дози при тривалій дії можуть викликати ураження окремих органів або всього організму.

Біологічний ефект іонізаційного випромінювання залежить від сумарної дози і тривалості впливу випромінювання, виду випромінювання, розмірів опроміненої поверхні та індивідуальних особливостей організму.

У зв'язку з істотними відмінностями індивідуальної чутливості до опромінення для характеристики відносної чутливості була вибра-

на більш відтворювана на досліді величина — так звана напівлетальна * поглинальна доза, яка викликає загибель 50 % опромінених тварин за тридцятидобовий термін спостереження. В табл. 14.2 наведено значення напівлетальної поглинальної дози для деяких живих організмів — від одноклітинних до ссавців, що характеризують видову чутливість до радіаційного опромінення.

Поглинута доза випромінювання, яка викликає ураження окремих частин тіла, а потім смерть, перевищує смертельну дозу опромінення всього тіла. Смертельні поглинальні дози для окремих частин тіла такі: голова — 20, нижня частина живота — 30, верхня частина живота — 50, грудна клітка — 100, кінцівки — 200 Гр.

Таблиця 14.2

Живі організми	ЛД _{50/30} , Гр	Живі організми	ЛД _{50/30} , Гр	Живі організми	ЛД _{50/30} , Гр
Парамеція	3000	Тритон	30	Мавпа	5
Амеба	1000	Черепаха	15	Коза	3,5
Дрозофіла (доросла і інші комахи)	600	Жаба	7	Собака	3,25
Бактерія Колі	100	Кролик	8	Свиня	2,75
Равлик	100	Хом'як	7	Морська свинка	2—4
		Пацюк	6—7		

Важливим фактором при дії іонізуючого випромінювання на організм є час опромінення. Зі збільшенням потужності дози поражаюча дія випромінювання зростає. Чим більш перервне випромінювання з часом, тим менша його уражаюча дія.

Зовнішнє опромінення α -, а також β -частинками менш небезпечно. Вони мають невеликий пробіг в тканині і не досягають кровотворних та інших внутрішніх органів. При зовнішньому опроміненні необхідно враховувати γ - і нейтронне опромінення, котрі проникають в тканини на більшу глибину і руйнують її.

Ступінь ураження організму залежить від розміру опроміненої поверхні. Зі зменшенням опроміненої поверхні зменшується і біологічний ефект.

Радіоактивні речовини можуть потрапити всередину організму при вдиханні повітря, зараженого радіоактивними елементами, з зараженими харчами або водою і, нарешті, через шкіру, а також через відкриті рани.

Попадання твердих частинок в дихальні органи залежить від дисперсності частинок. Виходячи з дослідів над тваринами, встановлено, що в легенях може залишатися тільки незначна частина твердих частинок. Крупні частинки, розмірами більшими за 5 мкм, майже всі затримуються носовою порожниною.

* Від лат. *letalis* — смертельний.

Якщо радіонукліди, які потрапляють всередину організму, однотипні з елементами, котрі вживаються людиною з їжею (натрій, хлор, калій та ін.), то вони не затримуються довгий час в організмі, а виводяться разом з ними.

Інертні радіоактивні гази (аргон, ксенон, криптон та ін.), які попали через легені в кров, не являються сполуками, що входять до складу тканини. Тому вони через певний час повністю виводяться з організму.

Деякі радіоактивні речовини, потрапляючи в організм, розподіляються в ньому більш або менш рівномірно, інші концентруються в окремих внутрішніх органах. Так, в кісткових тканинах відкладаються

Таблиця 14.3

Доза, 10^{-2} Зв	Імовірнісний ефект
0,1	Фонове опромінення за рік
0,5	Допустиме опромінення населення в нормальних умовах за рік
3	Опромінення при рентгенографії зубів
5	Допустиме опромінення персоналу АЕС в нормальних умовах за рік
10	Допустиме аварійне опромінення населення (разове)
25	Допустиме аварійне опромінення персоналу АЕС (разове)
30	Опромінення при рентгеноскопії шлунку (місцеве)
75	Короткочасні незначні зміни складу крові
100	Нижня межа розвитку легкого ступеня променевої хвороби
450	Важка ступінь променевої хвороби (гине 50 % опромінених)

джерела α -випромінювання — радій, уран, плутоній; β -випромінювання — стронцій та ітрій; γ -випромінювання — цирконій. Ці елементи хімічно не зв'язані з кістковою тканиною, і їх дуже важко виводити з організму. Довгий час утримуються в організмі також елементи з великим атомним номером (полоній, уран та ін.). Елементи, що утворюють в організмі легкорозчинні солі і накопичуються в м'яких тканинах, легко виводяться з організму.

При дії іонізуючих випромінювань з низькою лінійною передачею енергії (γ -, β -випромінювання, рентгенівське випромінювання) низькими дозами вважають дози, менші за 2 Гр, проміжними — $0,2 \div 1,5$ Гр, високими — $1,5 \div 3,5$ Гр, дуже високими — більші за 3,5 Гр. При дії випромінювань з високою лінійною передачею енергії (α -частинки, нейтрони), відносна біологічна ефективність яких в 10—20 разів вища, верхня межа поглинальних доз відповідно знижується.

При оцінці радіаційної безпеки населення за малі дози іонізаційного випромінювання приймають рівень природного радіоактивного фону. Нині встановлено, що будь-які, навіть найменші дози іонізаційного випромінювання здатні справляти біологічну дію. Іонізаційне випромінювання, діючи на ядра і хромосоми клітини, сприяє зміні

генетичної інформації, торкається основних спадкових функцій організму.

Різні біологічні об'єкти характеризуються рівнем радіочутливості. Наприклад, деякі найпростіші організми, бактерії і віруси, здатні переносити величезні дози радіації — $1000 \div 10\,000$ Гр і при цьому зберігають свою життєздатність (табл. 14.3). Набагато менша стабільність до іонізаційних випромінювань у людини. Аналіз нещасних випадків показує, що небезпечна доза зовнішнього γ -випромінювання для людини дорівнює (6 ± 1) Зв, а безпосередні шкідливі ефекти опромінення не розвиваються при дозах, менших за 1Зв короткочасового опромінення, що видно з табл. 14.3.

Як бачимо дози, які сприймає людський організм від природного радіаційного фону, в тисячі разів менші, ніж смертельна доза іонізаційного випромінювання для людини.

Враховуючи широке використання атомної енергії на практиці, проблеми впливу іонізаційних випромінювань на здоров'я людини і живі організми в цілому будуть актуальними ще довгий час.

§ 17. Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини

На початку ХХ ст. фізика більш-менш опанувала двома своєрідними видами об'єктивної реальності: дискретною атомістичною речовиною і неперервним електромагнітним полем. Ці протилежні характеристики дискретності і неперервності виступили в фізиці того часу незалежними.

З виникненням квантових уявлень починається діалектичний синтез протилежностей перервного і неперервного.

У квантовій механіці важливу методологічну роль відіграють категорії перервності і неперервності, оскільки все більшого значення для теорії і практики набуває вивчення хвильових і корпускулярних властивостей фізичних об'єктів. Відомо, що уявлення про частинки і хвилі в класичній фізиці базувались на різкому протиставленні частинок і хвиль, на цілковитій взаємовиключеності їхніх властивостей. В багатьох відношеннях властивості хвиль і частинок розглядались як прямо протилежні.

Частинки характеризувались такими властивостями, як маса, просторова локалізація (визначеність об'єкта), непроникність. Потім було встановлено, що деякі частинки можуть бути носіями електричного заряду. Рух частинок у даній системі відліку характеризувався певними траєкторіями. У відсутності зовнішніх сил частинки мають сталі імпульс і енергію. Взаємодія частинок розглядалась як різні види зіткнень (пружні й непружні, центральні й нецентральні), за яких відбувається обмін імпульсами та енергіями. Кожна частинка речовини переносить енергію та імпульс, а також масу з одного місця в інше.

Хвилі в класичній фізиці розглядались як потік збурень середовища, під якими розуміли деформації його поверхні (наприклад, морські хвилі), його стиснення і розрідження (звукові хвилі), зміну його електромагнітного стану (електромагнітні хвилі). Хвилі характеризуються періодичністю значень певних параметрів збурення середовища в просторі і часі, тобто повторюваністю їх, наприклад максимальних збурень середовища (амплітуда) через певні проміжки часу (період коливань) і на певних відстанях в просторі (довжина хвилі). Хвилі, що поширюються в просторі, не переносять речовину, але переносять енергію і імпульс. Хвилі не мають певних траєкторій, хоч і поширюються в просторі в певних напрямках. Якщо немає перешкоди для поширення хвилі, то вона заповнює весь простір і, отже, для неї характерна відсутність просторової локалізації. Основними параметрами хвилі є: довжина, частота, амплітуда і фаза. Найважливішою властивістю хвиль є їхня здатність огинати перешкоди і при відповідних умовах накладатися одна на одну (інтерферувати).

Отже, в класичній фізиці хвилі відрізняються від частинок: хвилі мають ряд істотних ознак неперервності, а частинки, навпаки, дискретності. Проте класична фізика являла собою великий матеріал для встановлення зв'язку між перервністю й неперервністю в явищах природи. Хоча встановлення зв'язку між тими або іншими протилежними сторонами ще не означає встановлення єдності. Поняття єдності включає в себе не тільки наявність взаємозв'язку, а й наявність взаємопереходів, взаємопроникнення та ототожнення протилежностей. Встановлення єдності перервності і неперервності на матеріалі єдності частинок і хвиль стало надбанням нової квантової фізики. Поняття частинки і хвилі — це, взагалі кажучи, поняття, що характеризують граничні стани об'єктів природи.

Важливе значення в розкритті єдності хвиль і частинок, а отже, неперервності і дискретності, мала теорія де Бройля, яка встановила всезагальність відповідності імпульсно-енергетичних параметрів частинок до таких специфічних параметрів коливань і хвиль, як довжина хвилі і частота коливань. За цією теорією, енергія і частота, імпульс і довжина хвилі є пропорційними не лише в хвильових процесах, а й в процесах руху частинок. Це означає, що частинкам можуть бути притаманні специфічні для хвилі властивості (дифракція, інтерференція, поляризація).

Луї де Бройль виконав з речовиною «операцію», протилежну тій, яку Ейнштейн виконав з світловими хвилями. Як А. Ейнштейн порівняв неперервну хвилю з дискретним фотоном, так де Бройль порівняв дискретну частинку з неперервною хвилею. Він своєрідно поширив на частинки речовини співвідношення корпускулярних і хвильових характеристик, які були відкриті для фотонів.

Загальний хід міркувань де Бройля можна уявити приблизно так. Ще в 20-х роках XIX ст. У. Гамільтон встановив так звану оптико-

механічну аналогію. Виявилось, що основні закони геометричної оптики й класичної механіки можна описати математично в однаковій формі, порівнявши відповідно рух частинки в деякому силовому полі і рух світлового променя в оптично неоднорідному середовищі. На той час в науці панували геометрична оптика і ньютонівська механіка і йшлося про їхню аналогічність. Пізніше було розвинено хвильову оптику, окремою складовою частиною якої є геометрична оптика. Де Бройль вирішив розширити оптико-механічну аналогію Гамільтона і поставити у відповідність хвильовій оптиці деяку хвильову механіку, яка повинна мати дві характерні риси: 1) бути до хвильової оптики у відношенні, аналогічному відношенню класичної механіки і геометричної оптики, 2) включати в себе класичну механіку як граничний випадок, так само, як хвильова оптика включає геометричну. Ця нова механіка не випадково дістала у де Бройля назву хвильової, бо її основна риса й полягала в наданні частинкам речовини хвильових властивостей, подібно до того, як це робиться для фотонів.

Він дістав співвідношення (13.1), яке будь-якій частинці з масою m ставить у відповідність певну довжину хвилі λ . Будь-який матеріальний об'єкт характеризується наявністю як корпускулярних (енергія E і імпульс p), так і хвильових (частота ν і довжина хвилі λ) властивостей. Йдеться про внутрішній органічний зв'язок корпускулярних і хвильових властивостей, що знаходить своє відображення в основних співвідношеннях $E = h\nu$ і $p = \frac{h}{\lambda}$. Ці співвідношення роблять неможливим зберігання лише одного з розглянутих аспектів — корпускулярного чи хвильового, — бо кожний з них вводиться через протилежний собі за допомогою елементарного кванта дії, що виступає як константа зв'язку цих двох аспектів, як ключ, що дає змогу переходити від одного аспекту до іншого.

Гіпотеза де Бройля про хвильові властивості мікрочастинок дістала відразу прямі експериментальні підтвердження в дослідах з дифракції електронів. Без врахування хвильових властивостей мікрочастинок неможливо було пояснити природу і штучну радіоактивності. Вилітання частинок з ядра атома з енергією, меншою від висоти потенціального бар'єра, можна пояснити лише просочуванням, проникненням їх крізь бар'єр, тобто тунельним ефектом. А це можливо тільки тоді, коли мікрочастинці властиві як дискретні, так і хвильові властивості.

Розвиваючи ідеї Луї де Бройля, Е. Шредінгер завершив створення хвильової механіки. Він відкрив основний закон руху мікрооб'єктів — хвильове рівняння (13.11). Це рівняння описує зміну з часом особливої величини — так званої хвильової функції, або Ψ -функції, що характеризує стан електрона або будь-якої іншої частинки. У сфері своєї компетенції (руху мікрооб'єктів з швидкостями, значно меншими від швидкості світла) квантова механіка, точніше нерелятивістська механіка, дає повне описання фізичних явищ.

(Враховуючи пропорційність між енергією і масою, можна стверджувати, що частинка з малою масою спокою є хвилею, а не частинкою. Слушне обернене твердження, чим більша маса частинки і чим швидше вона рухається, тим яскравіше виявляються її корпускулярні властивості. Для частинок, що мають лише масу руху, їхнє існування як частинок можливе лише при русі з граничною швидкістю передавання взаємодії, тобто з швидкістю світла в вакуумі. Фотони-кванти електромагнітного поля існують лише при такій швидкості.

Отже, виявляється, що прояв у матеріальних об'єктів корпускулярних або хвильових властивостей залежить від таких параметрів, як маса і швидкість руху. Оскільки ці параметри змінюються, то вони є відносними щодо різних взаємодій, а, отже, відносними є і їхні корпускулярні і хвильові властивості.

В одних взаємодіях об'єкт поводить себе як частинка, в інших — як хвиля. В граничних екстремальних випадках, а саме при мінімальних значеннях енергії, частинка поводить себе як хвиля, а при максимальних значеннях енергії — як частинка. Отже, в процесі взаємодії, під час руху об'єктів природи вони поводять себе або як частинки, або як хвилі по відношенню до своїх станів взаємодії і руху. Звідси напрошується висновок, що поняття про частинки і хвилі можуть бути застосовані до одного і того самого об'єкта, що ці поняття і тотожні, і водночас відмінні, а отже, тотожні і водночас відмінні більш загальні поняття перервності і неперервності, що покладені в основу понять частинки і хвилі.

Оперуючи в квантовій механіці поняттями частинки і хвилі, дискретності і неперервності, постійно переходимо від відмінності до тотожності їх і навпаки. Ці переходи від відмінності їх до тотожності і від тотожності до їхньої відмінності становлять суть єдності понять про хвилю і частинку, дискретність і неперервність, що відображають один бік діалектики самої природи. Єдність тотожності і відмінності, притаманна перервності і неперервності, виявляється і через єдність хвильових і корпускулярних властивостей об'єктів природи, а один з аспектів в єдності цих властивостей — їхня аналогічність одна одній, їхня відповідність та їхня взаємозамінність.

Отже, немає ніяких підстав для поділу об'єктів природи на частинки і хвилі. Йтися може лише про те, що об'єкти природи мають взаємопов'язані типи властивостей: корпускулярні і хвильові. Оскільки в тому або іншому об'єкті природи на перший план виступає то один, то інший тип його властивостей, остільки образи частинки і хвилі мають об'єктивний зміст. Поняття хвилі і частинки не перебувають у відношенні взаємного виключення, обидва вони необхідні для описання мікрооб'єктів у різних взаємозв'язках і взаємодіях. В. О. Фок справедливо зазначав, що при наявності у мікрооб'єкта корпускулярних властивостей його хвильові властивості існують як потенціальні можливості, які при зміні умов існування мікрооб'єкта можуть проя-

витися. Єдність перервності і неперервності в існуванні мікрооб'єктів аж ніяк не порушується, а виявляється через єдність можливості і дійсності. Те, що в дійсності є перервним, в можливості — неперервне, і навпаки.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм є однією з форм виявлення діалектики перервності — неперервності, але в сучасній фізиці (квантовій фізиці, теорії елементарних частинок) він найчастіше виступає у формі метафізичного відособлення або підсумовування двох властивостей: корпускулярних і хвильових.

Очевидно, майбутній розвиток фізики приведе до білиць адекватного відбивання за допомогою її теорій діалектики перервності і неперервності.

Матеріальні об'єкти, процеси і явища характеризуються діалектичною єдністю перервності й неперервності. Неперервність, цілісність об'єкта, процесу є фундаментом наступних утворень нової неперервності через систему взаємодіючих частин (перервностей) цієї неперервності.

Контрольні запитання

1. Назвіть основні методи спостереження заряджених частинок. 2. Які ви знаєте методи реєстрації заряджених частинок? Охарактеризуйте основні з них. 3. З якою метою прискорюють заряджені частинки? Які основні принципи та відмінності прискорення заряджених частинок лінійним прискорювачем та циклотроном? 4. Які атоми називають ізотопами, ізобарами, ізомерами? 5. Який хімічний елемент має атомне ядро з символічним позначенням ${}_{55}^{132}\text{X}$? Скільки нуклонів в цьому ядрі? 6. Що називається масовим числом? 7. Як можна вирахувати енергію зв'язку атомного ядра? Що таке «дефект маси» та пакувальний коефіцієнт? 8. Крапельна та оболонкова моделі ядра атома. В чому полягає їхня відмінність? Які числа прийнято вважати магичними для нуклонів? 9. Охарактеризуйте α -, β - і γ -випромінювання. 10. При β -розпаді радіоактивної речовини атомні ядра втрачають завжди однакову енергію. Чому ж енергетичний спектр β -частинок виявився суцільним? 11. Сформулюйте закони зміщення при радіоактивному розпаді? 12. В яких одиницях вимірюється стала розпаду? 13. Дайте визначення періоду піврозпаду. 14. Для яких елементів здійснено ядерні реакції поділу? Які умови ланцюгової реакції? 15. При яких умовах реалізуються реакції термоядерного синтезу і з якими елементами? 16. Як ви розумієте двоєдність корпускулярних і хвильових властивостей речовини?

Розділ 15

ФІЗИКА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

§ 1. Космічне випромінювання і відкриття елементарних частинок

Вивчення будови атомів, атомних ядер, процесів у космічному випромінюванні, реакцій на швидких заряджених частинках, які дістають в прискорювачах, дало змогу встановити існування великої

кількості частинок, які названо *елементарними*. До них належать електрони і позитрони, протони і антипротони, нейтрони і антинейтрони, нейтрино і антинейтрино, мезони, гіперони, фотони та ін. Деякі з цих частинок стабільні, тобто самочинно не розпадаються, не перетворюються в інші частинки, тоді як більшість елементарних частинок через певний проміжок часу перетворюються в інші. Назва «елементарні частинки» в буквальному розумінні слова означає найпростіші частинки, які не можна розкласти на складові частини. Насправді це не так.

Поки що можемо дуже мало сказати про будову елементарних частинок, але інтенсивні дослідження в цьому напрямі проводяться в багатьох лабораторіях світу. Добре вивчено явища перетворення одних елементарних частинок в інші і встановлено закономірності цих перетворень. Тому всі частинки, які називають «елементарними», насправді не є елементарними, так само як атомні ядра, атоми й молекули.

Часто фізику елементарних частинок називають фізикою високих енергій, тому що для проведення більшості експериментів в даній області потрібні частинки високих енергій. Так, якщо при вивченні ядерних реакцій були достатні енергії бомбардуючих частинок порядку енергії зв'язку нуклонів в ядрі, то для дослідів, пов'язаних з народженням піонів, необхідні протони, прискорені до енергій 300 МеВ, а для експериментів, пов'язаних з народженням протон-антипротонних пар, потрібні частинки з енергією 6 ГеВ.

До застосування потужних прискорювачів заряджених частинок єдиним джерелом частинок з енергією, достатньою для утворення мезонів і гіперонів, було *космічне випромінювання*.

Космічне випромінювання — потік атомних ядер (в основному протонів), яке попадає на Землю з світового простору і утворює в земній атмосфері вторинне випромінювання, в якому виявлено багато елементарних частинок. Відкриття космічного випромінювання пов'язане з проведенням на початку ХХ ст. дослідів, які вказували на існування слабкої іонізації повітря, що викликала розряд електроскопів, екранованих товстим шаром речовини. Дослідження причин цього ефекту привели до відкриття випромінювання неземного походження, яке назвали пізніше космічним. Середня енергія космічних частинок близько 10 ГеВ, а енергія окремих частинок досягала 10^{10} ГеВ. Потік первинного космічного випромінювання на межі атмосфери в період мінімуму сонячної активності становить $7 \cdot 10^2 \div 10^4$ частинок на квадратний метр за секунду і збільшується в кілька разів з наближенням до максимуму активності. Потік заряджених частинок на рівні моря дорівнює в середньому $1,7 \cdot 10^2$ частинок на квадратний метр за секунду і мало змінюється з сонячною активністю.

Вчені вважають, що головним джерелом космічного випромінювання є так звані пульсари, яких в нашій Галактиці нараховується близько 10 мільйонів. Характерну перевагу важких елементів у складі первин-

ного космічного випромінювання, очевидно, можна пояснити переважним прискоренням важких ядер ($Z > 20$) в джерелах космічного випромінювання. Поява легких елементів в складі космічного випромінювання викликана розщепленням важких ядер при взаємодії з ядрами міжзіркового газу.

У 1958 р. під час перших польотів штучних супутників Землі і космічних ракет були виявлені навколоземні радіаційні пояси. Вони являють собою дві просторово розділені зони навколо Землі з різко підвищеною концентрацією іонізованого випромінювання. Існування поясів радіації обумовлене захватом і утриманням заряджених космічних частинок магнітним полем Землі. Тому утворення поясів радіації повинно бути характерним для всіх небесних тіл, які мають магнітне поле. При дослідженні космічного випромінювання було зроблено багато принципово важливих відкриттів. Так, у 1932 р. К. Андерсон відкрив у космічному випромінюванні позитрон, у 1937 р. Андерсон і Нідеймайер відкрили μ -мезони і вказали тип їхнього розпаду. В 1947 р. Пауелл відкрив π -мезони. У 1955 р. в космічному випромінюванні було виявлено K -мезони, а також важкі нейтральні частинки з масою, що перевищує масу протона — гіперони. Дослідження космічного випромінювання привело до необхідності введення квантової характеристики, названої *дивністю*.

Докладно вивчати властивості частинок, особливості їхньої взаємодії і перетворення можна лише на прискорювачах. Прискорювачі використовуються для різних досліджень, але головне їхнє призначення — дослідження фундаментальних властивостей речовини, елементарних частинок. Для цього проектувались і будувались все крупніші прискорювачі заряджених частинок (див. § 3 розд. 14). Вже на перших прискорювачах, споруджених для вивчення нуклонів, дістали важливі результати. В багатьох зіткненнях при високих енергіях виникали нові частинки, часто в великих кількостях, але, що саме важливо, зовсім не обов'язково менші або більш легкі, ніж вихідні. Більше того, виникали одні і ті самі частинки для різних партнерів по зіткненню. Це не вписувалось у рамки простих звичних уявлень про структуру частинок. Експеримент прямо вказує, що всі вторинні частинки не «вибиваються» з первинних, а «народжуються», строго дотримуючись релятивістських законів збереження енергії й імпульсу в акті розсіяння.

Успіхи фізики елементарних частинок обумовлені поряд з високим рівнем техніки наукового експерименту розвитком новітніх фізичних теорій, які привели до багатьох відкриттів у фізиці ядра і елементарних частинок. Так, при поясненні суцільного спектра β -розпаду В. Паулі передбачив існування нейтрино. П. Дірак, виходячи з виведеного ним релятивістського рівняння, передбачив існування позитрона (античастинки). Х. Юкава передбачив існування піонів, була також висловлена гіпотеза про існування анти-сигма-гіперона та ін.

Багато теоретичних висновків підтверджено експериментально. Нині здійснюється експериментальний пошук кварків, передбачених теорією елементарних частинок.

У 1952 р. в Брукхейвені (США) введено в дію перший синхрофазотрон, на якому можна одержувати протони набагато більшої енергії (до 3 ГеВ), ніж давали існуючі до цього прискорювачі. Енергія в 3 ГеВ попадає вже в область енергії первинного космічного випромінювання. Тому брукхейвенський синхрофазотрон отримав назву космодрона. З появою прискорювачів космічне випромінювання втратило своє виняткове значення при вивченні елементарних частинок. Проте воно залишається єдиним джерелом частинок надвисоких енергій.

Нині відкрито і вивчено більше 200 елементарних частинок. Розмаїття відомих частинок наводить на думку, що число їх взагалі необмежене.

Характерною особливістю елементарних частинок є те, що вони існують у вигляді частинок і античастинок. Це виражається, зокрема, в тому, що поряд з позитивно зарядженими частинками певного виду існують негативно заряджені частинки такого самого виду. Для нейтральних частинок відмінність полягає в протилежній орієнтації механічних і магнітних моментів. У цьому фундаментальному факті яскраво проявляє себе основний закон матеріалістичної діалектики, який розглядає рухому матерію як єдність протилежностей, між якими постійно точиться боротьба, що є основою саморуху матерії. Елементарні частинки характеризуються рядом основних фізичних властивостей, які визначають їхні характерні особливості. Всі елементарні частинки мають ту чи іншу масу спокою, енергію, момент кількості руху, спін. Деякі частинки мають магнітний момент, електричний, баріонний, лептонний заряди тощо. Всі перетворення елементарних частинок строго підлягають законам збереження цих величин. Щоб описати процеси, пов'язані з перетворенням елементарних частинок, потрібно враховувати співвідношення між масою й енергією.

Термін «елементарна» скоріше відноситься до рівня наших знань, оскільки на кожному етапі розвитку науки елементарними називають частинки, будову яких не знають і котрі розглядають як точкові.

Експерименти на прискорювачах елементарних частинок поки не дали доказів існування яких-небудь субчастинок. Можна припустити, що досягнута на прискорювачах енергія не перевищує енергії зв'язку субчастинок всередині елементарної частинки, і тому їх не можна виділити. Внаслідок цього після кожної нової серії експериментів субчастинкам вимушені приписувати все більшу масу. Таким чином, теоретичні міркування обмежують масу можливих субчастинок, а експеримент вимагає збільшення її. Якщо відносно атомів і молекул справедливо твердження, що молекула «складається» з атомів, а атом — з електронів і ядра, то було б неадекватним уявлення, що ядро «складається» з протонів і нейтронів в тому розумінні, в якому молекула

«складається» з атомів. Якісна специфіка будови мікрочастинок ще сильніше проявляється для елементарних частинок у сучасній фізиці.

§ 2. Основні властивості елементарних частинок

Накопичений фактичний матеріал, який включає велику кількість даних про маси, заряди, спіни, способи розпаду і народження частинок, сприяв виробленню феноменологічного підходу на основі деяких нових понять, таких, як ізотопічний спін, дивність, лептонний і баріонний заряди тощо. За загальними правилами квантової теорії цим поняттям відповідає дискретний набір чисел, названих квантовими, для яких формулюються емпіричні закони збереження і відбору, встановлених з різним ступенем точності. Так виникла первинна систематика елементарних частинок. Поняття, покладені в основу сучасної класифікації елементарних частинок, не мають простих класичних аналогів. Вони були вироблені при спробах пояснити ті закономірності, які спостерігаються на досліді.

Одна з основних задач майбутньої теорії — пояснити походження встановленого спектра значень відповідних квантових чисел, подібно до того, як квантова механіка пояснила спектр значень квантових чисел електрона в атомі.

Тепер у фізиці високих енергій відомо досить багато елементарних частинок і за допомогою квантових чисел можна дати вичерпну характеристику кожної з них.

1. Кожна частинка характеризується масою спокою m_0 . Для частинок, що рухаються з швидкістю світла (фотон), маса спокою дорівнює нулю. Для інших частинок вона відрізняється від нуля. У фізиці високих енергій маса частинок вимірюється в енергетичних одиницях.

2. Електричний заряд q вимірюється в одиницях заряду електрона і для всіх відомих нині елементарних частинок має тільки цілочислові значення: $0, \pm 1$. Елементарних частинок з більшим електричним зарядом за абсолютною величиною не виявлено.

3. До відкриття антинуклонів (антинейтрон було відкрито в 1956 р.) можна було сформулювати закон збереження числа нуклонів так: загальне число нуклонів у будь-яких перетвореннях залишається незмінним. У зв'язку з явищем анігіляції нуклонів і антинуклонів було введено нове поняття — *баріонний заряд* B . Нейтрон і протон мають баріонний заряд, що дорівнює $+1$, а антинейтрон і антипротон -1 . Замість збереження числа нуклонів говорять про закон збереження баріонного заряду. При будь-яких перетвореннях у природі баріонний заряд зберігається. Цей закон досить умовний, але він відображає фундаментальну властивість природи: важкі частинки при перетвореннях не можуть повністю розпадатися на легкі. Закон збереження баріонного заряду подібний за формою до закону збереження електричного

заряду — в природі зустрічаються лише такі електричні заряди, величина яких кратна заряду електрона. Тому сказати, що електричний заряд зберігається, — це все одно, що сказати: зберігається різниця числа частинок, заряджених позитивно, і числа частинок, заряджених негативно. Заряд, таким чином, набуває нового змісту — він стає відмінною ознакою, за якою можна підрахувати число частинок різного типу. Як електричний заряд допомагає підрахувати число заряджених частинок, так баріонний заряд допомагає підрахувати число важких частинок — баріонів. Електричний заряд дорівнює нулю для нейтрона, π^0 -мезона, фотона. Баріонний заряд дорівнює нулю для лептонів і мезонів. Нуклонам і гіперонам (баріонам) властивий баріонний заряд $+1$, антибаріонам відповідає баріонний заряд -1 .

4. Експериментально не спостерігається безнейтринний подвійний β -розпад нейтрона, хоч він не суперечить законам збереження електричного і баріонного зарядів. Відсутність такого процесу можна пояснити, припустивши, що з кожною частинкою пов'язаний ще *лептонний заряд*, який відмінний від нуля лише для легких частинок — лептонів. Електронний лептонний заряд L_e дорівнює $+1$ для електрона e^- та електронного нейтрино ν_e і -1 для позитрона e^+ та електронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ і дорівнює нулю для інших частинок. Мюонний лептонний заряд L_μ дорівнює $+1$ для негативного мюона μ^- та мюонного нейтрино ν_μ і -1 для позитивного мюона μ^+ та мюонного антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ і дорівнює нулю для всіх інших частинок. У випадку ізольованої системи елементарних частинок алгебраїчна сума лептонних зарядів залишається незмінною. Це положення виражає закон збереження лептонного заряду L_e і L_μ .

Кожній елементарній частинці з даним набором чотирьох квантових чисел (зарядів) — q , B , L_e , L_μ відповідає інша частинка, для якої всі ці чотири числа мають протилежні знаки. При цьому маса, спин, час життя у таких частинок однакові. Такі дві частинки утворюють пару частинка — античастинка. Частинки, для яких вказані чотири заряди дорівнюють нулю, при зміні знаків зарядів переходять самі в себе (γ -фотон, π^0 -мезон). Відомий також третій лептонний заряд L_τ , за допомогою якого відрізняють недавно відкритий τ -лептон від електрона і мюона.

5. В період з 1951 по 1961 рр. було відкрито групу частинок, властивості яких настільки незвичайні, що їх почали називати дивними. Для характеристики таких частинок ввели нову величину — дивність S .

Незвичайність у поведінці цих частинок полягала насамперед у тому, що народжувались вони внаслідок сильних взаємодій за час порядку 10^{-23} с. Виходячи з оборотності реакцій, слід чекати, що вони розпадатимуться за такий самий час. Тим більше, що розпад внаслідок сильних взаємодій енергетично можливий для всіх дивних частинок. Проте час життя цих частинок становить не 10^{-23} с, а $10^{-8} \div 10^{-10}$ с,

тобто вони розпадаються дуже повільно, за час, характерний для слабких взаємодій. Отже, щось заважає їм розпадатися під впливом сильних взаємодій, внаслідок яких вони утворюються. Далі виявилось, що дивні частинки завжди народжуються тільки парами. Це навело на думку, що сильні взаємодії не відіграють ролі при розпаді дивних частинок внаслідок того, що для їхнього прояву необхідна наявність двох таких частинок. Проте в основі будь-якого процесу завжди лежать закони збереження. Так, важкі частинки (наприклад, нуклони) не можуть розпастися на легкі, оскільки це заборонено законами збереження баріонного і лептонного зарядів, а розпад вільного протона на нейтрон, позитрон і нейтрино заборонений законом збереження енергії. Для пояснення заборони одиночного народження дивних частинок М. Гелл-Манн і К. Нішіджима ввели нове квантове число, яке дістало назву дивності частинки. Частинкам, що не беруть участь у сильних взаємодіях, умовились приписувати значення дивності $S = 0$. Для інших частинок, що беруть участь у сильній взаємодії, дивність відмінна від нуля і набуває значень $\pm 1, \pm 2, \pm 3$. Частинки з більшим значенням дивності поки що невідомі. Закон збереження дивності можна сформулювати так: *алгебраїчна сума дивностей частинок до і після реакції дорівнює одна одній*. Із закону збереження дивності випливає пояснення парного виникнення дивних частинок. Справді, дивні частинки народжуються під час зіткнень звичайних частинок, сумарна дивність яких дорівнює нулю. Але тоді сумарна дивність народжених частинок повинна також дорівнювати нулю і, отже, обов'язково утворюватимуться частинки з від'ємною і додатною дивністю. Виходячи з закону збереження дивності, можна пояснити неможливість розпаду дивних частинок сильною і електромагнітною взаємодіями.

Часто користуються величиною, еквівалентною дивності, яку позначають Y і називають *гіперзарядом*. Гіперзаряд однозначно пов'язаний з дивністю S і баріонним зарядом B частинки співвідношенням

$$Y = S + B. \quad (15.1)$$

6. В усіх процесах з елементарними частинками строго виконується закон збереження *спіну*, який в першому наближенні можна розглядати як закон незнищеності обертального руху матеріальних об'єктів. Класичним аналогом спіну є момент обертання дзиги навколо своєї осі. Проте при цьому слід пам'ятати, що, по-перше, спін — це невід'ємна властивість елементарних частинок, його неможливо змінити, по-друге, спін може дорівнювати тільки цілому або півцілому числу сталої Планка, поділеній на 2π ($\hbar/(2\pi)$), і, по-третє, в частинки вісь «обертання» — може бути орієнтована лише в кількох певних напрямках.

Із спіном пов'язана поведінка частинки в групі однакових частинок, або так звана статистика частинок. Існує два типи статистик: статистика Фермі — Дірака для частинок з півцілим спіновим числом

$1/2, 3/2, \dots$ і статистика Бозе — Ейнштейна для частинок з цілим спіновим числом $0, 1, 2, \dots$. Частинки, що мають півцілий спін, називаються *ферміонами*. До них належать усі легкі частинки — *лептоми* і всі важкі частинки — *баріони*. Для них справджується принцип Паулі, який стверджує, що в даній системі тотожних ферміонів будь-які два з них не можуть одночасно перебувати в одному квантовому стані. Частинки з цілим спіном називаються бозонами, до них належать фотон і всі мезони — частинки проміжної маси. У випадку бозонів в одному і тому самому стані може перебувати довільне число частинок.

7. Уявлення про *ізотопічний спін* вперше було введено в фізику для пояснення факту однаковості ядерних взаємодій протона і нейтрона. Електромагнітні властивості цих частинок істотно відрізняються: протон електрично заряджений, нейтрон — ні, магнітний момент протона — позитивний, нейтрона — негативний. Отже, в електромагнітних взаємодіях беруть участь дві різні частинки, а в сильних взаємодіях одна, що перебуває в двох різних станах: нейтронному і протонному. Два стани (протонний і нейтронний) однієї частинки — нуклона — нагадують ситуацію з спіном електрона.

Електрон у реальному просторі може займати лише два фіксовані положення: або вздовж деякого обраного напрямку, або назустріч йому. При цьому електрону приписують поняття спіну із значенням його проекцій $\pm 1/2$. Нуклонам, крім звичайного спіну, для описання їхніх зарядових властивостей за аналогією приписують поняття ізотопічного спіну із значенням проекцій $\pm 1/2$. Проекції ізоспіну також відраховують від обраного напрямку, але вже в деякому абстрактному ізотопічному просторі. При цьому нейтрону приписують значення проекції ізоспіну — $1/2$, протону — $+1/2$. Подібна ситуація буває й при електромагнітних і сильних взаємодіях піонів. Введення квантового числа I (ізотопічного спіну) дає змогу з'ясувати поведінку елементарних частинок щодо сильних і електромагнітних взаємодій. Сильні взаємодії залежать тільки від абсолютного значення вектора ізоспіну, тоді як електромагнітна взаємодія залежить і від орієнтації цього вектора в ізотопічному просторі.

Ізоспін частинки введено за аналогією із звичайним спіном і тому математично характеризується тими самими формальними властивостями, що і звичайний спін. Однак фізичний зміст їх істотно різний. Якщо спін, як квантова характеристика частинок, виникає із властивостей симетрії (ізотропності) реального простору і не залежить від виду взаємодії, в яких частинка бере участь, то ізоспін, як квантова характеристика, має зміст вектора в деякому формальному просторі — ізопросторі, який виявляє властивості ізотропії лише для певної взаємодії (сильної).

Отже, слово «спін», яке фігурує в назві нового квантового числа I -ізотопічного спіну, підкреслює лише той факт, що математичний апа-

рат, який його описує, такий самий, як і математичний апарат звичайного спіну. Зауважимо, що квантове число I немає ніякого відношення до ізотопів. Слово «ізотопічний» в його назві з'явилося через те, що протон і нейтрон відносно сильної взаємодії є різновидами однієї частинки — нуклона, подібно до того як ізотопи утворюють різновиди даного хімічного елемента. Введення поняття ізотопічного спіну мало велике значення для вивчення сильних взаємодій, яким властива зарядова незалежність, а також накреслили шляхи у встановленні систематики елементарних частинок. Дослідження показали, що в усіх процесах, пов'язаних з перетвореннями елементарних частинок, обумовленими зарядово-незалежними сильними взаємодіями, виконується закон збереження ізотопічного спіну. При цьому зберігається як сам ізотопічний спін I , так і його проекція I_z . Для електромагнітних взаємодій зберігається тільки його проекція I_z , значення ізотопічного спіну не зберігається. При слабких взаємодіях змінюються як I , так і I_z .

8. Серед величин, що характеризують елементарні частинки, є ще одна суто квантовомеханічна величина, яку називають *парністю* P . Розглянемо її. Відомо, що в квантовій механіці стан однієї частинки або системи частинок описується хвильовою функцією, яка задовольняє рівняння Шредінгера і залежить від координат і часу. Під парністю стану або парністю хвильової функції розуміють характер її поведінки при просторовій інверсії — зміні знака всіх координат частинки на протилежні (x на $-x$, y на $-y$, z на $-z$), що еквівалентно дзеркальному відображенню, або переходу від правої системи координат до лівої системи координат. При такій просторовій інверсії можливі два випадки: хвильова функція залишається незмінною або змінює свій знак на протилежний. В першому випадку хвильова функція є парною, в другому — непарною.

Поведінка хвильової функції при інверсії визначається внутрішніми властивостями частинки, які вона описує. Саме для того, щоб відзначити це, і вводять нове квантове число P . Частинкам з парною хвильовою функцією приписують позитивну парність ($P = +1$). Про частинки з непарною хвильовою функцією говорять, що вони мають негативну парність ($P = -1$). Парність системи частинок визначається добутком парностей окремих частинок, що входять до складу системи.

Із квантової механіки випливає закон збереження парності, який стверджує: при всіх перетвореннях, яких зазнає система частинок, парність стану залишається незмінною. Закон зазнає систему частинок, означає, що процеси в природі не залежать від вибору правої або лівої системи координат, в яких ці процеси розглядають, або, що те саме, немає різниці між об'єктом і його дзеркальним відображенням. Отже, закон збереження парності пов'язаний із властивостями дзеркальної симетрії простору. До 1956 р. вважали, що закон

збереження парності має загальний характер і виконується при всіх видах взаємодії. В 1956 р. було з'ясовано, що при слабких взаємодіях закон збереження парності порушується.

Ми розглянули основні квантові числа елементарних частинок. Кожне з них об'єднує велику групу частинок за тією ознакою, яку вона має. Електричний заряд поділяє всі частинки на заряджені позитивно, заряджені негативно і нейтральні. Баріонний заряд об'єднує частинки у велику групу баріонів, для яких він відмінний від нуля. Зазначимо, що баріони можуть бути електрично нейтральними або зарядженими позитивно чи негативно. Лептонний заряд об'єднує групу легких частинок — лептони, які беруть участь в електромагнітних і слабких взаємодіях і не беруть участі в сильних. Дивність групує частинки на дивні, куди входять як баріони, так і мезони з баріонним зарядом, що дорівнює нулю, і на звичайні — недивні, куди також входять баріони і мезони, але з нульовою дивністю. Звичайний спін поділяє всі частинки на ферміони (з півцілим спіном) і бозони (з цілим спіном), кожній групі з яких відповідає своя статистика. Те саме можна сказати і про ізоспін, який об'єднує відомі нам частинки в ізотопічні мультиплети.

Отже, за допомогою квантових чисел можна повністю охарактеризувати кожную елементарну частинку. Проте слід зазначити їхню істотну відмінність, яка насамперед полягає в тому, що не всі вони є універсальними квантовими числами, здатними описувати всі види взаємодії. Деякі з них (парність, ізотопічний спін) змінюють своє значення при слабких взаємодіях, закон збереження ізотопічного спіну порушується також при електромагнітній взаємодії (див. § 9 розд. 15).

§ 3. Види взаємодій

Із фундаментальних сил в природі гравітаційні сили (тяжіння) були усвідомлені першими, для них була створена математично ясна теорія — теорія Ньютона.

В теорії тяжіння Ньютона простір і час не мають тісного зв'язку, який було встановлено в теорії відносності Ейнштейна.

На початку ХХ ст. було відкрито два нових фундаментальних типи зв'язку: слабку взаємодію, яка обумовлює β -розпад, і сильну взаємодію, що зв'язує протони і нейтрони в атомних ядрах. Ці типи зв'язку не були відкриті раніше, оскільки вони діють лише на малих субатомних відстанях, в той час як сили тяжіння і електромагнітні сили далекодіючі, радіус дії їх нескінченно великий.

Інтенсивність взаємодії прийнято характеризувати за допомогою так званої константи, яка являє собою безрозмірний параметр, що визначає імовірність процесів, обумовлених даним видом взаємодії. Відношення значень констант дає відносну інтенсивність відповідних взаємодій.

Нині відомо чотири види взаємодії між частинками, а саме: сильна, електромагнітна, слабка і гравітаційна.

Гравітаційна взаємодія є найслабкішою з перелічених і в процесах мікросвіту істотного значення не має. Щоправда, сучасна теорія передбачає, що цей вид взаємодії можливо буде основним всередині елементарних частинок. Проте сучасна техніка експерименту не дає змоги проникнути в глибини частинок і перевірити висновки теорії. В зв'язку з цим обмежимося розглядом трьох видів взаємодії: сильної, електромагнітної і слабкої.

Сильна взаємодія характерна для важких елементарних частинок (протонів, нейтронів та ін.). Вона обумовлює зв'язок нуклонів у ядрі. Саме через це сильну взаємодію іноді називають ядерною. Особливістю ядерної взаємодії є мале значення радіуса дії ядерних сил, який становить близько 1 фермі.

Короткодія ядерних сил робить їх подібними до молекулярних сил, що дало змогу І. Є. Тамму у 1933 р. висловити ідею про обмінний характер їх. Дальший розвиток цієї ідеї належить Х. Юкаві, який у 1935 р. розробив теорію обмінних сил. За теорією Юкави, ядерні сили (сильні взаємодії) зобов'язані своїм походженням деяким спеціальним частинкам — мезонам, якими обмінюються нуклони в ядрі. Цим віртуальним мезонам властива певна маса спокою і дуже короткий час життя — 10^{-23} с. За цей час мезон, випромінений нуклоном, пролітає відстань близько 10^{-15} м (1 фермі), повертається назад і поглинається частинкою, що його породила. Якщо ж поблизу знаходиться інший нуклон, то він поглинає мезон і відразу випромінює його знову. Внаслідок такого обміну мезонами відбувається взаємодія нуклонів. Сильна взаємодія відбувається за ядерний час — час проходження світлом відстані, що дорівнює розміру атомного ядра, — 10^{-23} с і відзначається площею перерізу — 10^{-31} м². Інтенсивність взаємодії характеризується безрозмірною величиною — константою $G = \frac{g^2}{\hbar c}$ (g — стала мезон-нуклонної взаємодії). Константа сильної взаємодії має найбільше значення серед подібних констант: $\frac{g}{\hbar c} = 15$ для π -мезонів;

$\frac{g}{\hbar c} \approx 1$ для K -мезонів. Сильній взаємодії характерна незалежність від електричного заряду. У реакціях, що відбуваються за сильною взаємодією, зберігається максимальне число квантових чисел: баріонний і електричний заряди, ізотопічний спіні, дивність, парність.

Електромагнітна взаємодія за своєю інтенсивністю в $10^2 \div 10^3$ разів слабша від сильної взаємодії і спостерігається між електрично зарядженими частинками. Нею обумовлені кулонівські сили, процеси народження електронно-позитронних пар γ -фотонами, розпад π -мезона на два γ -фотони та ін. Електромагнітні взаємодії характеризуються безрозмірною константою $\frac{e^2}{\hbar c} \approx 1/137$ (e — заряд електрона).

Електромагнітні взаємодії найбільш зручні для експериментально-го і теоретичного дослідження. Вони вигідно відрізняються від слабких взаємодій тим, що тільки в сто разів слабші від сильних і, отже, мають майже ті самі порядки величин для перерізів взаємодії — 10^{-31} — 10^{-34} м², що і в ядерних взаємодіях. Великі інтенсивності пучків електронів і фотонів у прискорювачах дають змогу виміряти ці перерізи з великою точністю. Крім того, електромагнітні взаємодії відрізняються від сильних взаємодій тим, що вони досить слабкі (константа взаємодії набагато менша за одиницю). При цьому можна провести точні розрахунки і побудувати досить досконалу теорію електромагнітних взаємодій — квантову електродинаміку. Для сильних взаємодій поки що такої теорії немає.

Природу електромагнітної взаємодії можна описати, якщо припустити, що електрони обмінюються фотонами подібно до того, як нуклони обмінюються π -мезонами. Тільки обмін фотонами відбувається не за 10^{-23} с, а за 10^{-20} с — характерний час електромагнітної взаємодії. На відміну від сильної взаємодії для електромагнітної взаємодії порушується закон збереження ізотопічного спіну.

Слабка взаємодія в 10^{-14} разів слабша від сильної. Цей тип взаємодії відповідальний за всі види β -розпаду ядер, за спонтанний розпад більшості елементарних частинок, за процеси взаємодії нейтрино з речовиною. Слабка взаємодія характеризується безрозмірною константою $\frac{f^2}{\hbar c} \approx 10^{-14}$, де f — електронно-нейтринний заряд, що відповідає гіпотетичному полю слабких взаємодій. Відрізняють слабкі процеси з участю лептонів, які класифікуються за допомогою лептонного заряду, і слабкі процеси, що проходять із зміною дивності і класифікуються за допомогою цього поняття. При цьому константа слабкої взаємодії однакова не лише для всіх видів лептонних процесів, а й в першому наближенні збігається також із константою взаємодії для процесів, що проходять із зміною дивності.

Слабка взаємодія, як і сильна, є короткодіючою. Характерний час для слабкої взаємодії становить 10^{-10} с.

Вчені вважають, що слабка взаємодія має також обмінний характер і переноситься специфічним векторним мезонним полем. Йому відповідають три сорти заряджених і нейтральних проміжних векторних бозонів: W^+ , W^- і Z^0 . Для слабкої взаємодії порушуються закони збереження ізотопічного спіну, дивності, парності (див. § 10 розд. 15).

Електромагнітні та гравітаційні взаємодії зменшуються обернено пропорційно квадрату відстані між частинками, а тому про якийсь певний радіус дії для них говорити не доводиться. Разом з тим експериментальний характер залежності ядерних сил від відстані дає змогу визначити радіус їхньої дії — порядку 10^{-15} м. Ядерні сили в сотні разів інтенсивніші від електромагнітних, проте через малий радіус дії були виявлені зовсім недавно, коли фізичний експеримент дав змо-

Таблиця 15.1

Вид взаємодії	Кванти поля	Константа взаємодії	Радіус взаємодії, м	Переріз взаємодії, м ²	Час взаємодії, с	Величина, що зберігається
---------------	-------------	---------------------	---------------------	-----------------------------------	------------------	---------------------------

Сильні (ядерні)	ρ -мезон	14	10^{-15}	10^{-28} — 10^{-31}	10^{-21} — 10^{-23}	$\Delta q=0; \Delta B=0$
	K -мезон	1	10^{-16}			$\Delta S=0; \Delta J=0$
Електромагнітні	Фотони	1/137	∞	10^{-31} — 10^{-34}	10^{-18} — 10^{-20}	$\Delta q=0; \Delta B=0$ $\Delta S=0; \Delta J \neq 0$
Слабкі (розпади)	W^+, W^-, Z^0	10^{-14}	10^{-24}	10^{-42} — 10^{-45}	10^{-8} — 10^{-10}	$\Delta q=0; \Delta B=0$ $\Delta S \neq 0; \Delta J \neq 0$
Гравітаційні	Гравітони?	10^{-40}	∞	10^{-68} — 10^{-71}	10^{17}	$\Delta S \neq 0; \Delta J \neq 0$

гу проникнути всередину атомного ядра. У табл. 15.1 наведено основні характеристики всіх взаємодій (q — електричний заряд, B — баріонний заряд, S — дивність, I — ізотопічний спіні).

§ 4. Класифікація елементарних частинок

Нині відома велика кількість елементарних частинок, які мають різноманітні властивості. Можна думати, що спроби класифікувати їх за деякими загальними ознаками сприятимуть встановленню закономірностей, зв'язаних з будовою і поведінкою частинок, передбачити ще невідкриті частинки, як це було зроблено Д. І. Менделєєвим для хімічних елементів.

В табл. 15.2 наведено основні відомі елементарні частинки і їхні характеристики. Якщо в основу класифікації частинок покласти спіні, то їх можна розділити на дві групи — ферміони і бозони. Якщо ж в основу класифікації частинок покласти масу спокою, то визначаться чотири групи частинок: фотони, лептони, мезони, баріони.

В табл. 15.2 наведено назви тільки для частинок. Назву відповідної античастинки для баріонів, нейтральних каонів і всіх видів нейтрино утворюють додаванням до назви частинки префікса «анти». Наприклад, протон — антипротон, електронне нейтрино — електронне антинейтрино. Антиелектрон називається також позитроном. До заряджених піонів і каонів термін античастинка, як правило, не застосовується. Говорять просто про позитивні і негативні піони (каони).

Античастинки мають однакову з частинками масу спокою, час життя, спіні, ізотопічний спіні і протилежні за знаком значення дивності, електричного, баріонного і лептонного зарядів. Нині відомо п'ять зарядів, які строго зберігаються: електричний q , баріонний B і три види лептонних зарядів L_e (для $e^-, e^+, \nu_e, \bar{\nu}_e$), L_μ (для $\mu^-, \mu^+, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) і

Таблиця 15.2

Групи частинок	Частинка	Позначення		Маса, МеВ	Спін	Ізотопічний спін	Дивність	Заряд			Середній час життя, с	Превалююча схема розпаду
		Частинка	Античастинка					електричний	баріонний	лептонний		
Фотони	Фотон, гамма-квант	γ	γ	0	1	0	0	0	0	0	стаб.	
Лептони	Електронне нейтрино	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	1/2			0	0	± 1	стаб.	
	Мюонне нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	1/2	0	0	± 1	0	± 1	стаб.	
	Електрон, позитрон	e^-	e^+	0,511	1/2	0	0	± 1	0	± 1	стаб.	
	Мюон	μ^-	μ^+	106	1/2			± 1	0	± 1	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$
	τ -лептон	τ^-	τ^+	1807	1/2			± 1	0	± 1	нестаб.	
	τ -нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	1/2			0	0	± 1	стаб.	
Мезони	Заряджений піон	π^+	π^-	140	0	1	0	± 1	0	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
	Нейтральний піон		π^0	135	0	1	0	0	0	0	$0,76 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
	Заряджений каон	K^+	K^-	494	0	1/2	± 1	± 1	0	0	$1,23 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

		Нейтральний каон	K^0	\bar{K}^0	498	0	1/2	± 1	0	0	0	$K_1 0,86 \cdot 10^{-10}$ $K_2 5,4 \cdot 10^{-8}$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
Етон		η -мезон	η		549	0	0	0	0	0	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$	$\eta \rightarrow 2\gamma$
Баріони	Нуклони	Протон	p	\bar{p}	938,2	1/2	1/2	0	± 1	± 1	0	стаб.	
		Нейтрон	n	\bar{n}	939,6	1/2	1/2	0	0	± 1	0	$0,93 \cdot 10^3$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
	Гіперони	Ламда-гіперон	λ^0	$\bar{\lambda}^0$	1116	1/2	0	± 1	0	± 1	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$\lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
		Сигма-плюс-гіперон	$\tilde{\Sigma}^+$	$\tilde{\Sigma}^+$	1189	1/2	1	∓ 1	∓ 1	± 1	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$
		Сигма-нуль-гіперон	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	1192	1/2	1	∓ 1	0	± 1	0	10^{-14}	$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma$
Сигма-мінус-гіперон	Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	1197	1/2	1	∓ 1	∓ 1	± 1	0	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$		
Каскадні гіперони	Ксі-нуль-гіперон	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	1315	1/2	1/2	∓ 2	0	± 1	0	$3 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \lambda^0 + \pi^0$	
	Ксі-мінус-гіперон	Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	1321	1/2	1/2	∓ 2	∓ 1	± 1	0	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \lambda^0 + \pi^-$	
	Омега-мінус-гіперон	Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	1672	3/2	0	∓ 3	∓ 1	∓ 1	0	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \begin{cases} \Xi^0 + \pi^- \\ \lambda^0 + K^- \end{cases}$	

L_τ (для τ^- , τ^+ , ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$). Характерною особливістю всіх цих зарядів є їхнє цілочислове значення. Кожний із зарядів може бути як позитивним, так і негативним.

Фотони, тобто γ -кванти електромагнітного поля, маса спокою яких дорівнює нулю, а спіні дорівнює $\hbar/(2\pi)$, беруть участь лише в електромагнітних взаємодіях.

Лептони. Ще недавно було відомо 4 лептони: два заряджених (e^- , μ^-) і два їхні нейтральні супутники ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$). Потім було встановлено третій заряджений лептон, якому присвоїли символ τ . Допускається, що τ -лептон також має «власне» нейтрино. Для лептонів властиві малі значення мас спокою. Серед цих частинок найбільшу масу має τ -лептон, найменшу — електронне нейтрино. Лептони беруть участь лише в електромагнітних і слабких взаємодіях. Всі лептони мають півцілий спіні, отже, описуються статистикою Фермі. Серед них є електрично заряджені (електрон, позитрон, мюони) і нейтральні (електронні й мюонні нейтрино, й антинейтрино). Вони мають відмінний від нуля лептонний заряд. Баріонний заряд для них дорівнює нулю.

Електрони — це елементарні частинки, які були виявлені першими при вивченні атомної структури речовини. Електрон є носієм найменшої порції електричного заряду. Його заряд $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл, маса спокою $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг. Електрону властивий власний момент кількості руху — спіні, що дорівнює $\frac{1}{2} \hbar/(2\pi)$. Магнітний момент електрона майже дорівнює магнетону Бора

$$\mu_B = 0,9274 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл};$$

$$\mu_e = -\mu_B (1 + 0,0012).$$

Знак мінус означає, що магнітний і механічний моменти електрона мають протилежний напрям. Електрони позначаються символом e^- . Електрон є стабільною частинкою, яка спонтанно не перетворюється в інші частинки. Поряд з негативними існують позитивні електрони — *позитрони*, які відносно електронів є античастинками. Позитрон відрізняється від електрона тільки знаком електричного і лептонного зарядів. Абсолютні величини цих зарядів і всі інші характеристики у позитронів і електронів збігаються. Позитрон є частинкою, стабільною у вакуумі, проте в речовині довго не може існувати внаслідок того, що при зіткненні з електроном вони анігілюють, перетворюються в електромагнітне випромінювання (див. § 12 розд. 14).

Мюони. Вперше мюони виявили в 1937 р. К. Андерсон і С. Неддермейер у складі космічного випромінювання. Відомі позитивні (μ^+) і негативні (μ^-) мюони. Електричний заряд мюонів за абсолютною величиною дорівнює заряду електрона. Негативно і позитивно заряджені мюони виступають відповідно як частинка й античастинка. Маса

мюонів становить 206,8 електронних мас, спін їх дорівнює $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$. Середній час життя нерухомих мюонів $\tau = 2,15 \cdot 10^{-6}$ с.

У 1948 р. Г. Б. Жданов і А. А. Хайдаров встановили, що електрони й позитрони, утворені при розпаді мюонів, які майже втратили швидкість, мають широкий спектр енергії. Середня енергія їх становить близько 35 МеВ, що відповідає 1/3 енергії спокою мюона (для електрона $m_e c^2 = 0,51$ МеВ, а для мюона $m_\mu = 206m_e$ і $m_\mu c^2 = 106$ МеВ). Це означає, що при розпаді мюона крім легкої зарядженої частинки виникає не одне (як при β -перетворенні), а два нейтрино. Якщо розпад мюона, що припинився, супроводжувався, як вважали спочатку, випромінюванням одного нейтрино, то при одночасному збереженні енергії 106 МеВ і при однаковості імпульсів двох частинок — електрона і нейтрино — енергія всіх електронів розпаду була б однаковою і дорівнювала 53 МеВ. Викидання двох нейтрино з антипаралельними орієнтаціями спінів забезпечує при розпаді μ -мезона збереження спіну $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu. \quad (15.2)$$

Вимірювання показали, що середній час життя нерухомих мезонів збігається з розрахунком.

Нині встановлено, що нейтрино і антинейтрино, які випромінюються разом з позитронами і електронами, відрізняються від нейтрино і антинейтрино, випромінюваних разом з мюонами. У зв'язку з цим, як вже було сказано, розрізняють електронне і мюонне нейтрино і антинейтрино. Виходячи з закону збереження електронного лептонного заряду, схему розпаду μ^\pm -мезонів (15.2) слід переписати так:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu,$$

$$\mu^\mp \rightarrow e^\mp + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu.$$

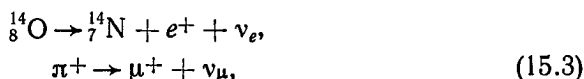
Якби швидкорухомі мюони мали той самий середній час життя, який спостерігається для нерухомих (що зупинились) мюонів, то середній пробіг мюонів у атмосфері при їхній швидкості, близькій до швидкості світла, не перевищував би 600 м ($l = ct = 3 \cdot 10^8 \cdot 2 \times 10^{-6}$ м = $6 \cdot 10^2$ м). Насправді пробіг мюонів у атмосфері в багато разів більший. Це пояснюється збільшенням тривалості всіх періодичних процесів (сповільненням часу) при русі з великими швидкостями, як це впливає з теорії відносності. Відповідно збільшується і середній час життя будь-якої нестабільності частинки, коли її швидкість наближається до швидкості світла.

Енергія швидких мюонів у космічному випромінюванні становить близько 3000 МеВ, тоді як енергія спокою мюона — 100 МеВ. При такій енергії середній час життя мюона виявляється в 30 разів більшим,

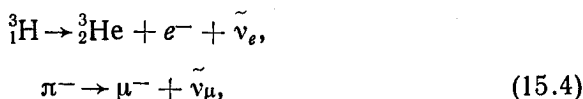
ніж середній час життя нерухомого мюона, і становить $6 \cdot 10^{-5}$ с. У зв'язку з цим середній пробіг мюонів у атмосфері дорівнює 18 км ($l = ct = 3 \cdot 10^8 \cdot 6 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 18 \cdot 10^3 \text{ м}$). При такій довжині пробігу слід чекати, що на шляху в 1 км розпадатиметься близько 5% мюонів. Цей розрахунок підтверджується вимірюванням інтенсивності жорсткої компоненти космічного випромінювання і порівнянням числа швидких мюонів у стратосфері з їхнім числом на рівні моря.

Особливий інтерес становить *електронне* (ν_e) і *мюонне* (ν_μ) *нейтрино*, які мають надзвичайно велику проникну здатність. Вони характеризуються півцілим спіном і нульовою масою спокою. Останнім часом завдяки експериментам зроблено допущення про наявність у нейтрино маси спокою.

Наведемо приклади реакцій, в яких випромінюється нейтрино:



де ν_e — електронне нейтрино; ν_μ — мюонне нейтрино. Антинейтрино ($\bar{\nu}$) народжується в реакціях β -розпаду природних радіоактивних речовин і в реакціях розпаду мезонів за такою схемою:



де $\bar{\nu}_e$ — електронне антинейтрино; $\bar{\nu}_\mu$ — мюонне антинейтрино. Спін обох видів нейтрино ν_e і ν_μ напрямлений в бік, протилежний напрямку швидкості (імпульсу), спін антинейтрино $\bar{\nu}_e$ і $\bar{\nu}_\mu$ збігається з швидкістю їхнього руху.

Мезони — частинки з масою спокою, проміжною між масами лептонів і масами більш масивних частинок — баріонів, належать до наступного класу. Вони беруть участь у всіх трьох видах взаємодій, при цьому сильна взаємодія превалює. Від класу баріонів вони відрізняються відсутністю баріонного заряду, від класу лептонів — відсутністю лептонного заряду. Мезони мають нульовий спін. Вони бувають електрично зарядженими й нейтральними, дивними і звичайними, характеризуються цілим і півцілим ізотопічними спінами. До групи мезонів відносять піони (π -мезони), каони (K -мезони), етон (η -мезон). Мезони, як електрони або протони, існують у двох видах частинок і античастинок.

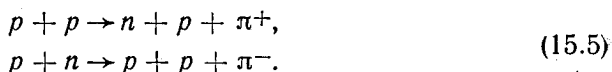
Існування й нестабільність мезонів були передбачені до їх відкриття квантовомеханічною теорією внутрішньоядерних сил, запропонованою японським фізиком Х. Юкавою в 1935 р. У теорії Юкави передбачалось, що: 1) мезони можуть магі заряд електрона або позитрона; 2) їхня маса спокою в 200—300 разів більша від маси електро-

на; 3) мезони нестабільні і повинні спонтанно розпадатись на електрон (чи позитрон) і нейтрино; 4) середній час життя мезона становить мільйонну частку секунди.

Деякий час фізики ототожнювали мюони з частинками, передбаченими теорією Х. Юкави. Проте вивчення їхніх властивостей показало, що у мюонів немає основної властивості частинок Юкави: вони на відміну від частинок Юкави ядерно неактивні.

Аналогом частинок Юкави виявилися π^\pm -мезони (піони), які також мають заряд електрона (π^- -мезони) або позитрона (π^+ -мезони). Спін їх дорівнює нулю. Маса спокою π -мезонів приблизно в $4/3$ раза більша від маси спокою мюонів $m_{\pi^\pm} = 273,2m_e$.

Заряджені π -мезони були відкриті в космічному випромінюванні в 1947 р., а в 1949 р. їх було одержано в лабораторних умовах (на прискорювачі в Берклі) при зіткненні швидких протонів з протонами і нейтронами:



У 1950 р. були відкриті π -мезони, що не мають заряду, нейтральні π^0 -мезони, які інколи називають нейтретто. Їхня маса спокою трохи менша від маси заряджених π -мезонів: $m_{\pi^0} = 264,2m_e$, як і заряджені π -мезони, π^0 -мезони мають нульовий спін. (Існування нейтральних μ -мезонів не виявлено.) Як і μ -мезони, π -мезони є нестабільними частинками і спонтанно розпадаються з дуже малим середнім часом життя. Відповідні вимірювання показали, що середній час життя заряджених π^\pm -мезонів однаковий і становить $2,6 \cdot 10^{-8}$ с, тобто на два порядки менший, ніж у μ -мезонів. Саме цим пояснюється той факт, що у космічному випромінюванні на рівні моря число π -мезонів набагато менше від числа μ -мезонів. Заряджені π -мезони розпадаються за такою схемою:



Отже, внаслідок розпаду π^\pm -мезонів утворюються μ^\pm -мезони і мюонне нейтрино (або антинейтрино).

Середній час життя π^0 -мезона становить $1,8 \cdot 10^{-16}$ с. Нейтральний π -мезон розпадається на два фотони:



γ -Кванти високої енергії, що виникають при цьому, дають початок каскадному утворенню електронно-позитронних пар.

На відміну від μ -мезонів π -мезони сильно взаємодіють з атомними ядрами і, проникаючи в них, викликають ядерні перетворення. Особливе значення для ядерної фізики має можливий віртуальний обмін

зарядженими π -мезонами між різнорідними нуклонами і нейтральними π -мезонами між однорідними нуклонами всередині ядра. Виходячи з ідей, які висловили ще в 1934 р. І. Є. Тамм, Д. Д. Іваненко, Х. Юкава, вважають, що, подібно до фотонів електромагнітного поля, π -мезони з спіном, який дорівнює нулю, випромінюються і поглинаються нуклонами і є квантами ядерного (мезонного) поля:

$$\begin{aligned} p &\rightleftharpoons n + \pi^+, & n &\rightleftharpoons p + \pi^0, \\ n &\rightleftharpoons p + \pi^-, & p &\rightleftharpoons p + \pi^0. \end{aligned} \quad (15.8)$$

Поглинання цих мезонів іншими нуклонами приводить до сильної взаємодії між ними, яка реалізується по одній із таких схем:

$$\begin{aligned} p + n &\rightleftharpoons n + \pi^+ + n \rightleftharpoons n + p; \\ n + p &\rightleftharpoons p + \pi^- + p \rightleftharpoons p + n; \\ p + p &\rightleftharpoons p + \pi^0 + p \rightleftharpoons p + p; \\ n + n &\rightleftharpoons n + \pi^0 + n \rightleftharpoons n + n. \end{aligned} \quad (15.9)$$

До групи мезонів належать також K -мезони. Як і π -мезонам, K -мезонам властивий нульовий спін. Маса їх більша за масу π -мезонів і становить $966,3m_e$ у випадку заряджених K^+ -мезонів і $974,5m_e$ для нейтральних K -мезонів (K^0) і анти-ка-нуль-мезонів (\bar{K}^0). K -мезон має елементарний позитивний заряд, а K^- -мезон — елементарний негативний заряд. Залежно від типу K -мезонів середній час життя змінюється від 10^{-7} до 10^{-10} с. Існує кілька схем розпаду K -мезонів. Так, у випадку K -мезона можливі такі види розпадів:

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0, & K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+, & K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e, & K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0, & K^+ &\rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu_\mu. \end{aligned} \quad (15.10)$$

Як уже зазначалось, π -мезони можуть бути утворені при ядерних реакціях з частинками високих енергій в потужних прискорювачах; μ -мезони утворюються в результаті перетворення π - і K -мезонів. K -мезони народжуються з великою інтенсивністю при зіткненнях мезонів або протонів високої енергії з нуклонами. Якщо один із видів частинок, наприклад негативні мезони, назвати частинками, то позитивні мезони будуть античастинками. Можна прийняти і протилежне позначення.

Баріони — масивні елементарні частинки. Вони складаються з двох підгруп — нуклонів і гіперонів. Для них баріонний заряд відмінний від нуля, лептонний заряд дорівнює нулю; вони характеризуються півцілим спіном і являються ферміонами. З мезонами їх об'єднує здатність брати участь у сильній взаємодії, внаслідок чого мезони і баріони об'єднують в групу адронів. Адронами називаються всі сильно взаємодіючі частинки.

Нуклони. До нуклонів відносяться *протон* (p), *антипротон* (\bar{p}), *нейтрон* (n) і *антинейтрон* (\bar{n}).

Протон має масу, що дорівнює 1836,5 електронним масам, тобто $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг. Позитивний заряд протона за абсолютною величиною дорівнює заряду електрона, тобто $q_p = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл. Спін протона дорівнює $\frac{1}{2} \hbar/(2\pi)$, магнітний момент $\mu_p = 2,7929 \mu_n$, де

$$\mu_n = \frac{\mu_B}{1836,5} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл.}$$

Протони є одним з найбільш зручних частинок для прискорення в прискорювачах та використання для ядерних реакцій. Для протона прийнято такі позначення: 1_1H або p .

Протон — стабільна частинка. Проте, як показують теоретичні розрахунки, час життя його менший за 10^{32} років. Експериментально розпад протона не зафіксовано.

Існування антипротона було передбачено теорією Дірака, але експериментальне відкриття його стало можливим тільки через чверть століття після відповідного розвитку техніки прискорювачів заряджених частинок. Він був відкритий наприкінці 1955 р. групою фізиків: Е. Сегре, О. Чемберленом та іншими при бомбардуванні мідної мішені протонами, прискореними в бетатроні Каліфорнійського університету до енергії 6,3 БеВ.

Антипротон має масу, що дорівнює масі протона і, заряд, однаковий за величиною і за знаком з електроном. Спін антипротона дорівнює $\frac{1}{2} \frac{\hbar}{2\pi}$. Магнітний момент однаковий за величиною з магнітним моментом протона, але має від'ємний знак, тобто напрямлений протилежно спіну. Отже, $\mu_{\bar{p}} = -2,7927 \mu_n$. Антипротон позначається символом \bar{p} .

Протон і антипротон, подібно до електрона і позитрона, утворюють систему частинка — античастинка. Якщо в системі електрон—позитрон позитивно заряджена частинка після проходження через речовину швидко анігілює, то в парі частинок протон — антипротон стабільною є саме позитивна частинка — протон. Антипротон, хоч і стабільний у вакуумі, проте в речовині швидко анігілює з протоном, утворюючи π - і K -мезони, і рідше жорсткі γ -фотони. Отже, поряд з електронно-позитронним вакуумом повинен існувати протонно-антипротонний вакуум. Антипротон відносно протона є античастинкою. Протон є однією з найважливіших складових частинок складних ядер і сам становить ядро атома водню. Разом з електроном протон утворює нейтральний атом водню. Можна уявити собі обернену систему, тобто систему антипротон—позитрон, яка буде за всіма властивостями (оптичними, хімічними, магнітними та ін.) аналогічна атомам водню. Це буде антиатом водню.

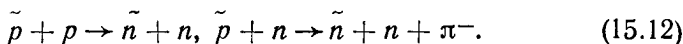
▶ Елементарна частинка нейтрон має масу майже однакову з масою протона, але не має електричного заряду. Внаслідок цього нейтрону

властива велика проникна здатність, оскільки він під час руху в речовині не втрачає енергію на іонізацію, випромінювання і т. д. Крім того, через відсутність кулонівського відштовхування нейтрони дуже легко проникають в атомні ядра і тому є дуже ефективними частинками, які збуджують ядерні реакції з усіма ядрами атомів. Маса нейтрона дорівнює 1838,6 електронним масам, електричний заряд дорівнює нулю. Спін нейтрона дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, а магнітний момент нейтрона $\mu_n = -1,9131 \mu_n$. Позначають нейтрон символом n : інколи 1_0n або 1_0n . Це вказує на те, що масове число його одиниця, а заряд дорівнює нулю. Нейтрон є нестабільною елементарною частинкою і після його звільнення з атомного ядра через деякий час розпадається. Період піврозпаду нейтрона 16,9 хв. Він розпадається за такою схемою:



де $\tilde{\nu}_e$ — електронне антинейтрино.

Античастинкою відносно нейтрона є антинейтрон. Це елементарна частинка з тією самою масою, як і нейтрон, з зарядом, що дорівнює нулю, і спіном $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнітний момент антинейтрона дорівнює за абсолютною величиною магнітному моменту нейтрона, проте протилежний йому за знаком. Антинейтрон позначають символом \bar{n} . Вперше антинейтрони виявили в 1956 р. американські фізики Б. Корк, Г. Ламбертсон, О. Піччоні, В. Вензель, які спостерігали антинейтрони, що виникли в результаті перезарядження антипротонів, при русі їх через речовину. Реакція перезарядження полягає в обміні зарядами між нуклоном і антинуклоном за такою схемою:



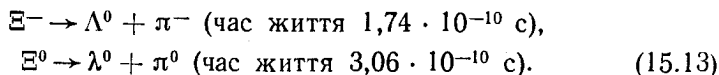
Вихід цих реакцій дуже невеликий, однак все ж вдається спостерігати виникнення антинейтронів. Відкриття антинейтронів поряд з відкриттям антипротонів є блискучим підтвердженням сучасної теорії елементарних частинок.

Дослідження космічного випромінювання методом фотоемульсій, а також камерами Вільсона спеціальних конструкцій привели до відкриття важких нестабільних частинок, які названо гіперонами. Маса гіперонів більша від маси нуклонів (протонів і нейтронів), але менша від маси дейтронів. Нуклони і гіперони належать до групи баріонів, тобто важких частинок. Їх позначають великими буквами грецького алфавіту. Існують нейтральні і заряджені гіперони, спін їх дорівнює $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$.

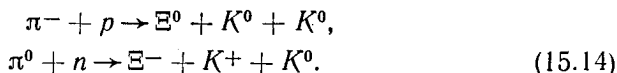
При деяких зіткненнях піона з нуклоном піон зникає, а замість нього народжувався новий мезон, який назвали K -мезоном, або као-

ном. Нуклон при цьому перетворювався в нову частинку. Ця нова частинка, як і нуклон, була баріоном. Час життя її був близько 10^{-10} с. Якщо вона розпадалась, то з'являвся піон і нуклон і все поверталось у вихідний стан, тільки з «додачею» K -мезона. Порівняно з ядерним часом тривалість життя 10^{-10} с досить велика, і нові баріони з цієї точки зору можна розглядати як стабільні.

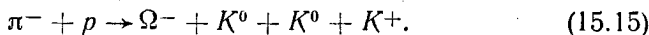
Гіперони народжуються при зіткненні піонів високої енергії з нуклонами. При цьому утворюються, зокрема, λ^0 — гіперони з масою $2182,75m_e$, два різних сигма-гіперони з майже однаковими масами (Σ^+ з масою $2327,6m_e$ і Σ^- з масою $2342,6m_e$), а також нейтральний сигма-гіперон (Σ^0). Час життя його 10^{-14} с або менший. Маса Σ^0 -гіперона близька до маси Σ^+ - і Σ^- -гіперонів і дорівнює $2333,4m_e$. Крім Σ^- - і Λ -гіперонів було виявлено й інші гіперони. Незвичними здались фізикам два ксі-гіперони Ξ^- і Ξ^0 , які розпадались так:



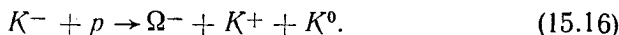
По-перше, незвичним було те, що ксі-гіперони не розпадались відразу на нуклони, а обов'язково спочатку перетворювались в лямбда-гіперон. По-друге, у ксі-гіперона Ξ^- не виявилось позитивно зарядженого антипода. Ксі-гіперони були схожі на пару нуклонів, а не на трійку сигма-гіперонів. Маси їх близькі $2584,7m_e$ у Ξ^- і $2572m_e$ у Ξ^0 . Незвичною була також поява ксі-гіперонів. Вони народжувались в супроводі двох каонів. Наприклад так:



Останній представник гіперонів, який привернув до себе увагу, це Ω^- (омега-мінус-гіперон), маса якого дорівнює $3278m_e$, час життя — $0,7 \cdot 10^{-10}$ с. Утворюється він також при зіткненні піона з нуклоном, але в супроводі трьох каонів:



Вперше Ω^- -гіперон виявлено на Брукхейвенському синхротроні в 1964 р. при здійсненні реакції:



При цьому було одержано 300 тисяч знімків і лише на восьми з них виявлено сліди Ω^- -гіперонів. На цих самих знімках було зафіксовано і розпад Ω^- -гіперонів. Ω^- -гіперон випромінює піон π^- і перетворюється в Ξ^0 -гіперон. Ксі-нуль-гіперон, у свою чергу, розпадається на λ^0 -гіперон і нейтральний піон. Нейтральний піон, як ми знаємо,

перетворюється на два фотони, кожний з яких народжує пару електрон—позитрон. Λ^0 -гіперон перетворюється в протон і негативний піон.

Отже, гіперони беруть свій початок від нуклонів. Нуклони є також кінцевими продуктами їхнього розпаду. Саме це дає змогу розглядати гіперони як збуджені нуклони. На користь такої думки свідчить і той факт, що гіперони здатні заміняти нуклони в атомних ядрах, внаслідок чого виникають нестабільні гіперядра.

§ 5. Резонанси

Формально резонанси відрізняються від інших частинок меншим часом життя. Кожний резонанс характеризується декількома способами розпаду. Чим більша ефективна маса резонансної частинки, тим більше в неї способів (каналів) розпаду. Звичайні елементарні частинки стабільні відносно сильної взаємодії і розпадаються внаслідок слабкої взаємодії або в результаті електромагнітної взаємодії, а деякі з них (фотон, електрон, нейтрино, вільний протон і їхні античастинки)

стабільні відносно всіх видів взаємодії. Резонанси виникають і розпадаються в результаті сильної взаємодії, тому їх відносять до адронів.

Загальноприйнятої термінології відносно резонансів ще немає. Для позначення резонансів використовують букви грецького (η , ω , ρ , Ξ), латинського (K , N , Y) та ін. алфавітів.

У 1960 р. було покладено початок новому періоду експериментальної фізики високих енергій відкриттям великої кількості резонансних

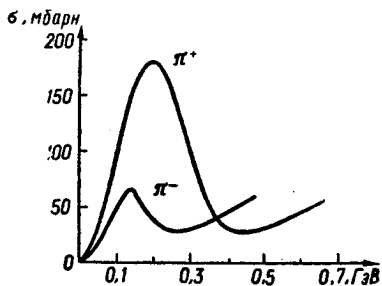


Рис. 15.1

частинок. Перша резонансна частинка масою 1237 MeV була виявлена в 1952 р. Е. Фермі в Чикагському університеті. Багато резонансів було передбачено теоретично на підставі допущення про існування вищих симетрій сильних взаємодій, а також при вивченні внутрішньої структури нуклонів. Проте справжній інтерес до резонансних станів виник лише після відкриття групою Альвареца мезонного резонансу з масою приблизно 0,8 GeV, чим було покладено початок новому етапу розвитку фізики елементарних частинок.

Графіки перерізу розсіяння π^+ - і π^- -мезонів на нуклонах в залежності від енергії розсіюваних піонів зображено на рис. 15.1. Істотною особливістю графіків — їхня немонотонність, наявність резонансних піків при певних значеннях енергії. Як видно з графіків, найбільший пік припадає на енергію піонів 0,18 GeV. Цей пік свідчить про наявність резонансних умов розсіяння, чому відповідає, як пізніше вия-

нилось, утворення на короткий час зв'язаного стану з піона і нуклона, тобто нетривалий час піон і нуклон летять «зліпнувшись» один з одним, а потім роз'єднуються і стають незалежними частинками. Як розглядати такі утворення: як деякий новий стан двох адронів (піона і нуклона), чи як нову частинку? Це питання досить актуальне, оскільки таких резонансних станів (резонансів) відкрито вже близько 100 і число їх продовжує збільшуватись.

Виявляється, що резонансам можна приписати такі самі квантові числа, як і звичайним метастабільним частинкам, а тому немає підстав проти визнання резонансів частинками. Якщо резонанси існують як частинки, то з графіка (рис. 15.1) неважко визначити їхній час життя. Ширина резонансного піка близько 0,1 ГеВ (на половині висоти), тобто визначаємо енергію резонансу з невизначеністю 0,1 ГеВ. Тоді із співвідношення невизначеностей $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ визначаємо час життя резонансної частинки $\sim 5 \times 10^{-23}$ с, тобто час життя лише в п'ять разів перевищує час, характерний для сильних взаємодій. Такий малий час життя поставив перед фізиками ряд принципових проблем, зокрема, встановлення самого існування резонансів: за час 10^{-23} с безпосередня реєстрація їх неможлива.

Резонанси реєструють посереднім шляхом, використовуючи закон збереження імпульсу, узагальнений на релятивістський випадок. Ідея реєстрації резонансів, як видно, проста. Конкретна ж її реалізація істотно ускладнюється, в першу чергу, через принцип тотожності частинок в квантовій теорії.

Спін резонансів визначають, додаючи спіни всіх зв'язаних в такому утворенні частинок. При цьому ще додають відносний орбітальний момент, який не менший за одиницю, тому спіни резонансів часто перевищують одиницю.

По аналогії з метастабільними частинками резонанси можна характеризувати ізотопічним спіном, який набуває для них значення $1/2$, $3/2$, $5/2$ і т. д.

Існує два великих класи резонансів: мезонні і баріонні (з нульовою і відмінною від нуля дивністю). Мезонні резонанси спостерігаються при $(\pi\pi)$ -, $(K\pi)$ -, (KK) -взаємодіях. Баріонні резонанси реєструються в реакціях (πN) -, (KN) -, (NN) -, а також при гіперон-піонних, гіперон-нуклонних і гіперон-гіперонних взаємодіях.

Велика кількість резонансних частинок, з одного боку, сприяє виявленню симетрії сильної взаємодії, з другого — ускладнює проблему елементарних частинок.

Питання про природу резонансних частинок до цього часу залишається відкритим. Проблема резонансних частинок — одна з найскладніших у фізиці, розв'язання якої належить майбутньому.

§ 6. Античастинки, антиречовина

Одне з найважливіших досягнень сучасної фізики — відкриття особливої симетрії природи, яка полягає в тому, що в кожній частинці речовини існує «двійник» — античастинка. Вона має ту саму масу і спін, але має протилежний знак електричного та інших характерних зарядів. На існування в природі такої симетрії вперше вказав у 1928 р. П. Дірак.

Першою відкритою античастинкою був позитрон (антиелектрон), виявлений у 1932 р. в складі космічного випромінювання. Через двадцять з лишком років в експериментах на прискорювачах високих енергій були відкриті антипротон і антинейтрон. Потім на прискорювачах вдалось спостерігати велику групу нестабільних частинок — антигіперонів. Зокрема, одна з таких частинок — анти-сигма-мінус-гіперон — була відкрита на синхрофазотроні в ОІЯД м. Дубни. Античастинки можуть народжуватися лише в парі зі своїм «двійником» — звичайною частинкою. Енергія, що витрачається на утворення пари частинки — античастинки, дорівнює $2m_0c^2$, де m_0 — маса спокою частинки. Наприклад, у випадку народження пари електрон — позитрон витрачається енергія 1,02 МеВ.

Всі ці античастинки відносяться до класу елементарних частинок. Із теоретичних уявлень випливає, що поряд з елементарними античастинками повинні існувати їхні складові системи — антиядра, складовими елементами яких є антипротони і антинейтрони. Більше того, атому кожного хімічного елемента таблиці Д. І. Менделєєва відповідають атоми антиелементів, що складаються з антиядер і антиелектронів (позитронів). Таким чином, поряд з будь-якою хімічною сполукою звичайної речовини можуть існувати аналогічні хімічні сполуки, побудовані з атомів антиречовини. Інакше кажучи, сучасна теорія допускає, що у Всесвіті можуть існувати ділянки з антиречовиною. Вони відрізняються від звичайної речовини лише тим, що замість електронної оболонки «звичайних» атомів в «антиатомах» оболонка складається з позитронів, а замість атомних ядер містяться відповідні антиядра.

Характерною особливістю взаємодії частинок з античастинками є те, що при зіткненні вони можуть анігілювати, точніше перетворюватись у випромінювання або в частинки меншої маси. Так, позитрон, зіткнувшись з електроном, може перетворитися в два або три γ -кванти (див. § 12 розд. 14), антипротон при зіткненні з протоном — в кілька мезонів, які потім або поглинаються речовиною, або розпадаються. Через реакцію анігіляції «антиречовина» не може стабільно існувати разом з речовиною. В такій «суміші» неперервно відбувалося б знищення частинок і античастинок до того моменту, пока один з її компонентів повністю не «вигорів» би. Оскільки при анігіляції виділяється значна енергія, суміш речовини і антиречовини становить «ідеальне» паливо максимально можливої калорійності. Воно приблизно в тисячу разів

калорійніше від палива на основі ядерного поділу. Внаслідок великого енерговиділення при анігіляції речовини і антиречовини гіпотеза існування «антисвітів» (тобто ділянок, що складаються з антиречовини) часто використовувалась астрофізиками для пояснення ряду незрозумілих потужних джерел випромінювання у Всесвіті.

Із введенням в експлуатацію потужних прискорювачів елементарних частинок на енергію в десятки мільярдів електронвольт істотно розширились можливості експериментального вивчення антиречовини. Справа в тому, що для народження античастинок при зіткненні частинок високої енергії необхідно, щоб енергія бомбардуючої частинки була досить великою. Наприклад, реальна можливість спостережень антипротонів з'явилась тоді, коли було споруджено прискорювачі протонів до енергій $6 \div 10$ ГеВ. На прискорювачі, розрахованому на енергії близько 30 ГеВ, було виявлено антидейтерій.

Перше антиядро-антидейтрон було одержано в 1965 р. американськими фізиками під керівництвом Л. Ледермана. Можливість же спостерігати антиядро наступного за воднем елемента таблиці Д. І. Менделєєва гелію — відкрилась, по суті, тільки з введенням в експлуатацію Серпухівського прискорювача протонів з максимальною енергією 76 ГеВ. Ядро антигелію складається з двох антипротонів і одного антинейтрона. Воно було зареєстроване групою фізиків під керівництвом Ю. Д. Прокошкіна.

Труднощі, які виникли перед експериментаторами, полягають в тому, що ядра антигелію необхідно було шукати серед великої кількості інших частинок, які утворюються при зіткненні частинок високих енергій. Їх виділяли з маси інших частинок одночасно за кількома ознаками: за електричним зарядом, швидкістю руху частинок, які визначались різними методами. Це дало змогу надійно зареєструвати ядра антигелію. За час вимірювання через експериментальну установку було пропущено більше $2 \cdot 10^{11}$ частинок, серед яких виявилось 5 ядер антигелію. Відкриття ядер антигелію має велике принципове значення, оскільки воно підтверджує теоретичну концепцію існування антиречовини. А це, в свою чергу, сприятиме глибокому розумінню процесів, які відбуваються у Всесвіті, а також його еволюції.

Якби були можливі величезні накопичення антиречовини, то процеси, які в них можуть відбуватися, не відрізнялись би від тих, які існують у звичайній речовині. Таке накопичення антиречовини, яке за своїми масштабами еквівалентне, наприклад галактиці, можна назвати антигалактикою.

Можна припустити існування поряд з галактиками антигалактик. При зіткненні антигалактик із звичайними космічними утвореннями повинні відбуватись грандіозні катастрофи у Всесвіті, які супроводжуються грандіозними вибухами з виділенням величезної кількості енергії. Можливо, що цими процесами можна пояснити спалахи нових зірок та інші космічні явища.

§ 7. Взаємоперетворення елементарних частинок — основа сучасної атомістики

На сучасному рівні пізнання мікросвіту підтверджується атомістична картина будови матерії, яку передбачали стародавні філософи. Однак нова атомістика елементарних частинок якісно відрізняється від атомістичних уявлень минулого. Елементарні частинки не є незмінними, найпростішими елементами: вони можуть перетворюватися одна в одну в процесі взаємодії, народжуватись або поглинатись різними компонентами взаємодіючих частинок.

Відкриттям антипротона наприкінці 1955 р. встановлено, що не існує будь-яких груп елементарних частинок, які не могли б перетворитись у інші елементарні частинки. Тепер взаємоперетворюваність елементарних частинок можна вважати експериментально встановленим фактом для найпростіших форм матерії. В загальній взаємоперетворюваності елементарних частинок виражена одна з найосновніших властивостей матерії — її здатність перетворюватись із однієї форми в іншу, якісно відмінну.

Всі важкі мезони перетворюються або в π -мезони, або в π -мезони і пари лептонів (μ -мезони, електрони, нейтрино), або в пари лептонів. В свою чергу, заряджені π -мезони перетворюються в μ -мезони і нейтрино, а μ -мезони далі перетворюються в стабільні електрони і нейтрино; нейтральні π -мезони перетворюються в пари γ -фотонів. Отже, всі без винятку мезони перетворюються в стабільні легкі частинки — позитрони, електрони, нейтрино і γ -фотони.

Дещо інакше перетворюються важкі частинки. Остаточо всі важкі частинки (важчі від протона) перетворюються в стабільні протони, позитрони, електрони, нейтрино і фотони. Електрон, маючи найменшу масу в спектрі мас елементарних частинок, займає найнижчий рівень у ньому, якщо цей спектр вважати подібним енергетичним рівням деякої квантовомеханічної системи. Цей рівень стабільний, оскільки переходи можуть відбуватись лише з більш високих рівнів на найнижчий у спектрі рівень. Розпад з цього рівня у фотони, електричний заряд яких дорівнює нулю, заборонено законом збереження електричного заряду. Це відразу приводить до стабільності електрона. Звичайно, перетворення пари електрон — позитрон у фотони відбувається за законом збереження електричного заряду і експериментально спостерігається. Протон у парі з антипротоном також перетворюється у фотони.

Отже, в результаті процесів розпаду і процесів народження всі елементарні частинки можуть перетворюватись у найлегші частинки — нейтрино і фотони. Теоретично також очевидно, що нейтрино і антинейтрино також можуть перетворюватись у фотони. При цьому допускається, виходячи з узагальнень дослідних даних, що всі відомі елементарні частинки мають відповідні античастинки і можуть спонтанно

перетворююватись у фотони або частинки, що розпадаються на фотони.

Закон взаємоперетворення елементарних частинок можна сформулювати так: будь-які елементарні частинки можна повністю перетворити у фотони або безпосередньо, або в сукупності з відповідними античастинками. Тут спостерігається також взаємоперетворення частинок і фотонів. При всіх взаємоперетвореннях частинок виконуються всі універсальні закони збереження: енергії (маси), імпульсу, спіну та зарядів (електричного, баріонного і лептонного). До неабсолютних законів збереження належать закони збереження дивності та парності. Вони зберігаються для сильних і електромагнітних взаємодій і порушуються у випадку слабких взаємодій. Закон збереження ізотопічного спіну справджується тільки для сильних взаємодій і порушується для електромагнітних і слабких.

Досвід показує, що взаємоперетворення елементарних частинок обумовлене законами збереження, які не допускають довільних реакцій. Проте завжди можна підібрати ланцюг реакцій, за допомогою яких можна здійснити перетворення одного виду частинок і античастинок в інші. Матерія в своїх найпростіших формах може перетворюватись із однієї форми в будь-яку іншу, якісно відмінну, але можливість перетворення окремих найпростіших форм обмежується законами збереження. Вони виражають незнищуваність різних атрибутів матерії.

Закони збереження, що мають місце в процесах взаємоперетворення найпростіших форм матерії, якісно відмінні між собою. Ряд законів виражає кількісне збереження різних форм руху (збереження імпульсу, енергії і моменту кількості руху). Друга група законів виражає збереження основних якісних відмінностей різних найпростіших форм матерії (збереження електричного, баріонного і лептонних зарядів). Нарешті, важливе значення при взаємоперетвореннях елементарних частинок має закон збереження загальної маси системи.

Наприклад, баріонний заряд замкненої системи частинок не може змінитись і загальне число важких частинок в цій сукупності не може зменшитись. Можуть лише утворитись пари частинок і античастинок, але це не змінює баріонного заряду і, отже, не приводить до зменшення числа важких частинок. Збереження баріонного заряду забезпечує стабільність речовини, тобто неможливість перетворення нуклонів, що входять до складу ядра, в легкі частинки і фотони. Отже, закон збереження баріонного заряду виражає збереження глибокої якісної відмінності групи важких частинок від усіх останніх. Якщо, наприклад, баріонний заряд в системі дорівнює нулю, то частинки з відмінним від нуля баріонним зарядом, тобто важкі частинки, можуть виникати лише парами полярно протилежних частинок з позитивним і негативним баріонним зарядом.

Існування лептонів обумовлює закон збереження лептонних зарядів. Як і баріони, лептони є ферміонами, тобто мають півцілий спін.

Проте вони не можуть перетворюватись у баріони у зв'язку з дією закону збереження баріонного заряду.

Збереження електричного заряду виражає збереження особливої властивості у частинок створююаги електричне поле. Цю властивість можуть мати частинки всіх груп, крім нульової (фотона). Отже, законій збереження зарядів елементарних частинок виражають збереження основних якісних відмінностей елементарних частинок. Ці якісні відмінності можуть виникати лише у взаємних протилежностях, тобто позитивних і негативних зарядів, частинок і античастинок тощо. Причому протилежності абсолютно тождісні за всіма властивостями, крім знака зарядів у цьому випадку. Винятком може бути лише дивність, яка в деяких малоімовірних процесах може зникати або виникати не в парі з зарядом протилежного знака. Проте дивність не є універсальною характеристикою, як електричний чи баріонний заряди.

Розглянемо закони збереження форм руху. Наявність у сукупності частинок загальної кількості руху, або імпульсу, завжди свідчить про поступальний рух цієї сукупності як цілого. Тому збереження загального імпульсу системи виражає збереження поступальної форми руху матерії. Це справедливо не лише для сукупності елементарних частинок, а й для будь-яких полів. Збереження імпульсу можна розглядати також як наслідок інваріантності (незмінності) законів природи відносно просторових переміщень.

Наявність загального моменту кількості руху, в тому числі і в електромагнітного поля, завжди свідчить (інколи в прихованому вигляді) про обертальний рух. Закон збереження загального моменту кількості руху системи виражає збереження обертальної форми руху матерії. Цей закон можна розглядати як наслідок інваріантності законів природи відносно просторових поворотів.

Нарешті, закон збереження загальної енергії системи виражає незнищуваність руху в усіх його формах, включаючи зовнішні, приховані форми руху. Відносний рух частин ізольованої системи в процесі взаємоперетворень найпростіших форм матерії може зменшуватися і взагалі зникати. Однак закон збереження енергії не допускає безповоротної втрати руху, а тому важливі зворотні процеси, в яких втрачений рух відновиться. Якщо рух якоїсь найпростішої форми матерії зник разом з цією формою в результаті взаємоперетворення, то за законом збереження енергії він виникне при зворотному перетворенні. Зворотні перетворення завжди можливі внаслідок оборотності всіх законів руху найпростіших форм матерії. У збереженні енергії найпростіших форм виражається неможливість будь-яких перетворень однієї форми матерії в іншу без зміни руху і неможливість виникнення нових форм руху, без якісних перетворень матерії з однієї форми в іншу. Справді, утворення нових елементарних частинок завжди пов'язане з втратою кінетичної енергії відносного руху частинок (енергія поступального руху системи як цілого при цьому не зміниться). І навпаки,

в процесах зникнення або народження частинок кінетична енергія відносного руху збільшиться. При цьому виникнуть або зникнуть нові рухомі частинки (поля), тобто нові форми руху матерії.

Щодо закону збереження загальної маси системи, то його можна розглядати як формальний наслідок закону збереження загального імпульсу $\left(P = \sum_{i=1}^N P_i\right)$ і загальної енергії $\left(E = \sum_{i=1}^N E_i\right)$ системи. Слід відзначити, що тлумачення законів збереження матерії і руху в мікросвіті не суперечить конкретній формі цих законів, відкритих М. В. Ломоносовим, Р. Майером, Г. Гельмгольцем та іншими природодослідниками внаслідок узагальнення основних законів дорелятивістської фізики. Вони не суперечать також і загальній філософській інтерпретації цих законів, даній Ф. Енгельсом.

Отже, зроблені за останню чверть століття фундаментальні відкриття у фізиці елементарних частинок експериментально обґрунтовують загальний закон взаємоперетворюваності всіх найпростіших форм матерії. Цей закон є основою принципово нової атомістики — атомістики елементарних частинок і стверджує одне з основних положень діалектичного матеріалізму про єдність матеріального світу. Закон взаємоперетворюваності найпростіших форм матерії по-новому розкриває взаємозв'язок матерії і руху, а також зміст законів збереження найпростіших форм матерії. Його можна розглядати як загальний закон збереження і перетворення матерії, який можна сформулювати так: *матерія при будь-яких перетвореннях не зникає і не виникає, вона лише перетворюється з однієї форми в іншу*. Будь-яка найпростіша форма матерії у відповідних умовах може бути перетворена повністю в будь-яку іншу найпростішу форму.

§ 8. Деякі проблеми розвитку фізики елементарних частинок

На першому етапі прагнення якимсь чином обмежити число елементарних складових матерії привело до обговорення теоретичних схем, в яких фундаментальними частинками вважались лише частина відомих адронів, а останні розглядались як зв'язані стани, що складаються з фундаментальних адронів. Але потім виявилось, що ці схеми не спроможні описати властивості всіх відомих частинок. Зі збільшенням числа відкритих адронів труднощі, з якими зіткнулись подібні схеми, ускладнювались і ставало все більш очевидним, що адрони не можуть виступати в ролі елементарних утворень, що елементарні частинки, якщо вони існують, повинні бути об'єктами якоїсь іншої природи.

▲ Адрони з цілочисловим спіном називають *мезонними*, оскільки перші виявлені мезони (π , K) мали масу, проміжну між масою електрона і протона. Адрони з півцілим спіном внаслідок значної маси дістали

назву *баріонних адронів*. До них відносяться нуклони, гіперони і ряд інших частинок.

Знання характеристик адронів дає змогу надійно здійснити їхню класифікацію, тобто виділити групи з однаковими або близькими властивостями. Частину таких досить широких груп ми згадували. Виявляється, що можна виділити й інші групи адронів, близьких одна до одної за деякими ознаками.

Найпростішим прикладом таких груп адронів є так звані ізотопічні мультиплети. Ілюстрацією можуть бути такі групи: $p, n; \pi^+, \pi^0, \pi^-; K^+, K^0; \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$. Існування подібних груп адронів було приписане наявності у частинок, що входять до них, особливої характеристики — ізотопічного спіну I , формально подібного звичайному спіну. Як і звичайний спін, I -спін може мати різні проєкції I_z на виділену вісь (I_z — адитивне квантове число). Кожна група (мультиплет) включає в себе в загальному випадку $2I + 1$ частинки. Наприклад, для груп із p і n $I = 1/2$, а для груп мезонів π^+, π^0, π^- $I = 1$ і т. д.

Сучасні дослідження спрямовані на пошуки фундаментальних частинок, з яких можна створити всі сильно взаємодіючі частинки, тобто адрони. До цих фундаментальних частинок виставляють такі вимоги: вони повинні бути баріонами і антибаріонами — частинками з відповідно позитивним і негативним баріонним зарядом. Комбінація їх сприятиме утворенню баріонного заряду будь-якого адрона. Баріонний заряд мезонів дорівнює нулю, тому їх одержують комбінацією баріона з антибаріоном. Фундаментальні частинки повинні мати мінімальне півціле значення звичайного спіну, щоб із них можна було побудувати частинки з будь-якими цілими і півцілими спінами. Серед них обов'язково повинен бути баріон з дивністю, яка дорівнює одиниці, для контролювання дивних частинок. Необхідно також, щоб маса фундаментальних частинок не дуже відрізнялась, що може бути свідченням про однакові величини існуючої між ними сильної взаємодії. Ще одна вимога пов'язана з ізотопічним спіном фундаментальних частинок. Щоб можна було одержати будь-які ізотопічні мультиплети, в нашому розпорядженні повинен бути хоча б ізотопічний синглет і ізотопічний дублет.

С. Саката, керуючись цими вимогами, за фундаментальні частинки приймає трійку баріонів: протон, нейтрон і λ -гіперон та їхні античастинки: $p, n, \lambda, \bar{p}, \bar{n}, \bar{\lambda}$. Схема Сакати задовільно описує мезонні адрони, але виявляється непридатною для баріонних адронів. Для усунення недоліків схеми Сакати було застосовано октетний формалізм М. Гелл-Манна і Ю. Неймана. Автори октетного формалізму запропонували розширити схему Сакати, вибравши в ролі фундаментальних частинок вісім баріонів замість трьох.

Нову схему виявилось можливим поширити на баріонні адрони. На основі запропонованої схеми Гелл-Ман передбачив існування неві-

домого в той час Ω^- -гіперона. При цьому за допомогою октетної схеми визначили не лише всі квантові числа передбаченого гіперона, а й масу спокою його. Передбачене значення маси збіглося з експериментальним значенням, коли Ω^- -гіперон було відкрито в Брукхейвені в двохметровій водневій бульбашковій камері, опроміненій K -мезонами.

Проте виявилось, що не всі факти можна пояснити на основі схеми октетної симетрії. Для подолання труднощів октетного формалізму М. Гелл-Манн і Дж. Цвейг в 1964 р. запропонували кваркову модель, згідно з якою всі елементарні частинки побудовані з трьох кварків. Незвичним в цій моделі було те, що кваркам приписувалися дробові квантові числа (електричний і баріонний заряди). Зокрема, електричний заряд повинен бути в них кратним одній третій елементарного електричного заряду.

В першій формі цієї моделі було запропоновано три типи кварків, позначених літерами u , d , s , які походять від англійських слів up (вгору), down (вниз), strange (дивний). Носієм дивності був кварк s , тому до складу всіх дивних частинок входив щонайменше один s -кварк, або s -антикварк. У кварковій моделі розподіл мас між адронами відображає розподіл мас між кварками. Якраз тому, що s -кварк значно масивніший від інших кварків, маса дивних адронів значно більша від маси недивних адронів.

Пізніше систему кварків розширили, було додатково введено кварки: «зачарований» (c), «привабливий» (b) і «правдивий» (t). Властивості, які приписуються кваркам, наведено в табл. 15.3. Підставою збільшення кількості кварків було те, що зв'язані стани з трьох кварків типу uuu (Δ^{++}), ddd (Δ^-), sss (Ω^-) суперечать принципу Паулі. Із табл. 15.3 видно, що всі квантові числа кварків в цих утвореннях однакові. Оскільки кварки мають півцілі спіни і, отже, повинні описуватись статистикою Фермі, то в одній системі не може бути не лише трьох, але навіть двох кварків з однаковим набором квантових чисел.

Згідно з кварковою моделлю всі адрони являються складними структурами, утвореними з найпростіших складових — кварків. Так, баріони складаються з трьох кварків, мезони — з кварка і антикварка. В табл. 15.4 наведено деякі з цих структурних утворень.

Виходячи з ряду міркувань, зокрема для усунення суперечності з принципом Паулі, було введено поняття «колір» кварка. Виникла думка, що кожний кварк може існувати в трьох «забарвлених» формах: червоній, зеленій, синій (зазначимо, що суміш цих кольорів дає «нульовий» білий колір). Тоді можна стверджувати, що s -кварки, що утворюють, наприклад Ω^- -гіперон, мають різне забарвлення, тому принцип Паулі не порушується.

Поеднання «кольорів» кварків у випадку адронів повинно бути таким, щоб в цілому «колір» адрона був нульовим (тобто адрон повинен бути «безбарвним»). Так, до складу протона входять кварки u

Таблиця 15.3

Тип («аромат») кварка	Електричний заряд q	Баріонний заряд B	Спін s	«Дивність» S	«Зачарованість» C	«Колір»
u	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	0	Червоний Зелений Синій
d	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	0	»
s	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	-1	0	»
c	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	$+1$	»
b	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	0	»
t	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	0	»
\bar{u}	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$	0	0	Античервоний Антизелений Антисиній
\bar{d}	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$	0	0	»
\bar{s}	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$	$+1$	0	»
\bar{c}	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$	0	-1	»
\bar{b}	$+1/3$	$-1/3$	$1/2$	0	0	»
\bar{t}	$-2/3$	$-1/3$	$1/2$	0	0	»

Таблиця 15.4

Частинки	Склад	Електричний заряд q	Баріонний заряд B	Дивність S	Взаємна орієнтація ізотопічних спінів кварків	Спін частинки s	Взаємна орієнтація ізотопічних спінів кварків	Ізотопічний спін частинки J
π^+	$u\bar{d}$	$+1$	0	0	$\uparrow\downarrow$	0	$\uparrow\uparrow$	1
π^-	$\bar{u}d$	-1	0	0	$\uparrow\downarrow$	0	$\uparrow\uparrow$	1
K^+	$u\bar{s}$	$+1$	0	$+1$	$\uparrow\downarrow$	0	\uparrow	$1/2$
p	uud	$+1$	$+1$	0	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$1/2$	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$1/2$
n	udd	0	$+1$	0	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$1/2$	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$1/2$
Σ^+	uus	$+1$	$+1$	-1	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$1/2$	$\uparrow\uparrow$	1
λ	uds	0	$+1$	-1	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$1/2$	$\uparrow\downarrow$	0
Δ^{++}	uuu	$+2$	$+1$	0	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$
Δ^-	ddd	-1	$+1$	0	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$
Ω^-	sss	-1	$+1$	-3	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$3/2$		0

(червоний), u (зелений) і d (синій). В результаті дістають нульовий (білий) «колір».

Антикварки вважаються забарвленими в додаткові «кольори» (антикольори), що дають разом з «кольором» нульовий «колір». Тому мезони, які складаються з кварка і антикварка, також мають нульовий «колір».

У 1974 р. було відкрито практично одночасно в двох лабораторіях США (в Стенфорді — Б. Ріхтером, в Брукхейвені — С. Тінгом) частинку з великою масою, яка дорівнювала 3,10 ГеВ (більше трьох мас нуклона). В одній з лабораторій новій частинці дали позначення J , в другій — Ψ , у зв'язку з чим цю частинку називають J/Ψ -частинкою

Таблиця 11.5

Частинка	Маса, ГеВ	Склад	Електричний заряд q	Баріонний заряд B	«Зачарованість» C
D^0 -мезон	1,663	$c\bar{u}$	0	0	+1
D^+ -мезон	1,863	$c\bar{d}$	+1	0	+1
F^+ -мезон	2,04	$c\bar{s}$	+1	0	+1
Λ_c -баріон	2,27	cdu	+1	+1	+1

(джей-пси-частинкою). Після цього було виявлено інші Ψ -частинки з масами 3,69; 3,77 і 4,04 ГеВ, а також групу χ -частинок з масами 3,45; 3,51 і 3,55 ГеВ.

Відкриття Ψ - і χ -частинок було підтвердженням запропонованої раніше моделі частинок із чотирьох кварків. Крім u -, d -, s -кварків у цій моделі введено четвертий «чарівний» кварк c (від англ. charming — чарівний). Він відрізняється від інших кварків тим, що квантове число C , яке дістало назву «зачарованість» (його називають також «шарм» або «чарм»), в нього дорівнює одиниці, тоді як для інших кварків воно дорівнює нулю (див. табл. 15.3). До складу «незачарованих» частинок (мезонів і баріонів) c -кварк не входить.

Частинки груп Ψ і χ являють собою різні рівні (стани) систем $\bar{c}c$ («зачаровані» кварк — антикварк). За аналогією з системою електрон — позитрон, яка називається позитронієм, система дістала назву *чармоній*.

Оскільки «зачарованість» кварка c і його антикварка \bar{c} дорівнює відповідно +1 і -1, квантове число C системи $\bar{c}c$ дорівнює нулю. Стверджують, що для Ψ - і χ -частинок властива захована «зачарованість». У 1976 р. було відкрито теоретично передбачені частинки з «важною зачарованістю». Їхні властивості наведено в табл. 15.5.

Щоб пояснити властивості відкритої в 1976 р. ψ -частинки (іпсилон-частинки), ввели п'ятий кварк, який позначили b (bottom — нижній

або beauty — привабливий) (див. табл. 15.3). Частинки v (9,46 ГеВ), v' (10,02 ГеВ), v'' (10,40 ГеВ), v''' (10,55 ГеВ) являють собою різні різні bb . Теоретики передбачили існування шостого кварка, який позначають літерою t (top — верхній або truthful — правдивий). Поки що немає експериментальних даних, для тлумачення яких потрібний був би цей кварк. Проте вчені впевнені, що відповідні частинки будуть відкриті.

Різні типи кварків називають «ароматами», крім того, кварки мають додаткову ознаку, що називається «кольором» (і аромат, і колір являються просто умовними позначеннями, які не мають нічого спільного зі смаковими, зоровими чи іншими відчуттями). Кожний «аромат» кварка існує в трьох «кольорах»: червоному, зеленому, синьому. Кольорова ознака створює основну відмінність між лептонами і кварками. Шість «ароматів» кварків відповідають шести різновидностям лептонів, але аналога кваркового «кольору» в лептонів немає. Ця відмінність наглядно проявляється на експерименті. Сильна взаємодія має місце між «кольорами» i , оскільки лептони не мають «кольору», вони не чутливі до сильної взаємодії.

В основному «колір» кварка (подібно електричному заряду) передає відмінність у властивості, яка визначає притягання і відштовхування кварків. За аналогією з квантами полів різних взаємодій (фотонами в електромагнітній взаємодії, π -мезонами в сильній взаємодії і т. д.) було введено частинки-переносники взаємодії між кварками. Ці частинки назвали глюонами (від англ. glue — клей). Вони переносять «колір» від одного кварка до іншого, в результаті чого кварки утримуються разом.

Ще одна характерна ознака кварків — це їхній електричний заряд. Кварки d , s , b мають заряд — $1/3$, тоді як заряд кварків u , c , t дорівнює $+2/3$. Антикварки \bar{d} , \bar{s} , \bar{b} і т. д. мають протилежні за знаком електричні заряди, отже, електричний заряд антикварка \bar{d} дорівнює $+1/3$, антикварка \bar{u} дорівнює $-2/3$ і т. д. Антикварки характеризуються також протилежними кольорами: античервоним, антизеленим і антисинім. При утворенні адронів кварки можуть комбінуватися двома шляхами. Або об'єднуються три кварки при одному кварку кожного «кольору», або кварк певного «кольору» приєднує до себе антикварк з відповідним «антикварком». Ці комбінації називаються «безкольоровими» і, як виявилось, крім цього, мають ще одну важливу особливість. У всіх можливих комбінаціях дробові електричні заряди кварків складаються так, що дають цілочисловий сумарний заряд; ніякі інші комбінації (крім утворених шляхом складання уже дозволених комбінацій) не мають такої властивості. Кварковий склад протона uud , що дає повний електричний заряд $2/3 + 2/3 - 1/3$ або $+1$. Нейтрон складається з кварків udd з зарядом $2/3 - 1/3 - 1/3$, що в резуль-

таті дає нуль. Позитивний піон містить кварк u і антикварк \bar{d} , заряди їх $+2/3$ і $+1/3$ дають в сумі $+1$.

Прийнято лептони і кварки розбивати на три покоління. Кожне покоління складається із зарядженого лептона, відповідного йому нейтрино і двох кварків, один з яких має заряд $-1/3$, а другий $+2/3$. Перше покоління складається з електрона, електронного нейтрино, кварка d і кварка u . Оскільки кварки існують в трьох «кольорах», це покоління містить 8 частинок, представники інших поколінь спостерігаються практично тільки в лабораторних експериментах з прискореними частинками.

В єдиній теорії ці три покоління описуються незалежно, але аналогічним чином.

На рис. 15.2 зображено три покоління лептонів і кварків: заряди в лептонів цілі, у кварків — дробові. Лептони існують у вільному вигляді, а кварки є лише складовими більш складних частинок — адронів. Всі лептони і кварки підрозділяються на три покоління: в звичайній речовині знаходяться частинки лише з першого покоління.

Кількість «фундаментальних» сутностей розмножилась так, що це спонукало допустити складну структуру кварків і лептонів, тобто, що вони, в свою чергу, складаються із субкварків. Гіпотеза субкварків обговорюється багатьма вченими, хоча нікому ще не вдалося обійти всі труднощі, які зустрічаються на цьому шляху, очевидно, тому, що вони мають принциповий характер.

Нині «внутрішність» частинок вивчена до розмірів порядку 10^{-18} м, але субкварків не виявлено. Досить вірогідно, що фундаментальні фізичні закони, відомі нині, перестають діяти на відстанях, менших ніж 10^{-18} м, а відкриття субкварків, якщо воно відбудеться, приведе до ломки основних уявлень про закони природи.

У цьому параграфі ми торкнулись деяких проблем фізики елементарних частинок, яка вивчає властивості речовини. Важко передбачити хід розвитку цього розділу фізики. Проте експериментальні результати в області фізики елементарних частинок являються надійною основою її подальшого розвитку в майбутньому.

Покоління	Лептони	Кварки					
Третє	ν_τ 0	t	$+2/3$	b	$+2/3$	s	$+2/3$
	τ^- -1	b	$-1/3$	t	$-1/3$	s	$-1/3$
Друге	ν_μ 0	c	$+2/3$	s	$+2/3$	b	$+2/3$
	μ^- -1	s	$-1/3$	c	$-1/3$	b	$-1/3$
Перше	ν_e 0	u	$+2/3$	d	$+2/3$	s	$+2/3$
	e^- -1	d	$-1/3$	u	$-1/3$	s	$-1/3$



червоний



зелений



синій

Рис. 15.2

§ 9. Порушення принципу дзеркальної симетрії. Незберігання комбінованої парності

Добре відомо, яке велике значення має поняття про симетрію простору в неперервних просторово-часових перетвореннях. Вимога однорідності простору приводить до збереження імпульсу, тоді як ізотропність простору впливає збереження моменту і імпульсу. Однорідність часу проявляється в законі збереження енергії.

Розглянемо інші симетрії природи, пов'язані з можливістю заміни правого на ліве, частинки на античастинку і повернення плинності часу. Кожну із вказаних трьох симетрій можна вважати точною відносно сильної і електромагнітної взаємодії частинок, але вони порушуються для слабкої взаємодії.

Ще в далекому минулому вважали, що природа абсолютно симетрична, що фізичні процеси не змінюються від того, якщо замінити праве на ліве, частинку на античастинку або навіть звичайний плин часу на зворотний. У 1956 р. вперше було висловлено припущення, а згодом підтверджене експериментально, що дзеркально відображений світ за фізичними властивостями відмінний від реального.

Спроби пояснити деякі загадкові факти в розпадах каонів на два і три піони привели до істинно революційного допущення про те, що природа здатна відрізнити праве від лівого в процесах слабкої взаємодії. Це можливо лише у випадку відсутності так званої дзеркальної симетрії. Дійсно, дзеркальній симетрії відповідає дзеркальне відображення. Симетрія в даному випадку означає ідентичність лівого і правого. Математично дзеркальне відображення оформляється у вигляді заміни знака в одній з координат ($x \rightarrow -x$), якщо дзеркало збігається з площиною yz . Більш загальне математичне перетворення, основане на заміні знаків в усіх координат ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$), складається із дзеркального відображення з подальшим поворотом на 180° навколо осі, перпендикулярної до площини дзеркала. Таке перетворення називається *інверсією координат*.

Дзеркальна симетрія пов'язана з поняттям просторової парності (скорочено P -парності, від англ. parity — парність).

У квантовій механіці стани об'єктів (мікрочастинок або систем об'єктів) характеризуються хвильовими функціями, а багато фізичних характеристик систем квантуються, тобто визначаються квантовими числами. Просторова парність являється квантовим числом, яке набуває всього двох значень: $+1$ і -1 ; P -парність дорівнює $+1$, якщо хвильова функція квантової системи не змінює знак при інверсії координат, і дорівнює -1 , якщо хвильова функція змінює знак. Закон збереження просторової парності полягає в тому, що квантовомеханічна система може знаходитися лише в станах з певною P -парністю: або $P = +1$ (парний стан), або $P = -1$ (непарний стан). Парність стану не змінюється з часом. Збереження P -парності відображає

симетрію фізичних явищ відносно інверсії координат. Вперше закон збереження P -парності у 1924 р. сформулював німецький фізик О. Лапорт стосовно процесів випромінювання світла атома. О. Лапорт встановив, що енергетичні рівні атома розбиваються на два класи: парні і непарні і що випромінювання або поглинання фотона супроводжується переходом з рівня з певною парністю на рівень з протилежною парністю. При цьому фотон наділяється від'ємною парністю $P = -1$. Таким чином, P -парність складної системи дорівнює добутку P -парностей складових частин.

Довгий час закон збереження P -парності вважався справедливим при всіх фізичних процесах, тобто для будь-якої взаємодії. Проте 1956 р. став роком краху принципу дзеркальної симетрії в мікросвіті, вірніше, роком краху універсальності цього принципу. Американські фізики Т. Лі і Ч. Янг пояснили дивну поведінку K^0 -мезона, який може розпадатись як на два, так і на три піони. Вони допустили, що в цьому випадку має місце порушення P -парності. На їхню думку, порушення P -парності повинно супроводжувати не лише розпад K^0 -мезонів, а й усі інші процеси, обумовлені слабкою взаємодією. Для перевірки цієї гіпотези вони запропонували експеримент, здійснений в Колумбійському університеті у 1957 р. групою фізиків під керівництвом Ц. Ву. Вони досліджували β^- -розпад нукліду ${}^{60}_{27}\text{Co}$. Для того щоб не порушувалась орієнтація ядер кобальту тепловим рухом атомів, його охолоджували рідким гелієм до температури 0,06 К. Так, «заморожений» зразок поміщався в магнітне поле, а над і під ним встановлювалась система лічильників. При цьому виявилось, що при відносно малому часі спостереження (до 30 хв) існує асиметрія в вильоті електронів: β^- -частинки, випромінені орієнтованими ядрами кобальту, вилітають переважно проти напрямку магнітного поля. Повторивши дослід при протилежному напрямі поля, напрям переважного вильоту електронів також змінювався на зворотний. Виявлене в досліді Ц. Ву переважне випромінювання β^- -частинок в одному напрямі свідчить про порушення дзеркальної симетрії.

Експериментально було переконливо показано, що гіпотеза Т. Лі і Ч. Янга справедлива. Отже, в усіх процесах, обумовлених слабкою взаємодією, P -парність не зберігається*.

Розвиваючи ідеї Т. Лі і Ч. Янга, американські фізики Р. Фейнман і М. Гелл-Манн у 1958 р. висловили гіпотезу про універсальність слабкої взаємодії. Вони звернули увагу на те, що розпади різноманітних елементарних частинок і β -розпад ядер характеризуються одними і тими самими закономірностями. В усіх цих процесах не зберігається просторова парність. Р. Фейнман і М. Гелл-Манн виділили те спільне,

* За фундаментальні роботи з проблем симетрії, які привели до важливих відкриттів у фізиці елементарних частинок, Т. Лі і Ч. Янгу в 1957 р. було присуджено Нобелівську премію.

що властиве всім частинкам, які беруть участь у слабкій взаємодії. Ним виявився спін частинок.

Багато висновків із гіпотези про універсальність слабкої взаємодії було підтверджено експериментально на початку 60-х років. Залишалось експериментально виявити слабку взаємодію ядерних частинок. Враховуючи малість константи слабкої взаємодії в порівнянні з константою сильної взаємодії (відмінність в 10^{14} разів), необхідно було виявити дію слабкої взаємодії нуклонів на фоні істотно більш інтенсивної сильної взаємодії. Це вдалося зробити внаслідок властивості слабкої взаємодії не зберігати просторову парність. Слабка взаємодія, яку раніше пов'язували з повільними розпадами елементарних частинок і з процесами, які відбуваються з участю нейтрино, має місце також і між ядерними частинками — протонами і нейтронами.

Таким чином, вивчаючи слабку взаємодію елементарних частинок, фізики змушені були відмовитися спочатку від універсальності принципу дзеркальної симетрії в природі, виключивши із сфери його застосування слабку взаємодію елементарних частинок. А потім встановили універсальність слабкої взаємодії, доказавши, що вона властива великій кількості елементарних частинок і, в тому числі, протонам і нейтронам.

Після відкриття порушення принципу дзеркальної симетрії Т. Лі і Ч. Янгом було сформульовано принцип так званої зарядово-дзеркальної симетрії. Велике значення в формуванні понять, пов'язаних з новим принципом, мають наукові праці Л. Д. Ландау.

Отже, поряд з поняттям *P*-парності було введено поняття зарядової парності, яке позначається буквою *C* (від англ. charge — заряд) і яке характеризує властивості симетрії мікрооб'єктів щодо заміни знака всіх зарядів, тобто до зарядового спряження.

Новий принцип зарядово-дзеркальної симетрії полягає в тому, що якщо поряд з інверсією координат (дзеркальним відображенням) здійснити одночасно зарядове спряження (замінити частинки на античастинки), то перетворений процес (або мікрооб'єкт) повністю еквівалентний реально існуючому. Отже, два перетворення, разом взяті — інверсія координат і заміна знаків зарядів — не змінюють властивостей мікрооб'єктів. В цьому разі кажуть, що зберігається *CP*-парність. Кожна з парностей окремо може не зберігатися, а їхній добуток зберігається. Л. Д. Ландау назвав цю комбінацію «комбінованою парністю».

Нова симетрія набула загального визнання, тим більше, що експерименти підтвердили її справедливність. Так продовжувалось доти, поки у 1964 р. Д. Кронін і В. Фітч в США експериментально виявили незбереження *CP*-парності в одному з розпадів нейтральних K^0 -мезонів*. Слід відзначити, що *K*-мезонам дуже «повезло» у виявленні по-

* За відкриття порушення *CP*-парності у 1980 р. Дж. Кроніну і В. Фітч було присуджено Нобелівську премію.

рушення принципів симетрії. Дійсно, виходячи з аналізу розпадів K^0 -мезонів, Т. Лі і Ч. Янг сформулювали свою гіпотезу про незбереження P -парності в слабкій взаємодії.

Властивість симетрії, що відповідає операції зміни плинину часу, тобто заміні знака часу ($t \rightarrow -t$), називається інваріантністю відносно зміни плинину часу або коротко T -інваріантністю.

Тривалий час фізики були впевнені в симетрії мікропроцесів відносно зміни плинину часу, тобто що T -інваріантність має місце в усіх процесах мікросвіту. Це означає, якщо можливий який-небудь процес, то можливий і зворотний процес, що одержується із вихідного шляхом зміни плинину часу.

Тепер введемо комбінацію всіх трьох операцій: C (зарядового спряження), P (інверсії координат) і T (зміни плинину часу). Таку операцію позначимо добутком всіх трьох перетворень CPT . У квантовій теорії поля доводиться, що в будь-яких взаємодіях має місце симетрія відносно операції CPT . Це так звана CPT -теорема.

Досвід показує, що сильна взаємодія з великою точністю окремо C -, P - і T -інваріантна. Електромагнітна взаємодія P -інваріантна, але можливе помітне порушення C - і T -інваріантності. Нарешті, слабка взаємодія повністю порушує C -, P - і, можливо, T -інваріантність.

§ 10. Підстави створення і основні положення єдиної теорії слабкої і електромагнітної взаємодії

Деякі ядра, розпадаючись, випромінюють нейтрино, але тільки не поодиночі, а обов'язково в парі з зарядженою частинкою — електроном або позитроном. Після відкриття нових частинок, наприклад мезонів, виявилось, що вони при розпаді також можуть випромінювати нейтрино, але неодмінно разом з зарядженою частинкою. Все це вказує на те, що нейтрино завжди з'являється в парі з зарядженою частинкою. Це явище називають існуванням «зарядженого нейтринного струму».

Довгий час нікому не вдавалось відкрити нейтральний нейтринний струм, тобто виявити процес, в якому є нейтрино, але немає супроводжуючих його заряджених частинок, хоча жодний фундаментальний закон природи не забороняє існування таких струмів. Проте за допомогою кількох складних експериментів, виконаних незалежно різними групами дослідників в Швейцарії, США, були відкриті нейтральні нейтринні струми. Це відкриття змело одну з перепон на шляху до єдиної теорії суб'ядерних взаємодій. Експерименти підтвердили висновки з теорії про взаємодію нейтрино з нуклонами, нейтрино з електронами, а також про електрон-нуклонні реакції з нейтральними струмами. При здійсненні експериментів було виявлено кілька незвичних, за попередніми уявленнями, мюонних пар. Було зроблено припущення, що причиною виникнення їх є «зачаровані» частинки, невідомий тоді

експериментаторам клас частинок. Зачаровані частинки характерні для всіх єдиних моделей слабкої, електромагнітної і сильної взаємодій. У зв'язку з цим особливий інтерес становлять джей-пси-частинка, група χ -частинок та ін. (див. § 8 розд. 15).

За своїм квантовим числом джей-пси-частинка повторює фотон, але на відміну від нього має не нульову, а досить велику масу, яка дорівнює 3,1 ГеВ. Маса інших частинок приблизно в 30 разів більша від маси проміжних бозонів. Адрони легко перетворюються один в одного, а масивний адрон, народившись, неодмінно розпадається приблизно за 10^{-23} с на менш масивні частинки. Джей-пси-частинки живуть більше 10^{-20} с.

Таким чином, джей-пси-частинки не є справжніми «зачарованими» адронами (вони були виявлені пізніше), а являють собою частинки з захованим чармом. Це означає, що джей-пси-частинка складається з кварка s і антикварка \bar{s} , який немовби екранує зачарованість кварка. Кварк s , як і будь-який інший, повинен зберігати властиву йому індивідуальність, тобто «зачарованість» зберігається в сильній взаємодії. У зв'язку з цим джей-пси-частинка повинна вільно розпадатися тільки на «зачаровані» адрони, які містять кварк s . Проте пара «зачарованих» адронів має сумарну масу більшу, ніж джей-пси-частинка, тому такий перехід заборонено законом збереження енергії. Для розпаду у джей-пси-частинки залишається єдина можливість: пара зачарованих кварків повинна проанігілювати, перетворившись у легкі кварки, з яких утворюються звичайні легкі адрони. Перетворення відбувається не безпосередньо, а через стадію глюонів. Глюонна стадія затримує розпад і тим самим продовжує час життя джей-пси-частинки. Відносно слабкий зв'язок глюонів з «зачарованими» кварком і антикварком у момент анігіляції їх — специфічна властивість, передбачена квантовою хромодинамікою.

Теоретично було передбачено існування цілої групи частинок із захованою «зачарованістю». «Група чармонію» — так назвали нову групу адронів, першим представником якої виявилась частинка джей-пси. Спираючись на сучасну теорію, експериментатори згодом виявили цілий спектр частинок з захованою «зачарованістю» і різними квантовими числами.

До важливих досягнень фізики за останні роки відносяться успіхи в створенні єдиної теорії взаємодії елементарних частинок. Квантова теорія пояснює взаємодію між частинками одного типу обміном частинок другого типу. Встановлено, що електромагнітна взаємодія обумовлена обміном фотонами, а взаємодія між нуклонами — обміном π -мезонами. Природно виникає питання про носія слабкої взаємодії. В процесах слабкої взаємодії, наприклад при β -розпаді, завжди беруть участь чотири ферміони. Отже, частинки-носії повинні мати цілий спін, тобто бути бозонами. Виходячи із співвідношення між радіусом дії і

масою, дійшли висновку, що маса гіпотетичних частинок (носіїв слабкої взаємодії) повинна становити декілька десятків протонних мас. Час життя їх має бути близько 10^{-18} с. Радіус дії таких частинок обернено пропорційний їхнім масам. Слабка взаємодія є короткодійною, радіус її дії менший за 10^{-17} м.

А. Салам, С. Вайнберг і Ш. Лі Глешоу створили теорію, яка об'єднує слабку і електромагнітну взаємодії. Згідно з цією теорією повинні існувати заряджені і нейтральні мезони в області дуже великих мас — близько 100 ГеВ. За участю цих мезонів, які називаються проміжними, слабка взаємодія зводиться до двох етапів, кожний з яких (проміжна взаємодія) є взаємодією електромагнітного типу. Теоретично передбачено, що слабка взаємодія обумовлена трьома сортами заряджених і нейтральних проміжних векторних бозонів: W^+ , W^- і Z^0 . Природа слабкої і електромагнітної взаємодій єдина в тому розумінні, що на самому глибокому рівні істинна сила їх однакова і проміжні векторні бозони взаємодіють з лептонами і адронами на малих відстанях так само, як і фотони з зарядженими частинками. Але радіус слабкої взаємодії значно менший, ніж електромагнітної, оскільки маса проміжних бозонів-переносників слабкої взаємодії дуже велика — кілька десятків протонних мас. Тільки на малих відстанях слабка взаємодія близька за величиною до електромагнітної. У 1979 р. за створення електромагнітної теорії, що об'єднує електромагнітну і слабку взаємодії, А. Саламу, С. Вайнбергу і Ш. Лі Глешоу було присуджено Нобелівську премію. Ця теорія виявилась евристично цінною своїми передбаченнями ефектів і характеру взаємодій, зокрема, відносно існування так званих нейтральних струмів. Вона стимулювала великий цикл експериментальних робіт, в яких було підтверджено передбачення теорії.

У 1981 р. в Швейцарії було введено в експлуатацію прискорювач на зустрічних протон-антипротонних пучках з енергією зіткнення до 540 ГеВ (так званий *pp*-коллайдер). Цієї енергії досить для народження проміжних векторних бозонів. Вони можуть виникати в зіткненнях кварків і антикварків, входять до складу протонів і антипротонів, тобто утворюються внаслідок таких процесів:

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, \quad \bar{u} + d \rightarrow W^-,$$

$$u + \bar{u} \rightarrow Z^0, \quad d + \bar{d} \rightarrow Z^0.$$

Група дослідників на чолі з К. Руббіа виявила і спостерігала 71 заряджений і 6 нейтральних бозонів. Група дослідників, яку очолював П. Дарьюл, експериментально встановила 35 заряджених і 5 нейтральних бозонів. Експериментальні значення мас проміжних векторних бозонів:

$$m_W = (80,19 \pm 0,32) \text{ ГеВ}, \quad m_Z = (91,171 \pm 0,032) \text{ ГеВ}$$

практично збігаються з теоретично передбаченими:

$$m_W = (77 \pm 84) \text{ GeV}, \quad m_Z = (89 \pm 95) \text{ GeV}.$$

Експериментальне підтвердження об'єднаної теорії електрослабких взаємодій має особливе значення, оскільки тут йде мова про фундаментальні властивості матерії.

Поряд з теорією електрослабких взаємодій створено калібрувальну польову теорію сильних кваркових взаємодій (квантову хромодинаміку, яка локалізує групу «кольору».

§ 11. Основні положення сучасної теорії сильної взаємодії

Допускається, що нуклони складаються з точкових об'єктів — кварків і глюонів, які рухаються практично вільно всередині нуклона. Проте, незважаючи на це, кварки не вдалося виділити з нуклона і зафіксувати у вільному стані навіть при максимально доступних енергіях. Існування глюонів також проявляється лише посереднім чином. Щоб пояснити це, було висунуто гіпотезу про стале положення (або невиліт) кварків і глюонів. Згідно з цією гіпотезою енергія, яку потрібно затратити для розщеплення нуклонів, зростає із збільшенням відстані, і тому виділення чистого кварка вимагає нескінченно великої енергії. В реальних експериментах, де енергія обмежена, замість вилітання кварків спостерігається множинне народження піонів. Гіпотезу невилітоту до цього часу не доведено теоретично, але весь накопичений досвід свідчить на її користь.

Запропонувавши три кольори кварків і калібрувальну групу симетрії $SU(3)^*$, вчені прийшли до специфічної теорії сильних взаємодій. Ця теорія відома зараз під назвою квантової хромодинаміки (КХД). Термін «хромо» означає, що сили діють не між електричними, а між кольоровими зарядами. Сила взаємодії визначається деякою безрозмірною константою зв'язку, яка значно більша за електромагнітну. В той час як електромагнетизм пов'язаний лише з одним типом заряду, в сильній взаємодії діють три основні кольори: червоний, зелений, синій. Будь-який колір являє собою деяку комбінацію основних кольорових зарядів.

Є кілька способів визначення кольорових зарядів. Розглянемо один з них. Він передбачає три види кольорових зарядів. Назвемо їх «червоний мінус зелений» ($R - G$), «зелений мінус синій» ($G - B$) і «синій мінус червоний» ($B - R$). Величина кожного заряду може бути $+1/2$, $-1/2$ або 0 і кожний кварковий колір має свою комбінацію зарядів. Кварк буде червоним, якщо він має заряди $R - G = +1/2$, $G - B = 0$ і $B - R = 1/2$. Зелений кварк має заряди $R - G = -1/2$, $G -$

* $SU(3)$ — являє собою символи із теорії груп. Символ 3 відноситься до трьох кольорів, які перетворюються один в одного за допомогою глюонів. Символ S вказує, що сума кольорових зарядів в кожній групі $SU(3)$ дорівнює нулю.

— $B = +1/2$ і $B - G = 0$. Заряди синього кварка такі: $R - G = 0$, $G - B = -1/2$ і $B - R = +1/2$. Антикільори, пов'язані з антикварками, утворюються простою заміною знаків всіх зарядів.

Кожну із спостережуваних комбінацій підібрано так, що сума трьох зарядів дорівнює нулю. Ніякі інші комбінації, крім спостережуваних, не мають цих властивостей. (Частинка, яка не має кольорового заряду, не є кварком.) Рівність нулю суми трьох кольорових зарядів вказує на те, що кожний з цих зарядів не є незалежним від останніх двох. Якщо відомі будь-які два заряди, третій можна вирахувати.

У системі, яка містить один червоний, один зелений і один синій кварк, повна величина кольорового заряду також дорівнює нулю. Комбінація трьох кольорів приводить нас до кольоровонеітрального стану. Таким чином, утворюються кольоровонеітральні адрони, такі, як протон. Безкольорова система може утворюватись шляхом комбінування кольору з відповідним антикольором. Прикладом такого способу утворення адронів може бути Λ -мезон.

Механізм передачі сильної взаємодії подібний механізму передачі електромагнітної взаємодії: взаємодія між двома зарядженими частинками описується як обмін деякою третьою частинкою. Проте квантова хромодинаміка більш різноманітна. Якщо квантова електродинаміка оперує з одним безмасовим фотоном, то КХД має вісім безмасових частинок, названих глюонами. Більш того, фотон не має електричного заряду, а деякі глюони переносять кольоровий заряд. Наявність заряджених частинок-переносників докорінно змінює характер взаємодії.

Оскільки глюони заряджені, вони не лише переносять сильну взаємодію, а й можуть змінювати колір кварків. Якби не було заряджених глюонів, сильна взаємодія змінювалася би з відстанню так, як і електромагнітна. Сильна взаємодія між кварками на великих відстанях ще не вивчена, але допускається, що сила взаємодії не зменшується, як квадрат відстані, а залишається сталою незалежно від відстані. Якщо це так, то потрібна нескінченно велика енергія для розділення двох кольорових кварків, що може бути поясненням невилітоту кварків із адронів.

Очевидно, що глюони, відповідальні за тотожні переходи, не повинні мати кольорових зарядів, інакше вони б змінювали колір кварків. Здавалося б, що повинні існувати три таких кольоровонеітральних глюони, по одному для кожного тотожного перетворення. Проте оскільки досить двох незалежних кольорових зарядів, щоб дістати три кваркових кольори, існує лише два кольоровонеітральних глюони, які позначаються так: G_1 і G_2 .

Сильна взаємодія описується теорією, в якій зв'язок глюонів з кварками можна передати за допомогою матриці три на три (рис. 15.3). Будь-який колір з лівої колонки може перетворитися в будь-який колір з верхнього ряду. Перехід здійснюється глюоном, що знаходить-

ся на перетині відповідного рядка і стовпчика. Наприклад, червоний кварк може випромінювати глюон і стати синім.

Схему визначення кольорових зарядів кварків і глюонів зображено на рис. 15.4. В триpletі кварків, що містить по одному кварку кожного кольору, сума величин кожного заряду дорівнює нулю. Шість глюонів мають такі кольорові заряди, щоб можна було перетворити кварки з одного кольору в інший. Із розподілу зарядів в кварковому триpletі і наявності заряджених глюонів випливає вимога квантування кольорового заряду: *можливі лише цілі і півцілі значення кольорового заряду* *

	Червоний	Зелений	Синій
Червоний	$G_1 + G_2$	G_{R-G}	G_{R-B}
Зелений	G_{B-R}	$G_1 + G_2$	G_{B-G}
Синій	G_{B-R}	G_{B-G}	$G_1 + G_2$

Рис. 15.3

Кольорові заряди

	R-G	G-B	B-R	
↑ Червоний	$+1/2$	0	$-1/2$	0
↑ Зелений	$-1/2$	$+1/2$	0	0
↑ Синій	0	$-1/2$	$+1/2$	0
	0	0	0	

	G_1	0	0	0	0
	G_2	0	0	0	0
(Чер.) ∩ (Зел.) G_{R-G}	+1	$-1/2$	$-1/2$	0	0
(Зел.) ∩ (Чер.) G_{B-R}	-1	$+1/2$	$+1/2$	0	0
(Зел.) ∩ (Син.) G_{B-G}	$-1/2$	+1	$-1/2$	0	0
(Син.) ∩ (Зел.) G_{B-G}	$+1/2$	-1	$+1/2$	0	0
(Чер.) ∩ (Син.) G_{R-B}	$+1/2$	$+1/2$	-1	0	0
(Син.) ∩ (Чер.) G_{B-R}	$-1/2$	$-1/2$	+1	0	0
	0	0	0	0	0

Рис. 15.4

Згідно з квантовою теорією принципово неможливо побудувати даний об'єкт мікросвіту з частинок все менших і менших мас, що займають все менші об'єми. Справа в тому, що згідно з співвідношенням невизначеностей Гейзенберга енергія частинок, а отже, і маса повинні збільшуватись зі зменшенням області локалізації їх в даному об'єкті. На відміну від традиційних уявлень про структуру матерії, відповідно до яких об'єкти створились із частинок все менших і менших мас, виникла ідея створити частинки даної маси з частинок, які мають більші маси.

Так виникла ідея будувати адрони з більш масивних кварків. Кварки склеєні між собою глюонами. На рис. 15.5 зображено схему побудови 8 баріонів із трьох кварків. Щоб одержати антибаріони, треба кварки замінити на антикварки. Побудову мезонів можна зрозуміти з рис. 15.6. Побудова мезонів відмінна від будови баріонів тим, що вони складаються з одного кварка і одного антикварка. Крім того, нейтральний піон проявляється частково як $u + \bar{u}$, а частково як $d + \bar{d}$. Із кварків можна побудувати і інші частинки.

* Довгоруць Х. Единая теория элементарных частиц и сил // УФН.— 1982.— Вип. 2, т. 136.— С. 287—316.

Новий кварково-глюонний рівень будови речовини не є простою копією попередніх гіпотез через те, що ці об'єкти мають особливі властивості, які раніше не зустрічалися в мікросвіті. Наприклад, за певних умов можна розщепити атом на ядро і електрони, ядро атома на його складові частини. Кварки ж, хоча і рухаються всередині нукло-

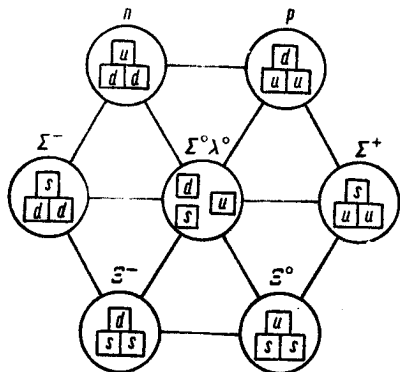


Рис. 15.5

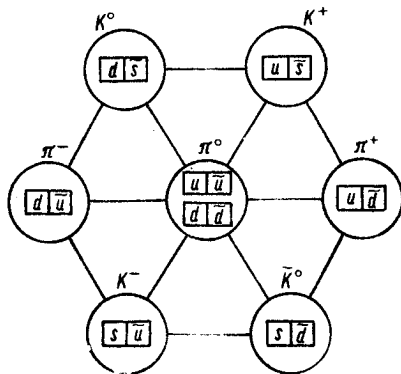


Рис. 15.6

на майже вільно, принципово невіддільні один від одного. Динаміка взаємодії між кварками і глюонами всередині частинок зараз інтенсивно вивчається, але багато важливих питань ще залишаються без відповіді. Передній край досліджень просунувся далі і вчені намагаються відповісти на нові питання, зокрема, як побудовані субкварки — об'єкти, з яких, як припускається, можуть складатися кварки.

§ 12. Сучасні проблеми об'єднання різних видів взаємодій

Не дивлячись на відмінність властивостей чотирьох основних сил природи, природно шукати більш глибоку теорію, в котрій всі вони мали б спільне походження. А. Ейнштейн присвятив багато років свого життя пошукам єдиної польової теорії — теорії гравітації й електромагнетизму.

У попередніх параграфах розглянуто основні принципи об'єднання слабкої і електромагнітної, а також ядерної взаємодій. Проте цей синтез не торкнувся сили, яка була відома значно раніше від інших, — сили тяжіння.

Новий підхід до єдиної теорії впливає з ідеї супергравітації. Супергравітація є узагальненням загальної теорії відносності і передбачає ті самі класичні явища, що і теорія Ейнштейна: наприклад, прецесію планетних орбіт, відхилення променя світла зірки під час проходження її поблизу Сонця, червоне зміщення зіркових спектральних ліній та запізнення радіолокаційних сигналів, що проходять в

полі тяжіння Сонця. Проте на квантовому мікроскопічному рівні супергравітація відмінна від загальної теорії відносності. При розрахунку імовірностей деяких квантових ефектів гравітації загальна теорія відносності дає нескінченно великий результат. В супергравітації ж всі виконані до цього часу розрахунки дали скінченне значення.

При створенні нової фізичної теорії керуються принципами симетрії, які дають змогу описувати одним законом об'єкти або поняття, котрі здаються незв'язаними. Симетрія фізичної теорії може існувати як в глобальній, так і в локальній формі. Виявилось, що теорії з локальною симетрією, які називаються також калібрувальними, являються більш потужними. Загальна теорія відносності і теорія електромагнетизму Максвелла основані на локальних симетриях. Новітня єдина теорія слабкої і електромагнітної взаємодій також є калібрувальною. Це наводить на думку, що будь-яка теорія, яка б об'єднувала всі чотири сили, також повинна мати локальну симетрію.

Супергравітація основана на новій симетрії, справедливій навіть на глобальному рівні, тому вона дістала назву суперсиметрії. Суперсиметрія зв'язала два великих класи, на які діляться всі елементарні частинки: ферміони (частинки з півцілими спінами) і бозони (частинки з цілими спінами). Властивості ферміонів і бозонів істотно відмінні, тому наявність фундаментального зв'язку між ними була деякою несподіванкою. В супергравітації суперсиметрія продовжується з глобального рівня на локальний. Важливо, що це продовження саме по собі приводить до теорій, які включають гравітаційну взаємодію, тому вказують на можливість побудови єдиної теорії.

Супергравітацію не перевірено дослідом, але досягнуті в ній успіхи вселяють надію. Ввівши в себе ряд найважливіших принципів сучасної фізики, супергравітація розв'язала уже багато фізичних проблем. Сучасне розуміння основних законів природи виникло з трьох принципів: спеціальної теорії відносності, загальної теорії відносності й квантової механіки. Кожний з них обумовлено розв'язанням якої-небудь суперечності в фізиці і кожний привів до передбачення нових явищ, перевірених потім на досліді.

Створюючи сучасну теоретичну фізику на основі спеціальної теорії відносності і квантової механіки, необхідно було об'єднати обидві теорії. Перше важливе досягнення належить П. Діраку, який у 1928 р. сформулював релятивістське хвильове рівняння для електрона. Об'єднання спеціальної теорії відносності і квантової механіки почалося роботами П. Дірака, В. Гейзенберга, В. Паулі наприкінці 20-х років. Квантова теорія поля — загальний підхід, який в принципі можна застосувати до чотирьох видів взаємодії. Проте практично при розрахунках деяких квантових ефектів в імовірностях виникають нескінченності, що приводять до труднощів. Вперше ці труднощі були подолані в квантовій електродинаміці — квантовій теорії поля, яка описує взає-

модію електронів, позитронів і фотонів. Успіх прийшов наприкінці 40-х років, коли Р. Фейнман, Дж. Швінгер і С. Томонага відшукали строгі методи розрахунків, що узгоджуються з внутрішньою симетрією теорії. Виявилось, що нескінченності можна послідовно усунути за допомогою методу, який називається перенормуванням. Одержані остаточні передбачення порівнювали з дослідом.

Перенормування успішно застосовується в квантовій електродинаміці і в прийнятих тепер польових теоріях сильної взаємодії. На по-

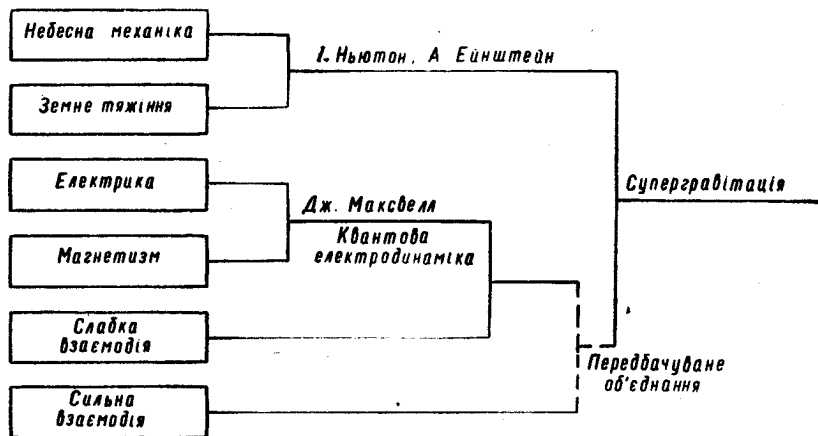


Рис. 15.7

чатку 70-х років Г. Хоофт, М. Вельтман, Т. Лі й Ж. Зінн-Жюстен показали, що єдина теорія слабкої і електромагнітної взаємодій може бути перенормована. Квантові теорії гравітаційної взаємодії ще містять нескінченності. Можна надіятись, що ці труднощі в фізиці розв'яже супергравітація.

Супергравітація — значне теоретичне досягнення, яке сприятиме розв'язанню важливих фізичних проблем: об'єднанню фундаментальних сил і усуненню нескінченностей із квантової гравітації. Відносно об'єднання ферміонів і бозонів, а також одержання всіх взаємодій з єдиної вимоги локальної симетрії, теорія дає задовільні результати. Схему об'єднання різних типів взаємодій дано на рис. 15.7.

В історії фізичних теорій проявляється тенденція до уніфікації їх. Першим це зробив І. Ньютон, відкривши закон всесвітнього тяжіння. Дж. Максвелл створив теорію, яка охоплює електричні і магнітні явища. У ХХ ст. на зміну теорії Ньютона прийшла загальна теорія відносності Ейнштейна, теорії Максвелла — квантова теорія поля, названа квантовою електродинамікою. Тепер електромагнетизм об'єднали із слабкою взаємодією. Сильна взаємодія також описується квантовою теорією поля.

Супергравітація — теорія, яка розвивається в останній час, не пройшла ще експериментальної перевірки, але на цьому шляху вчені сподіваються об'єднати всі види взаємодій.

§ 13. Філософський аналіз вивчення матерії в фізиці

Поняття «матерія» — філософське поняття. Його відмінність від усіх інших понять, які застосовуються в науці й практиці, полягає в тому, що воно є дуже широким поняттям. Якщо відкинути різноманітні властивості оточуючих нас предметів, відмінність їх між собою, то залишиться лише одна спільна риса, властива їм всім. Вона полягає в тому, що всі предмети існують незалежно від нас, від нашої волі, від нашого мислення і бажання, незалежно від людей взагалі. Це незалежне від нас об'єктивне існування всіх речей, всіх предметів і є найбільш загальною їх властивістю, невід'ємною рисою матерії. Існуючи незалежно від нас, предмети впливають на наші органи відчуття. Внаслідок цього людина пізнає навколишній світ, складає про нього певні уявлення.

Отже, все те, що нас оточує, — це матерія, яка існує об'єктивно від величезних за розмірами небесних тіл і до молекул, атомів, елементарних частинок. Все це є матерія, бо цим об'єктам властиве незалежне від нас існування і здатність (прямо, безпосередньо чи посередньо, через інші тіла) впливати на наші органи відчуттів, викликати у нас певні реакції. До матеріальних об'єктів природи слід включити не тільки частинки речовини, а й фізичні поля: гравітаційне, електромагнітне, внутрішньоядерне та ін.

Вчені вказували на недопустимість змішування філософського поняття матерії і природничо-наукових концепцій про її будову. Проблема будови матерії — природничо-наукова і нерозривно пов'язана з філософією. Розвиток наших знань про будову матерії можна представити повною мірою як неперервну боротьбу двох протилежних концепцій (не обов'язково завжди яскраво виражених): концепції перервності (дискретності) і неперервності (континуальності). З розвитком фізики цю проблему розв'язано діалектично. Щоправда, фізики і філософи, які віддають перевагу метафізичному мисленню, не визнають його. Це потребує відмови від багатьох звичних, повсякденних уявлень. Перервне (частинка, речовина) і неперервне (хвиля, поле) не можна розуміти як існуючі окремо одна від одної сутності, що знаходяться одна до одної у відношенні причини й наслідку (заряд породжує поле або поле створює заряд). Заряди й поле настільки взаємозв'язані, що перше не може існувати без другого. Цей висновок стосується безпосередньо електричного заряду і електричного поля, але він має загальне значення, як це показала квантова теорія поля, що являє собою дальший розвиток квантової механіки. У квантовій теорії поля будь-якій елементарній частинці відповідає певне поле: нуклонам — нуклон-

не, нейтрино — нейтринне, електронам і позитронам — електронно-позитронне і т. д. І навпаки, кожному полю відповідають певні частинки, які розглядаються як кванти цього поля: нуклони — кванти нуклонного поля, фотони — кванти електромагнітного поля і т. д. Тому квантова теорія поля разом з тим є теорією елементарних частинок та їхніх взаємодій.

Отже, фізика стала на шлях діалектики: корпускулярно-хвильовий дуалізм, єдність перервного і неперервного є діалектичною суперечністю сучасної фізики. Причому цю суперечність не слід уявляти в деякому «метафізичному» вигляді, як зовнішнє механічне поєднання двох незалежних сутностей — частинки й поля або якусь їхню «боротьбу», фізичну взаємодію, подібно, наприклад, до взаємодії позитивних і негативних електричних зарядів.

З цих позицій корпускулярно-хвильовий дуалізм, розкритий сучасною фізикою, — це яскраве виявлення діалектичної суперечності. Вона виробила поняття речовини й поля, як двох різновидів матерії, що виражають її дискретність (атомістична речовина) і суцільність (неперервне поле). Проте ця відмінність речовини й поля є чіткою лише на макроскопічному рівні і стає відносною при переході до мікросвіту.

Нерелятивістська квантова механіка, не дивлячись на великі успіхи в поясненні мікроявищ, що знайшли своє застосування в науці і техніці, є найпростішим наближенням квантової теорії руху. Вона не поширюється на такі важливі явища, як взаємоперетворення елементарних частинок, не повністю розкриває глибоку суть і діалектику взаємозв'язку полів і частинок.

Квантова теорія поля з єдиних позицій розглядає всі елементарні частинки. Відмінність частинок виявляється лише у відмінності рівнянь, яким відповідають відповідні оператори полів. Тепер вже не можна стверджувати, що фотон — лише елемент поля, а електрон — лише частинка. Поняття частинки й поля, які раніше відносили до різних фізичних об'єктів, зливаються тепер в єдине поняття квантового поля як особливого виду матерії. Частинка — це особливий стан поля, квант його. У квантовій теорії поля немає принципової відмінності між двома станами однієї і тієї самої фізичної реальності. Розвиток уявлень про фізичний вакуум дає нову конкретну форму положенню діалектичного матеріалізму про нерозривність матерії, простору і часу. Квантова теорія поля показує, чому неможливий простір без матерії: фізичний вакуум — це також особливий стан матерії, а простір — форма існування її.

Поглиблення поняття частинки, яке дає квантова теорія поля, додатково розкриває незвичність поведінки мікрооб'єктів, відображену вже у квантовій механіці. Реальна мікрочастинка рухається не так, як рухається макротіло, рух якого описується траєкторією, вона «заповнює» весь простір.

Отже, речовина і поле — це два види матерії, що на макроскопічному рівні виступають як корпускулярна і хвильова сутності. Із вкладеного вище випливає, що ця відмінність зникає на рівні мікропроцесів. Для частинок речовини проявляються хвильові властивості, а неперервне в макроскопічних процесах електромагнітне поле виявляє на рівні мікросвіту свій корпускулярний аспект. Відмінність речовини й поля правильно характеризує реальний світ у макроскопічному наближенні. Ця відмінність не є абсолютною, і при переході до мікроб'єктів виразно проявляється її відносність. У мікросвіті поняття «частинки» (речовина) і «хвилі» (поле) виступають як доповнювальні характеристики, які виражають внутрішню суперечливу сутність мікроб'єктів, властиву матерії в цілому.

Теоретичне й експериментальне дослідження внутрішньої будови елементарних частинок висуває філософську проблему більш глибокого вивчення і осмислення поняття елементарності, співвідношення частини й цілого. Тому поняття елементарності в сучасній фізиці в значній мірі сприймається як чисто умовне.

Аналогічно принципу невичерпності матерії впливає необмеженість структури, нескінченність властивостей, зв'язків, взаємодій матеріального світу. Гносеологічний аспект включає в себе ознаки можливостей принципового пізнання матеріального світу і разом з тим розкриває історично обмежений характер наукового пізнання на кожному даному етапі розвитку науки.

Для поглиблення наших знань про мікросвіт велике значення має вивчення законів симетрії, зокрема відкриття порушення просторової симетрії і незбереження комбінованої парності.

Успіхи в розвитку єдиної теорії поля, створення електрослабкої теорії, квантової хромодинаміки неодмінно приведе до побудови більш загальної і більш точної фізичної теорії. Це означатиме подолання ще одного ступеня в пізнанні людиною природи.

Контрольні запитання

1. Де і як були виявлені вперше елементарні частинки?
2. Як уточнювалося поняття елементарності частинок з розвитком фізики?
3. Назвіть основні властивості елементарних частинок. Дайте пояснення їм.
4. Які ви знаєте фундаментальні фізичні взаємодії в природі? У чому полягає відмінність між ними?
5. Назвіть основні групи елементарних частинок і проаналізуйте їх.
6. Яку властивість покладено в основу класифікації елементарних частинок?
7. Яка з елементарних частинок має найменшу масу спокою? Чому дорівнює її електричний заряд?
8. До якої групи елементарних частинок відносяться: нейтринно, позитрон, протон, ка-плюс-мезон?
9. Які ви знаєте античастинки в групі мезонів? Охарактеризуйте їхні фізичні властивості.
10. Що розуміють під анігіляцією пар? Наведіть приклади такої анігіляції.
11. Якими законами регулюється взаємоперетворення елементарних частинок?
12. У чому полягає суть кваркової моделі М. Гелл-Манна і Дж. Цвейга? Скільки зараз відомо кварків і антикварків?
13. Що таке «аромат» кварка і його «колір»?

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Енгельс Ф.* Діалектика природи // Маркс К., Енгельс Ф. Твори.— Т. 20.
2. *Голин Г. М., Филонович С. Р.* Класики фізическої науки.— М. : Вышш. шк., 1989.— 576.
3. *Больцман Л.* Статті и речи.— М. : Наука, 1970.— 406 с.
4. *Борн М.* Фізика в житті мого покоління.— М. : Изд-во иностр. лит., 1963.— 535 с.
5. *Лаплас П.* Изложение системы мира.— Л. : Наука, 1982.— 364 с.
6. *Эйнштейн А.* Фізика и реальность.— М. : Наука, 1965.— 359 с.
7. *Бор Н.* Атомная физика и человечество.— М. : Изд-во иностр. лит., 1961.— 151 с.
8. *Планк М.* Единство фізическої картини мира.— М. : Наука, 1966.— 288 с.
9. *Бройль Л.* Революция в физике.— М. : Госатомиздат, 1963.— 231 с.
10. *Шредингер Э.* Что такое жизнь? (С точки зрения физика).— М. : Атомиздат, 1972.— 88 с.
11. *Новиков И. Д.* Эволюция Вселенной.— М. : Наука, 1983.— 190 с.
12. *Шмутцер Э.* Теория относительности. Современное представление.— М. : Мир, 1981.— 230 с.
13. *Савельев И. В.* Курс общей физики: В 3 т.— М. : Наука, 1977.— Т. 1.— 415 с.; 1978.— Т. 2.— 376 с.; 1982.— Т. 3.— 304 с.
14. *Кудряцев П. С.* Курс истории физики.— М. : Просвещение, 1982.— 447 с.

<i>Передмова</i>	3
<i>Вступ</i>	5
§ 1. Предмет фізики і загальні методи наукового пізнання	5
§ 2. Історичний огляд розвитку фізики	18
§ 3. Філософський огляд розвитку фізики	22
§ 4. Застосування методу моделювання в фізиці	26
Частина 1. МЕХАНІКА	31
Розділ 1. Кінематика	31
§ 1. Механіка. Система відліку. Матеріальна точка	31
§ 2. Швидкість	32
§ 3. Прискорення. Прискорення при криволінійному русі	34
§ 4. Рух точки по колу	36
§ 5. Одиниці фізичних величин	39
<i>Контрольні запитання</i>	41
Розділ 2. Динаміка матеріальної точки	41
§ 1. Класична механіка	41
§ 2. Перший закон Ньютона	42
§ 3. Інерціальні системи відліку	44
§ 4. Принцип відносності Галілея	45
§ 5. Другий закон Ньютона	47
§ 6. Детермінізм Лапласа	48
§ 7. Третій закон Ньютона	50
§ 8. Неінерціальні системи відліку	52
§ 9. Доцентрова і відцентрова сили	54
§ 10. Сила Коріоліса	54
§ 11. Закон всесвітнього тяжіння	56
§ 12. Інертна і гравітаційна маси	58
§ 13. Визначення мас Сонця і Землі	59
§ 14. Космічні швидкості. Освоєння космосу	59
§ 15. Робота. Енергія	61
§ 16. Поступальний і обертальний рух твердого тіла	65
§ 17. Коливання. Гармонічні коливання	67
§ 18. Математичний маятник	69
§ 19. Хвильовий процес. Рівняння хвилі. Енергія хвилі	70
§ 20. Інтерференція хвиль. Швидкість поширення хвиль	73
§ 21. Звук. Явище Доплера	75
§ 22. Філософські висновки з механіки Ньютона	77
<i>Контрольні запитання</i>	79

Частина 2. МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА	80
Розділ 3. Молекулярна фізика	80
§ 1. Молекулярно-кінетична теорія та статистичний метод у молекулярній фізиці	80
§ 2. Агрегатні стани речовини	83
§ 3. Діаграма стану речовини	85
§ 4. Ідеальний газ. Закони ідеального газу	86
§ 5. Основне рівняння кінетичної теорії газів	87
§ 6. Внутрішня енергія та теплоємність ідеального газу	90
§ 7. Розподіл молекул за швидкостями. Закон Максвелла	92
§ 8. Експериментальна перевірка закону розподілу Максвелла	94
§ 9. Реальний газ. Рівняння стану реального газу	96
§ 10. Будова і властивості кристалів	98
§ 11. Будова і властивості рідин	103
§ 12. Полімери: будова й властивості	108
§ 13. Рідкі кристали: структура і властивості	114
<i>Контрольні запитання</i>	120
Розділ 4. Основи термодинаміки	120
§ 1. Параметри термодинамічної системи. Стан системи. Процес	120
§ 2. Робота термодинамічної системи	122
§ 3. Енергія, робота, теплота	124
§ 4. Перше начало термодинаміки	127
§ 5. Адіабатний процес. Рівняння адіабати	131
§ 6. Енергетизм та причини його виникнення	132
§ 7. Друге начало термодинаміки	134
§ 8. Цикл Карно	135
§ 9. Ентропія	138
§ 10. Статистичний зміст другого начала термодинаміки	142
§ 11. Філософські висновки з другого начала термодинаміки	144
§ 12. Третє начало термодинаміки. Від'ємні температури	148
<i>Контрольні запитання</i>	151
Частина 3. ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ	152
Розділ 5. Електрика	152
§ 1. Розвиток уявлень про електрику	152
§ 2. Закон Кулона	154
§ 3. Електростатичне поле	156
§ 4. Розподіл електричних зарядів у просторі	158
§ 5. Вектор електричної індукції. Теорема Остроградського — Гаусса	159
§ 6. Робота в електростатичному полі	161
§ 7. Електроємність	164
§ 8. Енергія електростатичного поля. Густина енергії	167
§ 9. Постійний електричний струм. Закони постійного струму	168
§ 10. Електропровідність електролітів. Закони Фарадея	173
§ 11. Атомна структура електрики. Досліди Йоффе, Міллікена	176
<i>Контрольні запитання</i>	178
Розділ 6. Магнетизм. Магнітне поле електричного струму	179
§ 1. Зовнішні аналогії між магнітними і електричними явищами	179
§ 2. Природа магнетизму. Досліди Ейхенвальда	180
§ 3. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо — Савара — Лапласа	184
§ 4. Дія магнітного поля на струм. Взаємодія струмів. Закон Ампера	188

§ 5. Магнітне поле Землі	190
§ 6. Рух зарядженої частинки в магнітному та електричному полях. Сила Лоренца	191
§ 7. Магнітні властивості речовини. Діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики	195
§ 8. Електромагнітна індукція	201
§ 9. Основний закон електромагнітної індукції. Самоіндукція.	204
§ 10. Енергія магнітного і електромагнітного полів	206
§ 11. Взаємозв'язок електричного і магнітного полів	208
<i>Контрольні запитання</i>	209
Частина 4. ОПТИКА. СПЕЦІАЛЬНА ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ	210
Розділ 7. Електромагнітна теорія світла	210
§ 1. Розвиток уявлень про природу світла	210
§ 2. Електромагнітна теорія світла	214
§ 3. Тиск світла. Дослід Лебедева	219
§ 4. Філософські висновки з електромагнітної теорії Максвелла	222
<i>Контрольні запитання</i>	224
Розділ 8. Основи фотометрії. Основні закони геометричної оптики	224
§ 1. Основні поняття фотометрії	224
§ 2. Поширення світла. Відбивання та заломлення світла	228
§ 3. Принцип Ферма	232
<i>Контрольні запитання</i>	234
Розділ 9. Хвильові властивості світла	234
§ 1. Дисперсія світла	234
§ 2. Інтерференція світла	236
§ 3. Методи спостереження інтерференції світла	240
§ 4. Дифракція світла	243
§ 5. Дифракція Френеля	246
§ 6. Дифракція Фраунгофера	247
§ 7. Поляризація світла. Методи одержання поляризованого світла	250
<i>Контрольні запитання</i>	254
Розділ 10. Корпускулярні властивості світла	255
§ 1. Теплове випромінювання тіл. Закон Кірхгофа	255
§ 2. Закони випромінювання абсолютно чорного тіла	257
§ 3. «Ультрафіолетова катастрофа»	259
§ 4. Гіпотеза Планка. Формула Планка	260
§ 5. Зовнішній фотоелектр. закони Столетова. Закон Ейнштейна	262
§ 6. Дослід Йозефа і Добронравова	265
§ 7. Ефект Комптона	267
§ 8. Експериментальне дослідження світлових квантових флуктуацій візуальним методом	269
§ 9. Двоїста корпускулярно-хвильова природа світла	271
<i>Контрольні запитання</i>	273
Розділ 11. Швидкість поширення світла. Основи спеціальної теорії відносності	274
§ 1. Експериментальне визначення швидкості світла	274
§ 2. Фазова й групова швидкості світла	277
§ 3. Дослід Майкельсона	278
§ 4. Висновки з дослід Майкельсона	281
§ 5. Перетворення Лоренца	283

§ 6. Висновки з перетворень Лоренца	284
§ 7. Основні положення спеціальної теорії відносності	288
§ 8. Динаміка спеціальної теорії відносності	289
§ 9. Закон взаємозв'язку маси і енергії	291
§ 10. Філософський аналіз взаємозв'язку маси і енергії	292
§ 11. Фізика простору і часу. Принцип еквівалентності	294
§ 12. Філософське значення теорії відносності	297
§ 13. Ефект Доплера для світлових хвиль	300
§ 14. Червоне зміщення в спектрах галактик	302
§ 15. Сучасні уявлення про розвиток Всесвіту	304
<i>Контрольні запитання</i>	308

Частина 5. АТОМНА ФІЗИКА 309

Розділ 12. Будова атома 309

§ 1. Розвиток вчення про будову речовини	309
§ 2. Досліди Резерфорда. Ядерна будова атомів	311
§ 3. Лінійчасті спектри	316
§ 4. Постулати Бора	319
§ 5. Квантування воднеподібних іонів	320
§ 6. Досліди Франка і Герца	324
§ 7. Основні положення теорії Бора — Зоммерфельда	326
§ 8. Розподіл електронів в атомі по енергетичних рівнях	330
§ 9. Періодична система елементів Д. І. Менделєєва	333
§ 10. Методологічне значення періодичного закону Д. І. Менделєєва	336
§ 11. Рентгенівське випромінювання	339
§ 12. Ефекти Зеємана і Штарка	341
§ 13. Лазери (оптичні квантові генератори)	344
<i>Контрольні запитання</i>	347

Розділ 13. Хвильові властивості речовини 348

§ 1. Хвильові властивості частинок. Формула де Бройля	348
§ 2. Експериментальне підтвердження хвильових властивостей речовини	350
§ 3. Рівняння Шредінгера	353
§ 4. Проникнення мікрочастинок через енергетичний бар'єр	355
§ 5. Співвідношення невизначеностей	357
§ 6. Принцип доповнення	360
§ 7. Причинність у мікросвіті	362
§ 8. Динамічні і статистичні закони	366
<i>Контрольні запитання</i>	369

Частина 6. ЯДЕРНА ФІЗИКА. ФІЗИКА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК 370

Розділ 14. Ядерна фізика 370

§ 1. Розвиток ядерної фізики	370
§ 2. Методи спостереження і реєстрації заряджених частинок	372
§ 3. Прискорювачі заряджених частинок	379
§ 4. Загальні властивості атомного ядра	384
§ 5. Енергія зв'язку атомних ядер	388
§ 6. Штучне перетворення ядер. Відкриття нейтрона	392
§ 7. Моделі ядра атома	394
§ 8. Природна радіоактивність	398
§ 9. α -розпад	402
§ 10. Відкриття позитрона. Штучна радіоактивність	404
§ 11. β -розпад	406
§ 12. Взаємоперетворення γ -фотонів і електронно-позитронних пар	410

§ 13. Ядерні реакції поділу	411
§ 14. Ядерні реактори	415
§ 15. Реакції термоядерного синтезу	418
§ 16. Біологічна дія іонізуючого випромінювання	422
§ 17. Корпускулярно-хвильовий дуалізм речовини	427
Контрольні запитання	431
Розділ 15. Фізика елементарних частинок	
§ 1. Космічне випромінювання і відкриття елементарних частинок	431
§ 2. Основні властивості елементарних частинок	435
§ 3. Види взаємодій	440
§ 4. Класифікація елементарних частинок	443
§ 5. Резонанси	454
§ 6. Античастинки, антиматерія	456
§ 7. Взаємоперетворення елементарних частинок — основа сучасної атомістики	458
§ 8. Деякі проблеми розвитку фізики елементарних частинок	461
§ 9. Порушення принципу дзеркальної симетрії. Незберігання комбінованої парності	468
§ 10. Підстави створення і основні положення єдиної теорії слабкої і електромагнітної взаємодій	471
§ 11. Основні положення сучасної теорії сильної взаємодій	474
§ 12. Сучасні проблеми об'єднання різних видів взаємодій	477
§ 13. Філософський аналіз вивчення матерії в фізиці	480
Контрольні запитання	482
Список використаної літератури	483

Навчальне видання

Чолпан Петро Пилипович

ОСНОВИ ФІЗИКИ

Переклад з російської

Оправа художника *В. Г. Самсонова*
 Художній редактор *С. В. Анненков*
 Технічний редактор *Л. Ф. Волкова*
 Коректори *Л. Г. Любімова, І. П. Бойко*

Здано до набору 10.10.94. Підписано до друку 03.03.95. Формат 60×84¹/₁₆. Папір друк. № 2. Гарнітура літературна. Високий друк. Умовн.-друк. арк. 28,36. Умовн. фарбовідб. 28,59. Обл.-вид. арк. 31,92. Вид. № 9509. Зам. 4—1810.

Видавництво «Вища школа». 252054, Київ-54, вул. Гоголівська, 7.

Головне підприємство республіканського виробничого об'єднання «Поліграфкнига». 252057, Київ, вул. Довженка, 3.