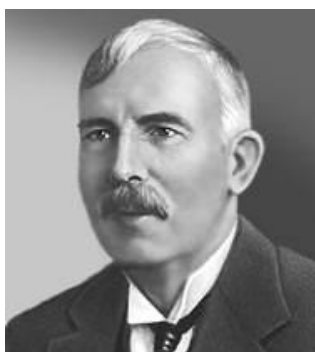


33 БУДОВА АТОМА

*“Якщо б в результаті якоїсь світової катастрофи всі накопичені наукові знання виявились би знищеними і майбутнім поколінням живих істот перейшла б тільки одна фраза, то яке твердження, складене із найменшої кількості слів, принесло б найбільшу інформацію? Я вважаю, що це – атомна гіпотеза: **всі тіла складаються із атомів – маленьких тіл, які знаходяться в безперервному русі, притягуються на невеликих відстанях, але відштовхуються, якщо їх щільніше притиснути одне до одного.** В одній цій фразі міститься неймовірна кількість інформації про світ, потрібно тільки докласти до неї трохи уяви і кмітливості.”*

***Річард Фейнман** (1918 – 1988), американський фізик, лауреат Нобелівської премії з фізики (1965 р.)*



***Резерфорд Ернест** (1871 – 1937) – англійський фізик. Народився в Спринг-Броуве (Нова Зеландія). Закінчив Кентерберійський коледж. З 1919 р. професор Кембріджського університету і директор Кавендишської лабораторії (Англія).*

*Наукові дослідження присвячені радіоактивності, атомній і ядерній фізиці. У 1899 р. відкрив α - і β -промені та хімічний елемент радон. Разом з Ф. Содді у 1902 р. розробив теорію радіоактивного розпаду. У 1903 р. довів, що α -промені це потік позитивно заряджених частинок. Передбачив існування трансуранових елементів. Створив **ядерно-планетарну модель атома** (1911 р.). В 1914 р. Резерфорд відкрив протон. Здійснив першу штучну ядерну реакцію (1919 р.). Передбачив існування нейтрона. Лауреат Нобелівської премії з хімії (1908 р.).*

§ 33.1. Модель атома Резерфорда

Уявлення про дискретну будову речовини зародилися ще в глибокій давнині. Відповідно Демокріту (V ст. до н. е.) всі тіла складаються із атомів і міжатомних пустот. Різноманітність тіл визначається різноманітністю форм і розмірів атомів. Однак ці уявлення були лише геніальною догадкою, і вони ще довго не отримували широкого поширення.

Багато століть по тому із уявлень, що кожне тіло складається із атомів або молекул, які перебувають в безперервному русі, сформувалась молекулярно-кінетична теорія будови речовини, видатними творцями якої були М.В. Ломоносов, Д. Дальтон, Л. Больцман, Д.І. Менделєєв. У працях Дальтона атомістична теорія набула кількісного характе-

ру. Однак і Дальтон і його попередники – атомісти вважали, що атоми є найменшими і неподільними частинками, з яких складається Всесвіт. Таке метафізичне уявлення про атоми існувало до кінця XIX ст., знаменного рядом великих відкриттів у фізиці, зокрема: у **1895 р. німецький фізик В. Рентген (1845 – 1923) відкрив X - промені (нині рентгенівські промені); у 1896 р. французький фізик А. Беккерель (1788 – 1878) відкрив явище радіоактивності.** Було встановлено, що окремі речовини випромінюють позитивно заряджені частинки, так звані α -частинки, які являють собою двічі іонізовані атоми гелію; негативно заряджені β -частинки – потік електронів і γ -промені – електромагнітні хвилі з дуже малою довжиною хвилі (від 0,0001 до 0,1 нм), меншою ніж у найбільш жорстких рентгенівських променів. **1897 р. вважається роком відкриттям електрона (Дж. Дж. Томсон).**

Всі ці і ряд інших відкриттів свідчили, що атом не є неподільним, а є складною системою. Е. Резерфорд і Ф. Содді (1877 – 1956) в основі радіоактивності побачили розпад атома. Вони писали: **“Оскільки радіоактивність є специфічною властивістю елемента, то системою, яка терпить перетворення, повинен бути хімічний атом...”**.

Таким чином, новіші відкриття вказували на те, що атом є складною системою.

Першу спробу побудувати теорію атома в межах класичної фізики зробив Дж. Дж. Томсон. У 1903 р. він запропонував модель атома, згідно якої атом є рівномірно заповнена позитивною електрикою сфера, всередині якої містяться електрони (рис. 33.1). Однак ця модель не спиралася на будь-які експериментальні дані і носила штучний характер.

У 1904 р. японський фізик Х. Нагаока (1865 – 1950) порівняв атом із планетою Сатурн. Стійкість такої системи забезпечується на думку Нагаоки тим, що центральне важке тіло притягає більш легкі частинки, із яких складається кільце, яке оточує тіло. Нагаока писав: **“...[атом], очевидно, можна собі наближено уявити, якщо замінити це кільце від’ємно зарядженими електронами, а притягуючий центр – позитивно зарядженою частинкою.”** Ця модель найбільш подібна до сучасної моделі атома, однак її незаслужено забувають.

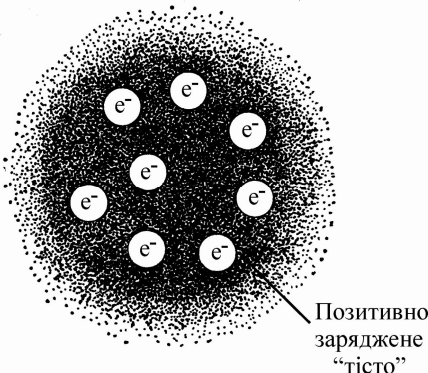


Рис. 33.1

Для того, щоб вияснити характер розподілу позитивних і негативних зарядів в атомі, необхідно було безпосереднє дослідне “зондування” внутрішніх областей атома. Таке “зондування” здійснив на протязі 1909 – 1911 рр. Е. Резерфорд із співробітниками за допомогою α -частинок, спостерігаючи їх при проходженні через тонкі шари речовини (золотої фольги). У своїх дослідках Резерфорд використав дуже швидкі α -частинки ($E_\alpha = 7,68 \text{ MeV}$; $q_\alpha = 2e^+$; $v_\alpha = 10 \text{ м/с}$), які випромінює радіоактивний препарат RaG. Кожна така α -частинка при попаданні на люмінесцентний екран спричиняла спалах (сцинтиляцію).

Схема досліду Резерфорда наведена на рис. 33.2. Сцинтиляції спостерігались за допомогою мікроскопа, який повертався за допомогою пристрою разом з детектором навколо золотої фольги. Вся установка поміщалася у вакуумі.

Переважна більшість α -частинок, проходячи через металічну фольгу (товщина якої була $l = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$), не відхилялись, тобто зазнавали дуже незначних відхилень, але окремі частинки зазнавали дуже великих відхилень. В середньому одна частинка з 8000 зазнавала відхилення на кут близький до 180° , тобто поверталася назад (рис. 33.3.).

Проаналізувавши результати досліду, Резерфорд дійшов висновку, що таке велике відхилення α -частинок можливе лише за умови, що всередині атома є дуже сильне елек-

тричне поле, яке створюється зарядом, зв'язаним з великою масою, яка сконцентрована в невеликому об'ємі.

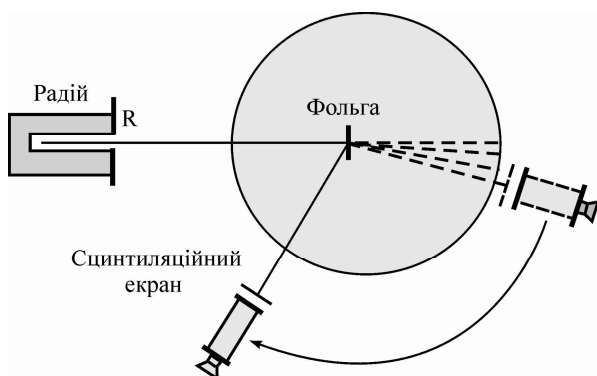


Рис. 33.2

Виходячи із цього, Резерфорд у 1911 р. запропонував ядерну модель атома, відповідно якої атом являє собою систему зарядів, в центрі якої розміщене важке позитивне ядро із зарядом Ze , мізерних розмірів $\leq 10^{-15}$ м. Навколо ядра розміщені Z електронів, розподілених по всьому об'єму. Майже вся маса атома ($\approx 99,9\%$) зосереджена в ядрі.

Дальші досліді по розсіянню α -частинок металічними фольгами дозволили Резерфорду уточнити вище

сформульовану модель атома:

1. В центрі атома міститься позитивно заряджене ядро, яке займає мізерну частину об'єму атома.

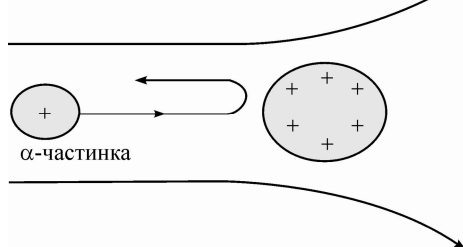


Рис. 33.3

2. Навколо ядра по замкнутих орбітах, в об'ємі сфери радіусом $\approx 10^{-10}$ м, обертаються електрони, загальне число яких дорівнює порядковому номеру Z елемента.

Ядерна модель атома Резерфорда була значним кроком на шляху до сучасного уявлення про будову атома. Однак вона не була досконалою моделлю, і деякі принципові проблеми, про які мова піде нижче, залишалися не розв'язаними.

§ 33.2. Спектральні закономірності атома водню

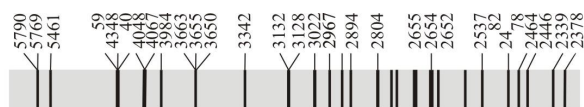
В нормальному стані атоми не світяться, тобто вони не випромінюють світло. Однак, якщо нейтральний атом, наприклад, нагріти, то він почне світитися (випромінювати світло). Було встановлено, що спектри окремих ізольованих атомів (атоми розрідженого газу або парів металу), складаються з окремих спектральних ліній. У відповідності з цим спектр випромінювання атомів називається **лінійчатим (дискретним)**.

Лінійчаті спектри двох хімічних елементів у видимій ділянці спектра наведені на рис. 33. 4.

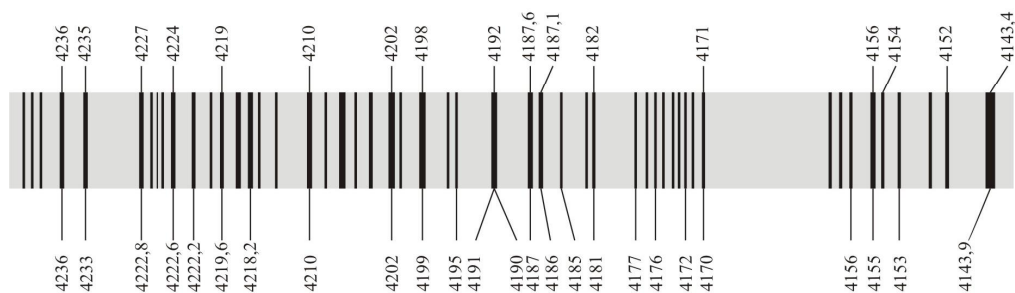
Кожний хімічний елемент володіє своїм, характерним тільки для нього, спектром випромінювання. Спектр, властивий одному елементу, ніколи не повторюється у іншого. Тому атомні спектри з успіхом використовуються для ідентифікації атомів (газу). Крім того, було встановлено, що спектри поглинання газів також лінійчаті і що вони поглинають світло на тих же частотах, на яких вони його випромінюють. Експериментально було виявлено, що гази випромінюють і поглинають дискретні частоти не тільки у видимій ділянці, але і за її межами – в ультрафіолетовій і інфрачервоній ділянках спектра.

Вивчення атомних спектрів показувало, що воно може послужити ключем до пізнання будови атома. Відомий німецький фізик–теоретик А. Зоммерфельд (1868 – 1951) з цього приводу писав: “З часу відкриття спектрального аналізу ніхто із фахівців не сумнівався, що проблема атома була б розв'язана, якщо б ми навчилися розуміти мо-

ву спектра”.



Спектр пари ртуті (довжина хвиль – в ангстремах)



Невелика ділянка спектра заліза (від 4143 до 4236 Å)

Рис. 33.4

Було помічено, що лінії в атомних спектрах розміщені не аби як, а цілком закономірно, вони об'єднуються в групи, або, як їх називають, в **серії**. Найяскравіше це виявляється в спектрі атома водню. Відстань між лініями в спектрі водню зменшується у відповідності із простим законом (рис. 33.5.)

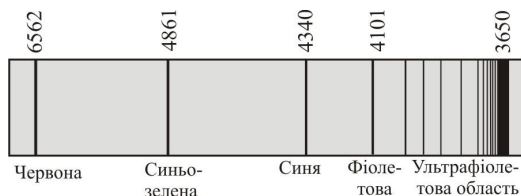


Рис. 33.5

В 1885 р. швейцарський фізик І. Бальмер (1825 – 1898) показав, що довжини хвиль чотирьох ліній в спектрі атома водню можуть бути точно представлені формулою:

$$N = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, \dots, \quad (33.1)$$

де для перших чотирьох ліній n приймає значення 3, 4, 5 і 6, $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга, $N = 1/\lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі.

Група ліній, довжини хвиль яких визначаються формулою (33.1), називається **серією Бальмера**. Згодом було виявлено, що спектральні лінії серії Бальмера продовжуються в УФ – ділянці і закінчуються при $\lambda = 3650 \text{ Å}$ (рис. 33. 5). Формула (33.1) є справедливою і для спектральних ліній, які відповідають більшим цілочисельним значенням n . Поблизу $\lambda = 3650 \text{ Å}$ лінії згущаються настільки, що їх важко розрізнити. Межа серії Бальмера при $\lambda = 3650 \text{ Å}$ відповідає $n = \infty$ (в формулі $1/n^2 = 0$).

Пізніше в спектрі атома водню було виявлено ряд інших серій ліній, аналогічних за своєю структурою серії Бальмера, але з іншими довжинами хвиль. Виявилось, що кожна із цих серій може бути описана формулою, подібною до формули (33.1), в якій $(1/2)^2$ замінено на $(1/1)^2$, $(1/3)^2$, $(1/4)^2$ тощо. Спектральні серії атома водню наведені в таблиці 33.1.

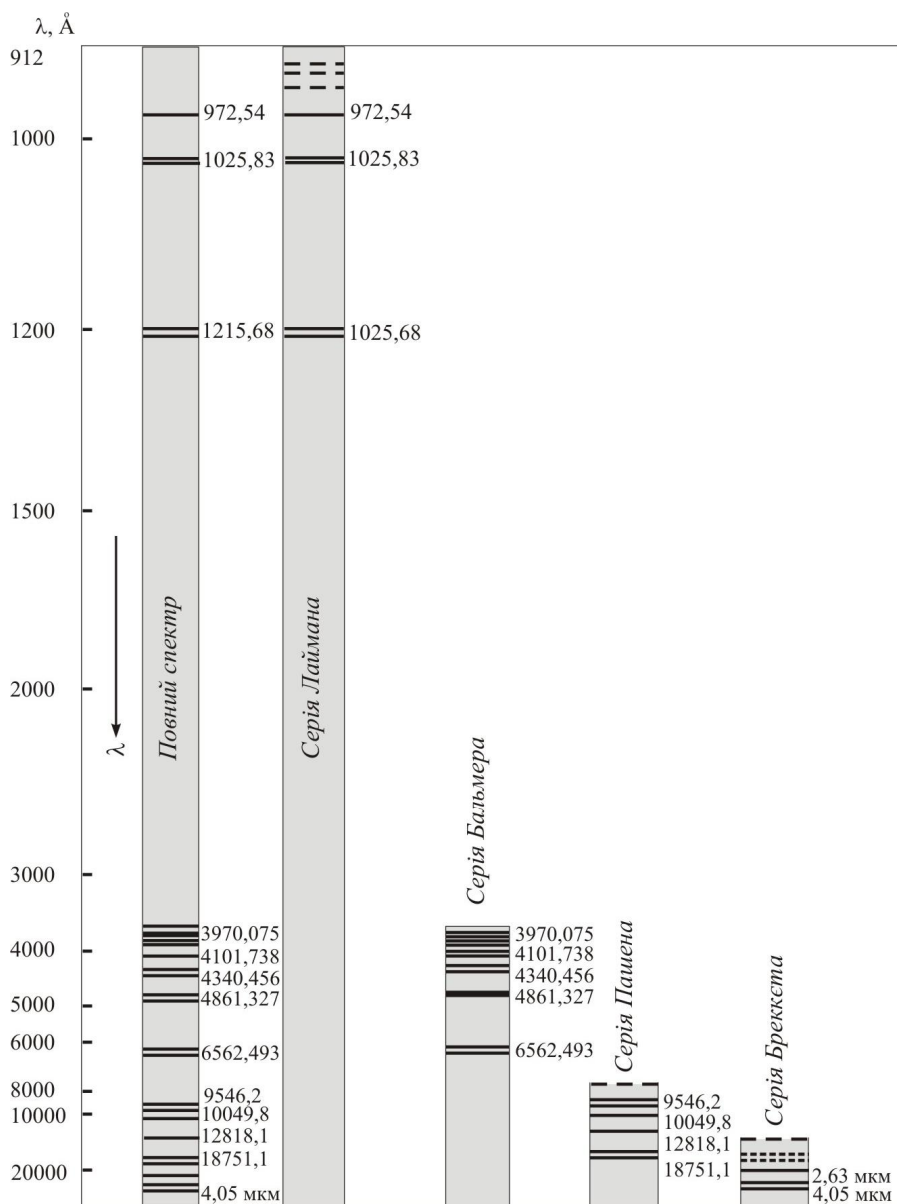


Рис. 33.6

Таблиця 33.1

Серія	Ділянка спектра	Формула серії	Межа серії ($n = \infty$)
Лаймана	Ультрафіолетова	$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}), \quad n = 2, 3, 4, \dots$	911,27 Å
Бальмера	Видима	$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}), \quad n = 3, 4, 5, \dots$	3649,6 Å
Пашена	Інфрачервона	$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}), \quad n = 4, 5, 6, \dots$	8201,4 Å
Брекета	Інфрачервона	$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}), \quad n = 5, 6, 7, \dots$	14580 Å
Пфунда	Інфрачервона	$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}), \quad n = 6, 7, 8, \dots$	22782 Å

На рис. 33.6 наведено схематичне зображення спектра водню і виділено перші його чотири серії.

Виявляється, що весь спектр водню можна виразити загальною формулою

$$\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}), \quad (33.2)$$

де m і n – цілі числа. При $m = 1, n = 2, 3, 4, \dots$; $m = 2, n = 3, 4, 5, \dots$ і т.д.

§ 33.3. Постулати Бора



Бор Нільс Хендрик Давид (1885–1962) – видатний датський фізик-теоретик, один із творців сучасної фізики. Народився в Копенгагені. Закінчив Копенгагенський університет.

У 1913 р., виходячи із ідеї М. Планка про квантування енергії, Бор на основі моделі атома Резерфорда створив квантову теорію воднеподібного атома, за яку в 1922 р. був удостоєний Нобелівської премії з фізики.

У 1918 р. Бор сформулював **принцип відповідності**, який показує, коли саме істотні квантові обмеження, а коли достатньо і класичної фізики, а у 1927 р. – **принцип доповнювальності**.

Бор один із творців крапельної моделі ядра (1936 р.) і теорії поділу атомного ядра (1939 р.).

Модель атома Резерфорда пояснювала характер розсіяння α -частинок при проходженні через металічні фольги, але виявилася в протиріччі із законами класичної електродинаміки.

1. Оскільки електрони обертаються навколо ядра з кутовим прискоренням, то, згідно класичної електродинаміки, вони повинні випромінювати електромагнітні хвилі і внаслідок втрати енергії електрон уже через $\tau \sim 10^{-8}$ с повинен впасти на ядро.

2. Спектр випромінювання атома в таких умовах повинен бути неперервний (суціль-

ний), тобто атом повинен випромінювати світло найрізноманітніших довжин, що суперечить дослідним даним – **спектр атома дискретний (лінійчатий)**.

Таким чином, ядерна модель атома разом з класичною електродинамікою виявилась неспроможною пояснити ні стійкість атома, а ні дискретність його спектра. Однак це була перша експериментально обґрунтована модель атома.

Як і для випромінювання абсолютно чорного тіла, класична фізика поставила діагноз – **катастрофа неминуча**. Проти “ультрафіолетової” катастрофи “ліки” знайшов М. Планк. Проти катастрофи, що назрівала в фізиці атома, “ліки” знайшов 28-річний датський фізик Нільс Бор.

Н. Бор, скориставшись ідеями Планка, створив квантову теорію атома, яка появилась в одному із наукових англійських журналів в 1913 р. Однак, оскільки квантова теорія тільки зароджувалась, свої положення Бор сформулював у вигляді постулатів:

1. Електрон обертається не по всім можливим орбітам, а тільки по тим, на яких його енергія пропорційна $\hbar n$. Або, із всіх можливих механічних рухів електрона навколо ядра стаціонарними є лише ті, для яких момент кількості руху кратний \hbar , тобто

$$P = n\hbar, \quad (33.3)$$

де $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – стала Планка, $n = 1, 2, 3, \dots$

2. Електрон, рухаючись по одній із стаціонарних орбіт, енергії не випромінює.

3. Енергія випромінюється (або поглинається) лише при переході електрона із однієї стаціонарної орбіти на іншу у вигляді світлового кванта (фотона) з частотою

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h}. \quad (33.4)$$

Наприклад (рис. 33.7), якщо електрон переходить з орбіти $n = 5$ на орбіту $n = 4$ (перехід АВ), то випромінюється фотон з частотою $\nu = \frac{E_5 - E_4}{h}$. З іншого боку, як

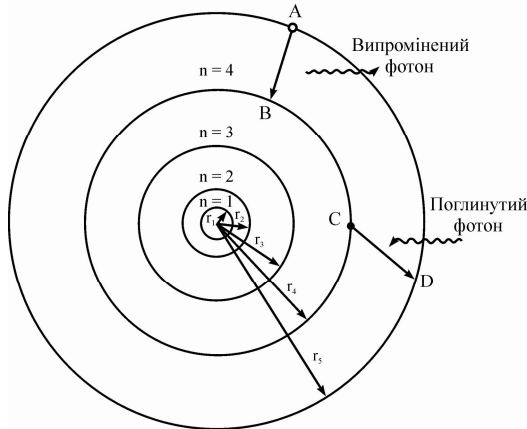


Рис. 33.7

що фотон з енергією $h\nu = E_5 - E_4$ падає на атом, то він може бути поглиnutим і електрон перейде з орбіти $n = 4$ на орбіту $n = 5$ (перехід СД). Такий механізм утворення спектра поглинання. Постулати Бора невдовзі були підтверджені експериментально. Найбільш переконливе підтвердження існування дискретних енергетичних рівнів атома було отримано в дослідках німецьких фізиків Д. Франка (1882 – 1964) і Г. Герца (1887 – 1975) в 1913 р. За експериментальне підтвердження дискретних енергетичних рівнів атома Д. Франку і Г. Герцу була присуджена Нобелівська премія з фізики (1925 р.)

§ 33.4. Борівська теорія атома водню

Будова атома водню найпростіша. Атом водню складається з позитивно зарядженого

ядра та одного електрона, що обертається навколо ядра. Для спрощення розрахунків вважатимемо, що рух електрона відбувається по коловій орбіті (рис. 33.8). При цьому на електрон діятиме доцентрова сила,

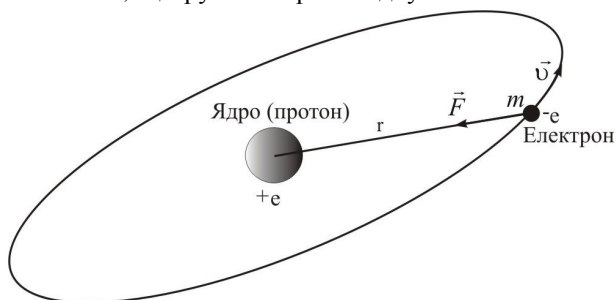


Рис. 33.8

роль якої відіграє кулонівська сила притягання, що виникає між електронем і ядром. В СІ матимемо:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (33.5)$$

де m_e – маса електрона, e – його заряд, v – швидкість руху електрона по орбіті радіуса r .

Згідно правила квантування (1-ий постулат Бора) електрон в атомі може рухатися тільки по таким орбітам, для яких момент кількості руху кратний сталій планка h , поділеної на 2π , тобто має місце співвідношення

$$m_e v r_n = n \frac{h}{2\pi}, \quad (33.6)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер можливої орбіти. Пізніше число n отримало назву **головного квантового числа**.

Із (33.5) і (33.6) знаходимо, що

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2} \quad \text{і} \quad v_n = \frac{e^2}{2n h \epsilon_0}. \quad (33.7)$$

Ці співвідношення задають радіуси дозволених орбіт і швидкість руху електрона на них в борівській моделі атома водню. Радіус першої орбіти, якій відповідає $n = 1$, дорівнює

$$r_1 = \frac{(1)^2 (6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})^2 (8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2 / \text{В} \cdot \text{м}^2)}{(3,14)(9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг})(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,529 \text{ \AA}.$$

Цей найменший радіус r_1 іноді називають **борівським радіусом r_B** . Радіуси більш далеких орбіт атома водню можна визначити через r_1 .

$$r_n = n^2 r_1. \quad (33.8)$$

Електрон, який знаходиться на одній із стаціонарних орбіт, володіє цілком певною енергією, яка дорівнює сумі його потенціальної і кінетичної енергій. Кінетичну енергію електрона знаходять за формулою $mv^2/2$, а потенціальну – як добуток заряду електрона e на потенціал електричного поля ядра $e/(4\pi\epsilon_0 r)$, тобто $-e^2/4\pi\epsilon_0 r_n$. Тоді повна енергія E_n електрона на n -ій орбіті радіуса r_n буде дорівнювати

$$E_n = \frac{m_e v_n^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}. \quad (33.9)$$

Підставляючи в праву частину (33.9) v_n і r_n із (33.7), отримаємо:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (33.10)$$

Для атома водню найнижчому енергетичному рівню відповідає $n = 1$. Тоді

$$E_1 = - \frac{(9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг})(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{8(8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2 / \text{В} \cdot \text{м}^2)^2 (6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})^2} = -2,17 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -13,6 \text{ еВ},$$

$$(1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}).$$

Енергія електрона на орбіті з $n > 1$ дорівнює

$$E_n = - \frac{13,6 \text{ еВ}}{n^2}. \quad (33.11)$$

Наприклад, $E_2 = -\frac{13,6}{2^2} \text{ еВ} = -3,40 \text{ еВ}$, $E_3 = -1,51 \text{ еВ}$, $E_4 = -0,85 \text{ еВ}$ і т.д.

Із (33.11) видно, що в борівській моделі квантуються не тільки радіуси орбіт, але і енергія. Тут слід зауважити, що, як видно із (33.10), енергія електрона на тій чи іншій орбіті від'ємна. Причому із збільшенням номера орбіти енергія за абсолютною величиною зменшується. Це пов'язано з тим, що енергія на нескінченності вважається такою, що дорівнює нулю, а при наближенні до ядра вона зменшується. Енергія електрона, не зв'язаного з атомом, дорівнює нулю ($E = 0$), що відповідає $n = \infty$. Електронам, зв'язаним з атомом, відповідає $E < 0$. Щоб вирвати електрон із атома, потрібно затратити енергію, яку називають енергією зв'язку або енергією іонізації. Енергія іонізації атома водню, згідно з експериментальними даними, дорівнює $E_i = 13,6 \text{ еВ}$. Вона відповідає вириванню електрона із найнижчого стану (рівня) з $E_1 = -13,6 \text{ еВ}$ в стан з $E_\infty = 0$, де електрон вільний.

На рис. 33.9 наведена діаграма енергетичних рівнів, на якій горизонтальними прями-

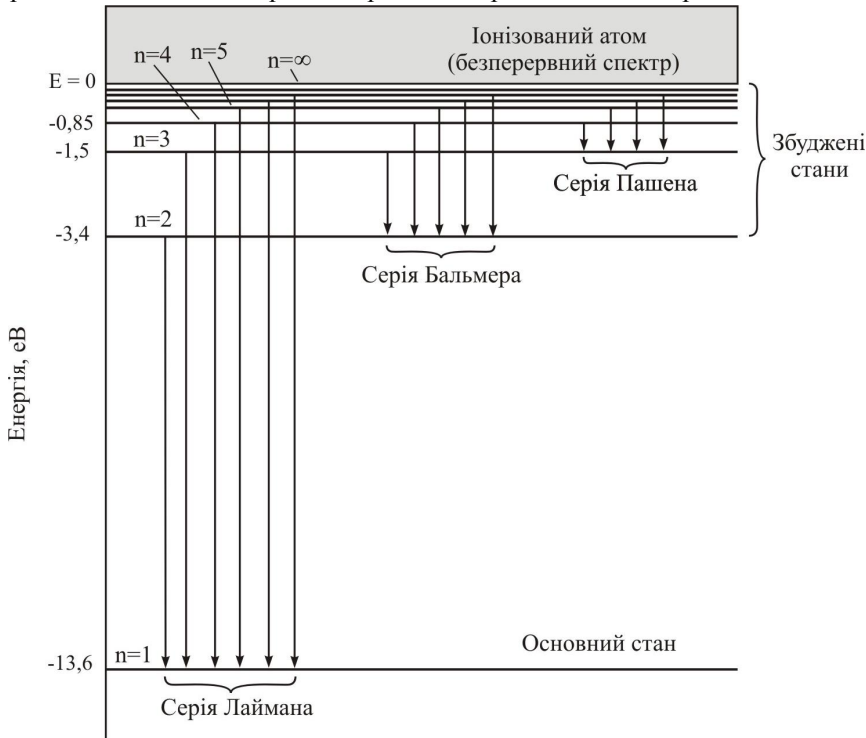


Рис. 33.9

ми відмічені дозволені значення енергій для атома водню. Із діаграми видно, що при збільшенні n і наближенні до $n = \infty$ енергетичні стани зближаються все більше і більше аж до тих пір, поки різниця в енергіях між двома послідовними станами не стане настільки малою, що розподіл енергетичних рівнів практично перетвориться в неперервний спектр. Вище місця накладання рівнів, де $n = \infty$, електрон володіє додатною енергією ($E > 0$), він стає вільним. Діаграма енергетичних рівнів (рис. 33.9) дозволяє дати декілька важливих визначень.

1. **Енергія збудження $E_{зб}$** – це енергія, яку необхідно надати атому, щоб електрон перейшов із основного стану в збуджений. Наприклад, для того, щоб електрон перейшов із основного стану ($n = 1$) в стан з $n = 2$ (1-ий збуджений стан), необхідно передати йому енергію $E_{зб} = -3,40 \text{ eV} - (-13,6 \text{ eV}) = 10,2 \text{ eV}$.

2. **Енергія іонізації E_{ion}** – це енергія, необхідна для відриву електрона, який знаходиться в основному стані, від атома. Вона дорівнює $E_{ion} = 13,6 \text{ eV}$.

3. **Енергія зв'язку $E_{зв}$ для даного стану** – це енергія, необхідна для видалення електрона, який знаходиться в даному стані, із атома. Наприклад, для стану, якому відповідає $n = 2$, $E_{зв} = 3,4 \text{ eV}$; для стану з $n = 3$, $E_{зв} = 1,51 \text{ eV}$. Якщо атом знаходиться в основному стані ($n = 1$), то $E_{зв}$ для цього стану дорівнює енергії іонізації ($E_{ion} = 13,6 \text{ eV}$). Якщо мова йде про енергію зв'язку без вказівки на стан, то це означає, що E_{ion} і $E_{зв}$ мають одне і теж значення. Саме в цьому змісті вище було сказано, що енергія зв'язку атома водню дорівнює $13,6 \text{ eV}$.

Згідно теорії Бора електрон в атомі водню може знаходитися на будь-якому із дозволених рівнів. При кімнатній температурі всі атоми водню знаходяться в основному стані. Однак, під впливом більш високих температур, електричного розряду і інших зовнішніх впливів електрони в атомах водню можуть переходити у збуджені стани. Через час $\sim 10^{-8} \text{ с}$ електрон із збудженого стану може перейти в більш низький стан, випромінивши при цьому, згідно одного із постулатів Бора, фотон. Цими переходами в рамках борівської теорії і обумовлені спектри випромінювання збуджених вільних атомів. На рис. 33.9 вертикальними стрілками показані електронні переходи, які відповідають різним спостережуваним спектральним лініям.

Частоту фотона, що випромінюється при переході із вихідного стану E_n в інший стан з меншою енергією E_m , можна розрахувати за формулою (33.4):

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h}, \quad E_n > E_m. \quad (33.12)$$

Скориставшись формулою (33.10) для енергії електрона в атомі, формулу (33.12) приведемо до вигляду:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (33.13)$$

звідки отримаємо формулу для розрахунку довжини хвилі випроміненого фотона:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (33.14)$$

Тут $m = 1, 2, 3, \dots$ – квантове число відноситься до нижнього, а $n = (m + 1), (m + 2), (m + 3), \dots$ – до верхнього станів. Рівняння (33.14) має такий же вигляд, як і формули для спектральних серій, наведених в табл. 33.1. Якщо $m = 1$, то формула (33.14) набуде такого ж вигляду, що і емпірична формула для серії Лаймана; якщо $m = 2$, то рівняння набуде вигляду формули для серії Бальмера; якщо $m = 3$ – серії Пашена, і т. д. (рис. 33.9).

Аналіз формул таблиці 33.1 і формули (33.14) показує, що стала Рідберга визначається спів-

відношенням

$$R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}. \quad (33.15)$$

Якщо в цей вираз підставити значення універсальних констант (m_e , e , ϵ_0 , h , c), то отримаємо значення сталої Рідберга, яке з високим ступенем точності співпадає з її експериментально вимірним значенням $R = 1,0974 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Вираз (33.14) зараз можна записати у вигляді

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (33.16)$$

який повністю збігається з рівнянням (33.2).

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 виникає при переходах атома із збуджених станів з $n = 2, 3, 4, \dots$ в основний стан з $n = 1$ і, як відмічалось вище, вона лежить в ультрафіолетовій ділянці спектра. Серія Бальмера, яка лежить у видимій ділянці спектра атома водню, утворюється при переході атома із збуджених станів з $n = 3, 4, 5, \dots$ в стан з $n = 2$. Аналогічно можна пояснити походження і інших серій в спектрі атома водню (рис. 33.9).

Для визначення енергії фотонів (в електрон-вольтах), які випромінюються при переході між стаціонарними станами m і n , використовується формула

$$E_f = E_n - E_m = 13,6 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) eB, \quad (33.17)$$

яка отримується із формул (33.4) і (33.10), зробивши відповідну заміну в (33.4).

Теорія Бора була великим кроком вперед у розвитку теорії будови атома. Вона показала незастосовність класичних міркувань до внутрішньоатомних процесів і послужила поштовхом до нових експериментів і теорій.

Поряд з цим вона мала і свої недоліки. Перш за все до них відноситься внутрішня логічна суперечність теорії. Теорія Бора не була ні послідовно класичною, ні послідовно квантовою теорією. І не дивно, що після перших її успіхів все ясніше стали проявлятися її недоліки. Теорія Бора дозволяла пояснити, чому атоми випромінюють лінійчаті спектри, і точно передбачити для атома водню довжини хвиль випромінювання. Вона гарантувала стабільність атома і точно передбачала енергію іонізації атома водню 13,6 еВ. Але, виходячи з теорії Бора, неможливо побудувати теорію атома гелію – одного із простих атомів, який в періодичній таблиці Д. І. Менделєєва розташований безпосередньо за воднем. Це була перша велика невдача, якої зазнала теорія Бора.

Після відкриття хвильових властивостей речовини стало ясно, що теорія Бора є лише перехідним етапом на шляху створення послідовної теорії атомних явищ.

Приклад 33.1. В планетарній моделі атома радіус 1-ої колової орбіти в атомі водню дорівнює $r_1 = 0,529 \text{ Å}$. Визначити: а) лінійну швидкість електрона на цій орбіті; б) доцентрове прискорення; в) силу, яка надає електрону доцентрового прискорення; г) електростатичну силу притягання між протоном і електроном. Який висновок можна зробити із порівняння цих двох сил?

Розв'язок: а) Лінійну швидкість електрона на орбіті знайдемо із рівняння (33.6):

$$v = \frac{h}{2\pi m_e r_1} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{2(3,14)(9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг})(0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м})} = 2,18 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

б) Доцентрове прискорення

$$a = \frac{v^2}{r_1} = \frac{(2,18 \cdot 10^6 \text{ м/с})^2}{0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}} = 9,04 \cdot 10^{22} \text{ м/с}^2.$$

в) Доцентрова сила

$$F_{\phi} = \frac{m_e v^2}{r_1} = \frac{(9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг})(2,18 \cdot 10^6 \text{ м/с})^2}{0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}} = 8,18 \cdot 10^{-8} \text{ Н}.$$

г) Електростатична сила притягання між протоном і електроном

$$F_k = \frac{|q_p q_e|}{4\pi\epsilon_0 r_1^2} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^2}{4(3,14)(8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2 / \text{Н} \cdot \text{м}^2)(0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м})^2} = 8,23 \cdot 10^{-8} \text{ Н}.$$

Висновок: Доцентрова сила, яка діє на електрон на коловій орбіті радіуса r_n , за величиною дорівнює електростатичній силі притягання між протоном і електроном, що свідчить про те, що доцентрове прискорення створюється кулонівською силою притягання між протоном і електроном.

Приклад 33.2. За допомогою борівської моделі визначити енергію іонізації іона He^+ з одним електроном. Вирахувати також мінімальну довжину хвилі фотона, при якій проходить іонізація.

Розв'язок. Теорію Бора можна з успіхом використати і при розгляді воднеподібних атомів, тобто атомів, які складаються з ядра з зарядом Ze і одного електрона. До числа таких атомів відносяться однократно іонізований атом гелію He^+ ($Z = 2$), двократно іонізований атом літію Li^{++} ($Z = 3$) і т.д. Рівняння (33.5) і (33.6) для цього випадку запишуться так:

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad i \quad m_e v r_n = n \frac{h}{2\pi}. \quad (*)$$

Враховуючи систему рівнянь (*), формули (33.8) і (33.10) набудуть такого вигляду:

$$r_n = n^2 \frac{r_1}{Z} \quad i \quad E_n = -\frac{Z^2 m_e^4}{8h^2 \epsilon_0^2 n^2} = -\frac{Z^2}{n^2} 13,6 \text{ еВ},$$

де Z – порядковий номер елемента в періодичній таблиці Д.І. Менделєєва. Тому енергія іонізації іона He^+ дорівнює:

$$E_i = \left| -(2^2)(13,6 \text{ еВ}) \right| = 54,4 \text{ еВ}.$$

Це значення $E_i = 54,4 \text{ еВ}$ повністю узгоджується з експериментом.

Енергія фотона з мінімальною довжиною хвилі, при якій проходить іонізація, дорівнює $h\nu = 54,4 \text{ еВ}$, а мінімальна довжина хвилі

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu} = \frac{(6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})(3 \cdot 10^8 \text{ м/с})}{(54,4 \text{ еВ})(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/еВ})} = 2,28 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 228 \text{ Å}.$$

Приклад 33.3. Визначити довжини хвиль перших трьох ліній серії Пашена атома водню. В якій частині спектра лежать спектральні лінії серії Пашена?

Розв'язок. Скористаємось формулою (33.16):

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Для серії Пашена $m = 3$, а для перших трьох ліній цієї серії $n = 4, 5, 6$. Тоді

- а) $\frac{1}{\lambda_1} = (1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}) \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right) = 5,3326 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}; \lambda_1 = 1,8753 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 18753 \text{ Å};$
- б) $\frac{1}{\lambda_2} = (1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}) \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2} \right) = 7,8008 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}; \lambda_2 = 1,2819 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 12819 \text{ Å};$
- в) $\frac{1}{\lambda_3} = (1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}) \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{6^2} \right) = 9,1417 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}; \lambda_3 = 1,0939 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 10939 \text{ Å}.$

Всі лінії серії Пашена знаходяться в інфрачервоній ділянці спектра.

§ 33.5. Хвилі де Бройля

1. Нами було показано (§ 25.1), що світло має корпускулярно-хвильову природу: в одних випадках світло виявляє неперервні властивості електромагнітної хвилі (явища інтерференції, дифракції, поляризації), в інших – уподібнюється потоку частинок (фотоэффект, явище Комптона, люмінесценція).

В 1924 р. французький фізик Луї де Бройль* розширив наше уявлення про корпускулярно-хвильовий дуалізм, висунувши сміливу гіпотезу, що корпускулярно-хвильовий дуалізм не є особливістю тільки світла, він має універсальний характер. «В оптиці, – писав де Бройль – на протязі століття надто нехтували корпускулярним способом розгляду в порівнянні з хвильовим; чи не робилась в теорії речовини зворотна помилка?» Допускаючи, що частинки речовини поряд з корпускулярними властивостями володіють також і хвильовими, де Бройль переніс на випадок частинок речовини ті ж правила переходу від однієї картини до другої, які справедливі у випадку світла. Співвідношення $P_f = h/\lambda$ для імпульсу фотона де Бройль узагальнив і запропонував, що воно характерне і для будь-яких інших рухомих частинок, наприклад, електрона. Довжина хвилі частинки масою m , що рухається зі швидкістю v , визначиться формулою

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}. \quad (33.18)$$

Формулу (33.18) називають формулою де Бройля, а величину λ іноді називають **де-бройлівською довжиною хвилі**.

Хоча в своїх перших працях де Бройль розглядав проблему на прикладі електрона, співвідношення (33.18) справедливе для будь-яких матеріальних тіл. Наприклад, довжина хвилі пов'язана з м'ячем масою $m = 0,14 \text{ кг}$, що рухається з швидкістю $v \approx 40 \text{ м/с}$, дорівнює

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{(0,14 \text{ кг})(40 \text{ м/с})} = 1,2 \cdot 10^{-34} \text{ м} = 1,2 \cdot 10^{-24} \text{ Å}.$$

Ця величина настільки мала, що її експериментально визначити неможливо.

Формулу (33.18) можна переписати так:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mW}}, \quad (33.19)$$

* **Бройль Луї де (1892 – 1987)** – французький фізик, один із творців квантової механіки. За відкриття хвильової природи електронів удостоєний Нобелівської премії (1929 р.)

де $W = \frac{mv^2}{2}$ – кінетична енергія частинки. Для електрона $W = \frac{m_e v^2}{2} = eU$. Тоді

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} = \frac{h}{\sqrt{U} \sqrt{2m_e e}}, \quad (33.20)$$

де U – напруга, яка вимірюється у вольтах, e – заряд електрона, m_e – його маса. Якщо в формулу (33.20) підставити значення універсальних констант h , m_e , e , то отримаємо, що

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{\sqrt{U} \sqrt{2 \cdot (9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}) (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})}} = \frac{12,25}{\sqrt{U}} \text{ \AA}. \quad (33.21)$$

Приклад 33.4. Знайти дебройлівську довжину хвилі електрона прискореного різницею потенціалів $U = 100 \text{ В}$.

Розв’язок. За формулою (33.21) маємо:

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{U}} \text{ \AA} = \frac{12,25}{\sqrt{100}} \text{ \AA} = 1,225 \text{ \AA}.$$

Отримана довжина відповідає дуже коротким хвилям, але їх можна експериментально виявити. Для цього можна використати кристал в якості дифракційної решітки, як у випадку рентгенівського випромінювання (§ 27.9).

Гіпотеза де Бройля була підтверджена експериментами, які виконали незалежно один від одного американські фізики К.Дж. Девіссон (1881 – 1958) і Л.Х. Джермер (1896 – 1971) в 1927 р. Досліджуючи розсіяння електронів від поверхні металічного кристалу, вони виявили в розподілі інтенсивності розсіяних електронів регулярні максимуми, подібні до дифракційних максимумів рентгенівського випромінювання. Коли отримані максимуми були інтерпретовані на основі дифракційної картини, виявилось, що довжина хвилі дифрагуючого електрона співпадає з передбаченою де Бройлем [формула (33.20)]. Практично одночасно з дослідями Девісона і Джермера були проведені досліди по дифракції швидких електронів Дж.П. Томсоном (1892 – 1975) в Шотландії і повільних електронів – П.С. Тартаковським в СРСР, використавши іншу схему експерименту, які також виявили дифракцію електронів. На рис. 33.10 наведена типова дифракційна картина (електронограма) елек-

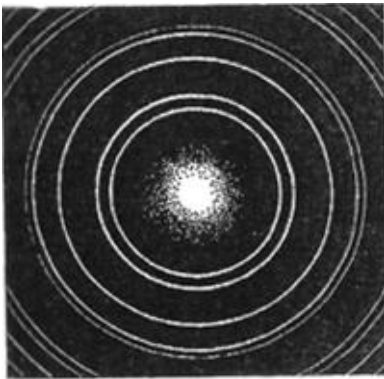


Рис. 33.10

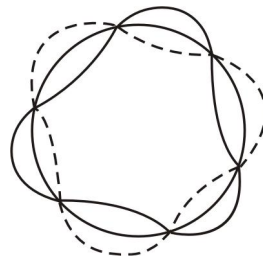


Рис. 33.11

тронів на металічній фользі. Пізніше експерименти показали, що протони, нейтрони і інші частинки також володіють хвильовими властивостями. За відкриття дифракції електронів на кристалах К. Девіссон і Дж.П. Томсон були удостоєні Нобелівської премії (1937 р.).

Таким чином, корпускулярно-хвильовий дуалізм відноситься не тільки до світла, але і до частинок речовини.

2. Один із вихідних аргументів де Бройля на користь хвильової природи електронів заключався в тому, що його припущення давало пояснення борівській теорії атома водню. Оскільки електрони в теорії Бора рухаються по коловим орбітам, де Бройль висловив припущення, що електронам відповідають колові стоячі хвилі, які “замикаються” на себе (рис. 33.11).

Довжина колової борівської орбіти радіуса r_n дорівнює $2\pi r_n = n\lambda$, де $n = 1, 2, 3, \dots$. Скориставшись формулою (33.18), отримуємо

$$2\pi r_n = \frac{nh}{mv},$$

або

$$mv r_n = \frac{nh}{2\pi}.$$

Останнє співвідношення є не що інше, як умова квантування (33.6), наведена Бором. Саме на цій умові ґрунтується висновок про дискретні орбіти і рівні енергії. Тим самим гіпотеза де Бройля дозволяє пояснити квантування орбіт і станів в борівській моделі: і те, і інше обумовлено хвильовою природою електронів і існуванням резонансних стоячих хвиль. Звідси слідує, що **корпускулярно-хвильовий дуалізм** закладений в самій структурі атома.

На рис. 33.12 показано стоячі колові хвилі при двох, трьох і п'яти довжинах хвиль на колі: n – число довжин хвиль, які вкладаються на колі, є разом з тим квантове число.

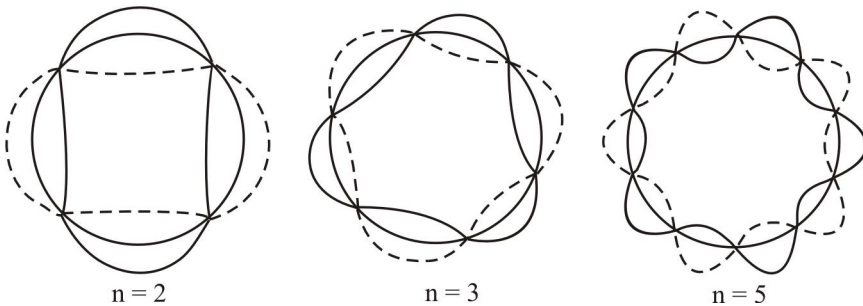


Рис. 33.12

Однак не слід думати, що колові стоячі хвилі (рис. 33.12) – це траєкторії, по яким рухаються електрони.

Приклад 33.5. Знайти довжину хвилі протона з кінетичною енергією $W = 10^9$ eB. Маса протона $m_p = 1,675 \cdot 10^{-27}$ кг.

Розв'язок. Згідно (33.19)

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e W}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{\sqrt{2 \cdot (1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}) (10^9 \text{ eB} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж / eB})}} = 9 \cdot 10^{-16} \text{ м}.$$

§ 33.6. Основи квантово-механічної теорії

З відкриттям хвильових властивостей частинок стало очевидно, що для опису їхньої поведінки основні рівняння класичної механіки непридатні. Необхідно було знайти інший

тип рівнянь, які б враховували хвильові та корпускулярні властивості частинок і описували б їхню поведінку як у вільному стані, так і в силовому полі; інакше кажучи, потрібного було створити якісно нову механіку для мікросвіту. Така механіка була створена і названа **квантовою механікою**.

Основним рівнянням квантової механіки є так зване **хвильове рівняння Шредінгера***, запропоноване ним у 1927 р. Для частинки, яка рухається в будь-якому стаціонарному полі, хвильове рівняння Шредінгера має такий вигляд:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (33.22)$$

де ψ – функція координат і називається хвильовою функцією, $\hbar = h/2\pi$ – стала Планка, m , E і U – відповідно маса, повна і потенціальна енергія частинки, ∇^2 – оператор Лапласа

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}.$$

Необговорюючи загального вигляду рівняння Шредінгера і способів його розв'язку, ми скористаємось лише уже "готовими" його розв'язками і з'ясуємо зміст хвильової функції ψ .

В одній із інтерпретацій функція ψ – це просто задана в будь-якій точці простору і в будь-який момент часу амплітуда "хвилі матерії", подібно до того, як \vec{E} (вектор напруженості електричного поля) або \vec{B} (вектор індукції магнітного поля) – амплітуда електромагнітної хвилі. Однак можлива і інша інтерпретація, яка ґрунтується на корпускулярно-хвильовому дуалізмі.

Хвильова функція ψ може змінюватися за величиною в просторі і часі. Якщо ψ описує ансамбль, який складається із великого числа частинок (наприклад, електронів), то величина $|\psi|^2$ в будь-якій точці пропорційна числу частинок, які будуть виявлені в цій точці. Однак, якщо число частинок мале, то дуже точних передбачень зробити не можна і $|\psi|^2$ набуває імовірнісного характеру. Якщо хвильова функція ψ , яка залежить від часу і точки простору, описує окрему частинку (наприклад, електрон в атомі), то $|\psi|^2$ інтерпретується так: **$|\psi|^2$ в заданій точці простору і в даний момент часу визначає імовірність знайти електрон в цій точці простору і у вибраний момент часу.**

Таким чином, якщо ми трактуємо електрони (і інші мікрочастинки) як хвилі, то ψ описує амплітуду відповідної матеріальної хвилі. Якщо ми трактуємо електрон як частинки, то ψ слід інтерпретувати на основі імовірності. Квадрат модуля хвильової функції $|\psi|^2$ характеризує імовірність виявити даний електрон в даній точці. При цьому поняття траєкторії електрона в просторі і часі втрачає зміст.

§ 33.7. Квантово-механічна картина будови атома

Результати, досягнуті борівською теорією в розв'язанні задачі про енергетичні рівні

* Шредінгер Ервін (1887 – 1961) – австрійський фізик-теоретик, один із творців квантової механіки. За створення хвильової механіки у 1933 р. був нагороджений Нобелівською премією.

електрона у воднеподібній системі, можна знайти в квантовій механіці, не застосовуючи постулатів Бора.

Розглянемо систему із нерухомого ядра із зарядом Ze (Z – ціле число) і одного електрона, що рухається навколо ядра. Потенціальна енергія електрона дорівнює

$$U = -\frac{Ze^2}{r},$$

де r – відстань від ядра до електрона. Стан електрона в такій системі описується деякою хвильовою функцією ψ , яка задовольняє стаціонарне рівняння Шредінгера (33.22):

$$\nabla^2\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0, \quad (33.23)$$

тут m_e – маса електрона.

Можна показати, що рівняння (33.23) має розв'язки в двох випадках: 1) при будь-яких додатних значеннях енергії E ($E > 0$), 2) при дискретних від'ємних значеннях енергії, рівних

$$E_n = -\frac{Z^2 m_e^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (33.24)$$

Випадок $E > 0$ відповідає електрону, який пролітає поблизу ядра і віддаляється знову на нескінченність. Випадок $E < 0$ відповідає електрону, зв'язаного з ядром. Якщо покласти $Z = 1$ (атом водню), то формула (33.24) повністю співпадає з формулою (33.10), що свідчить про те, що послідовне розв'язання рівняння Шредінгера для електрона, зв'язаного з ядром, призводить до таких же значень енергії водневого атома, які були отримані в теорії Бора, але без використання будь-яких постулатів.

Крім того, власні функції рівняння (33.23) містять три цілочислові параметри n, l і m_l :

$$\psi = \psi_{n,l,m_l}(r, \theta, \varphi). \quad (33.25)$$

Тут r, θ, φ – сферичні координати.

Параметр n називають **головним квантовим числом** і він співпадає з номером рівня енергії атома. Інші два параметри l і m_l відповідно називають **азимутальним (орбітальним) і магнітним квантовими числами**.

Зупинимось детальніше на квантових числах.

Квантове число n із теорії Бора зберігається і в квантовій механіці під назвою **головне квантове число**. Воно може приймати будь-яке відмінне від нуля додатне число ($n = 1, 2, 3, \dots$) і, як було показано вище, від n залежить повна енергія стану атома.

Орбітальне (азимутальне) квантове число l визначає величину орбітального моменту імпульсу електрона. Воно може при заданому n приймати цілочислові значення від 0 до $n - 1$ ($l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$). Наприклад, в основному стані з $n = 1$ орбітальне квантове число може мати тільки одне значення $l = 0$, при $n = 2$, $l = 0, 1$, при $n = 3$, $l = 0, 1$ і 2. Величина орбітального моменту імпульсу L_e зв'язана з азимутальним квантовим числом l співвідношенням:

$$|\vec{L}_l| = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (33.26)$$

Наприклад, при $l = 0$, $L_l = 0$; $l = 1$, $L_l = \hbar\sqrt{2}$; $l = 2$, $L_l = \hbar\sqrt{6}$; і т. д.

Магнітне квантове число m_l визначає проекцію моменту імпульсу електрона на деякий напрямок Z . При заданому l воно може приймати цілочислові значення від $-l$ до $+l$, вклю-

чаючи і 0. Так, наприклад, якщо $l = 1$, то m_l набуває значень $-1, 0, +1$, якщо $l = 2$, $m_l = -2, -1, 0, +1, +2$, всіх $2l + 1$ значень. Оскільки момент імпульсу – вектор, то не дивно, що він квантується за величиною і за напрямком. На рис. 33.13 показано квантування напрямку моменту імпульсу електрона при $l = 2$. Як видно із рис. 33.13, при $l = 2$ можливі п'ять орієнтацій вектора \vec{L}_l . Проекція моменту імпульсу електрона \vec{L}_{lZ} на заданий напрямок (вісь Z) дорівнює:

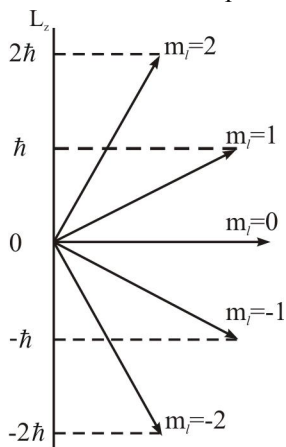


Рис. 33.13

$$|\vec{L}_{lZ}| = m_l \hbar. \quad (33.27)$$

Оскільки m_l набуває цілочислових значень, то стали \hbar можна розглядати як природну одиницю моменту імпульсу.

Пізніше (1925 р.) було доведено, що електрон володіє власним механічним моментом імпульсу \vec{L}_s , який не зв'язаний з рухом електрона в просторі. Цей власний механічний момент імпульсу був названий спіном.

Величина власного моменту імпульсу електрона визначається за загальним законом квантової механіки (подібно до орбітального моменту імпульсу електрона):

$$|\vec{L}_s| = \hbar \sqrt{s(s+1)}. \quad (33.28)$$

Спінове квантове число s , яке входить в формулу (33.28), має тільки одне-єдине значення, рівне $1/2$. Тому єдино можливе значення $|\vec{L}_s|$ рівне:

$$|\vec{L}_s| = \hbar \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2} + 1)} = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2}.$$

Число s називається квантовим числом, але воно, як правило, не використовується з іншими квантовими числами, оскільки воно має тільки одне значення ($1/2$) і не вносить відмінності між станами. Власний механічний момент електрона може мати єдине значення $|\vec{L}_s| = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2}$ і є також фундаментальною характеристикою електрона, як його маса або заряд.

Таблиця 33.2.

Назва	Позначення	Значення	Число можливих значень
Головне	n	$1, 2, 3, \dots, \infty$	Будь-яке
Орбітальне	l	$0, 1, 2, \dots, n-1$; при заданому n	n
Магнітне	m_l	$-l, -l+1, \dots, 0, l-1, \dots, l$; при заданому l	$2l+1$
Магнітне спінове	m_s	$\pm \frac{1}{2}$	2

Проекція власного механічного моменту $|\vec{L}_{sZ}|$ електрона на напрямок Z квантована і визначається так:

$$|\vec{L}_{sZ}| = m_s \hbar, \quad (33.29)$$

де $m_s = \pm 1/2$ і називається **магнітним спіновим квантовим числом**. Часто $m_s = 1/2$ позначають як "спін-вверх" (\uparrow), а $m_s = -1/2$ як "спін-вниз" (\downarrow).

Перелік квантових чисел наведено в табл. 33.2. Таким чином, стан системи може бути повністю визначено квантовими числами n, l, m_l, m_s . Зауважимо, що для кожного l існує $2l + 1$ значень m_l , а для кожного s існує $2s + 1 = 2$ можливих значень m_s .

§ 33.8. Принцип Паулі. Розподіл електронів на енергетичних рівнях атома

Задання різних квантових чисел для опису станів електронів має більш істотне значення, ніж просто класифікація їх станів. Закон фізики, відомий під назвою принцип Паулі* або принципу заборони, стверджує, що **не може бути більше одного електрона в даному стані, якщо цей стан описується чотирма квантовими числами: n, l, m_l, m_s . Або, в одному атомі не може бути двох електронів з одним і тим же набором квантових чисел n, l, m_l, m_s .**

Щодо системи електронів в атомі, то принцип Паулі можна записати так:

$$Z_1(n, l, m_l, m_s) = 1, \quad (33.30)$$

де $Z_1(n, l, m_l, m_s)$ – число електронів, що перебувають у стані, який описується набором квантових чисел n, l, m_l, m_s . Користуючись принципом Паулі, можна знайти максимальне число електронів в атомі, що мають задані значення трьох (n, l, m_l), двох (n, l) і одного (n) квантових чисел. Знайдемо максимальне число $Z_2(n, l, m_l)$ електронів, що перебувають у станах з однаковим набором трьох квантових чисел n, l, m_l , тобто відрізняються лише значенням магнітного спінового числа, яке може набувати лише двох значень: $1/2$ і $-1/2$. Тоді

$$Z_2(n, l, m_l) = 2. \quad (33.31)$$

Максимальне число електронів, що перебувають у станах з однаковими двома квантовими числами n, l

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1). \quad (33.32)$$

Тут враховано, що при заданому квантовому числі l , магнітне квантове число m_l набуває $2l + 1$ значень.

Нарешті, знайдемо, користуючись принципом Паулі, максимальне число $Z_4(n)$ електронів, що перебувають в станах, які визначаються значенням головного квантового числа n . Оскільки число l при заданому n змінюється від 0 до $n - 1$, то, сумуючи $Z(n, l)$ по l від 0 до $n - 1$, отримаємо

$$Z_4(n) = \sum_{l=0}^{l=(n-1)} 2(2l + 1) = 2n^2. \quad (33.33)$$

Сукупність електронів, стан яких описується однаковими значеннями квантового числа n , утворюють **електронну оболонку**: у відповідності із значенням n оболонкам дано позначення, запозичені з рентгенівської спектроскопії:

Значення n	1	2	3	4	5	6	7...
Позначення оболонки	K	L	M	N	O	P	Q...

* **Паулі Вольфганг (1900 – 1958)** – швейцарський фізик-теоретик. За сформульований ним "принцип Паулі" в 1945 р. був удостоєний Нобелівської премії з фізики.

Про електрони з однаковим значенням l говорять, що вони належать до однієї підоболонки. Часто для позначення l цифри замінюють буквами:

Значення l	0	1	2	3	4...
Буквене позначення	s	p	d	f	g...

Так електрони з $l = 0$ утворюють s-підоболонку і називають їх s-електронами, з $l = 1$ – p-підоболонку (p-електрони), з $l = 2$ – d-підоболонку (d-електрони) тощо. Принцип Паулі обмежує число електронів в кожній оболонці і підоболонці.

В табл. 33.3 наведено максимальні числа електронів, що перебувають у станах, які характеризуються заданими значеннями головного n і орбітального l квантових чисел.

Таблиця 33.3.

n	Оболонка	Кількість електронів у станах					Максимальне число електронів
		s ($l = 0$)	p ($l = 1$)	d ($l = 2$)	f ($l = 3$)	g ($l = 4$)	
1	K	2	–	–	–	–	2
2	L	2	6	–	–	–	8
3	M	2	6	10	–	–	18
4	N	2	6	10	14	–	32
5	Q	2	6	10	14	18	50

Оскільки енергетичні рівні майже повністю визначаються значеннями n і l , то електронна конфігурація в атомі, як правило, задається зазначенням числа n і літерним (буквеним) позначенням l , а число електронів в кожній підоболонці вказується у вигляді верхнього індексу. Наприклад, основний стан атома кисню можна записати символічно так:

$$1s^2 2s^2 2p^4.$$

Тут вказано, що два електрони перебувають в станах з $n = 1$ і $l = 0$ ($1s^2$), два електрони мають квантові числа $n = 2$ і $l = 0$ ($2s^2$) і чотири електрони займають стани з $n = 2$ і $l = 1$ ($2p^4$).

§ 33.9. Заповнення електронних оболонок атомів

Принцип Паулі відіграв визначну роль у розвитку сучасної атомної і ядерної фізики. Зокрема, наприклад, він дає пояснення повторюваності властивостей атомів. Прослідкуємо побудову періодичної системи елементів Д.І. Менделєєва. Почнемо з атома водню, який має в основному стані один 1s-електрон з довільною орієнтацією спіна. Кожний наступний атом будемо отримувати, збільшуючи заряд ядра попереднього атома на одиницю і додаючи один електрон, який ми будемо поміщати в доступний йому, відповідно принципу Паулі, стан з найменшою енергією.

Якщо заряд ядра атома водню збільшити на одиницю і додати ще один електрон, то утвориться атом гелію. Обидва електрони в цьому атомі можуть знаходитися в К-оболонці, але з антипаралельними спінами. Електронна конфігурація атома запишеться як $1s^2$. На атомі гелію закінчується заповнення К-оболонки.

Третій електрон атома літію може зайняти лише 2s-стан. Цей електрон в атомі літію слабше зв'язаний з ядром, ніж два інші, і саме він визначає оптичні і хімічні властивості атома.

У берилію ($Z = 4$) повністю заповнюється підоболонка 2s. У наступних шести елементів (В, С, N, O, Р і Ne) відбувається заповнення електронами підоболонки 2p, в результаті чого неон має повністю заповнені К- і L- оболонки, які утворюють стійку систему, подібну до

системи гелію, чим обумовлюються специфічні властивості інертних газів.

Процес забудови електронних оболонок перших 36 елементів періодичної системи наведені в таблиці 33.4.

Одинадцятий елемент, натрій, має, крім заповнених K- і L-оболонки, один електрон в 3s-підоболонці. Електронна конфігурація має вигляд: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Як і у випадку літію 3s- електрон слабше зв'язаний з ядром, ніж інші, і є валентним або оптичним електроном, у зв'язку з чим хімічні і оптичні властивості натрію подібні до властивостей літію.

Таблиця 33.4

Елемент	K	L	M	N	O	P	Q
	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5d 5p 5f	6s 6p 6d	7s
1 H	1						
2 He	2						
3 Li	2	1					
4 Be	2	2					
5 B	2	2 1					
6 C	2	2 2					
7 N	2	2 3					
8 O	2	2 4					
9 F	2	2 5					
10 Ne	2	2 6					
11 Na	2	2 6	1				
12 Mg	2	2 6	2				
13 Al	2	2 6	2 1				
14 Si	2	2 6	2 2				
15 P	2	2 6	2 3				
16 S	2	2 6	2 4				
17 Cl	2	2 6	2 5				
18 Ar	2	2 6	2 6				
19 K	2	2 6	2 6	1			
20 Ca	2	2 6	2 6	2			
21 Sc	2	2 6	2 6 1	2			
22 Ti	2	2 6	2 6 2	2			
23 V	2	2 6	2 6 3	2			
24 Cr	2	2 6	2 6 4	1			
25 Mn	2	2 6	2 6 5	2			
26 Fe	2	2 6	2 6 6	2			
27 Co	2	2 6	2 6 7	2			
28 Ni	2	2 6	2 6 8	2			
29 Cu	2	2 6	2 6 9	1			
30 Zn	2	2 6	2 6 10	2			
31 Ga	2	2 6	2 6 10	2 1			
32 Ge	2	2 6	2 6 10	2 2			
33 As	2	2 6	2 6 10	2 3			
34 Se	2	2 6	2 6 10	2 4			
35 Br	2	2 6	2 6 10	2 5			
36 Kr	2	2 6	2 6 10	2 6			

У наступних за натрієм елементів нормально заповнюються 3s- і 3p-підоболонки. Тут слід зауважити, що після заповнення у аргону 3p-підоболонки (електронна конфігурація атома аргону: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$) у калію починає заповнюватися 4s-підоболонка, оскільки вона енергетично знаходиться нижче 3d-підоболонки. Таким чином, при незаповненій повністю М-оболонки починає заповнюватися N-оболонка. Підоболонка 4p лежить уже вище, ніж 3d, так що після заповнення 4s-підоболонки заповнюється підоболонка 3d.

З аналогічними відступами від звичайної послідовності, яка повторюється час від часу, здійснюється забудова електронних рівнів всіх атомів. При цьому періодично повторюються подібні електронні конфігурації, чим обумовлюється періодична повторюваність хімічних і оптичних властивостей атомів.

Насамкінець, виходячи із вище сказаного, можна легко побудувати схему енергетичних рівнів атома і забудову їх електронами для будь-якого із хімічних елементів таблиці Д.І. Менделєєва.

На рис. 33.14 наведена подібна схема для атома заліза, у якого навколо ядра обертається 26 електронів. Електрони на схемі позначені стрілочками: кількість стрілочок означає кіль-

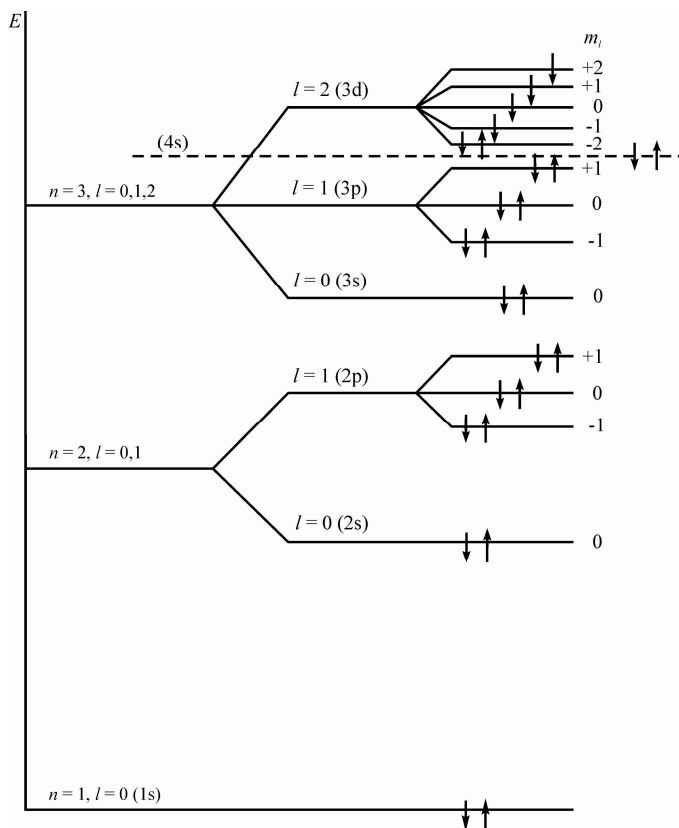


Рис. 33.14

кість електронів, напрямок стрілочки – напрямок спіна.

§ 33.10. Рентгенівське випромінювання

Наприкінці 1895 р. німецький фізик К. Рентген (1845 – 1923)*, пропускаючи електричний струм через розряджені гази в розрядній трубці, відкрив нові промені, які назвав Х-променями, підкресливши тим самим їх незвичайність і загадковість. У більшості країн ці промені стали називати рентгенівськими.

Джерелом рентгенівського випромінювання, як правило, є рентгенівська трубка (рис. 33.15),

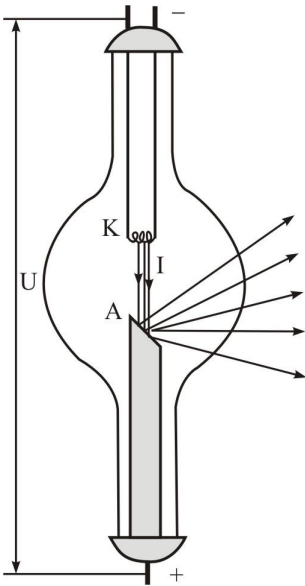


Рис. 33.15

яка складається із скляного балона, з якого відкачано повітря, катода K і анода (антикатада) A. Катод, що нагрівається електричним струмом, є джерелом вільних електронів, які випромінюються внаслідок термоелектронної емісії. Електрони попадають на анод, який виготовляють із важких металів (Cu, W, Fe, Pt тощо). Прискорення електронів здійснюється високою напругою, яка створюється між катодом і анодом. Енергія прискорених електронів при взаємодії з анодом частково перетворюється в електромагнітне випромінювання, а частково в тепло. Тому в потужних рентгенівських трубках антикатод необхідно інтенсивно охолоджувати, як правило, проточною водою.

Було встановлено, що рентгенівське випромінювання володіє рядом специфічних властивостей. Зокрема, воно, на відміну від світлових променів, безпосередньо не сприймається оком спостерігача і здатне проходити через товсті шари різних речовин, тобто воно володіє великою проникаючою здатністю, яка залежить від довжини хвилі; воно іонізує повітря та здатне викликати фотоефект і чинити значну фізіологічну дію на живі організми.

Справжня природа рентгенівського випромінювання була з'ясована лише через 17 років після їх відкриття – у 1912 р. Основна заслуга в цьому належить німецькому фізику Лауе, який першим спостерігав дифракцію рентгенівських променів при проходженні їх крізь кристали. Цими дослідженнями, а також рядом наступних експериментів було встановлено, що рентгенівські промені мають електромагнітну природу, тобто ту саму, що і світло, тільки відрізняються від світла дуже малою довжиною хвилі. Вони займають одну із короткохвильових ділянок усього спектра електромагнітних хвиль (рис. 25.2). Діапазон довжин хвиль рентгенівського випромінювання простягається від $0,6 \cdot 10^{-13}$ м до $2 \cdot 10^{-10}$ м ($0,6 \cdot 10^{-13} \text{ м} < \lambda < 2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$).

Експериментальні дослідження показали, що існують дві різновидності рентгенівського випромінювання, причини виникнення яких цілком різні. Одна із компонентів являє собою **гальмівне випромінювання**, яке має неперервний спектр. Оскільки це випромінювання подібне до білого світла, то його іноді називають **білим**.

Було з'ясовано, що біле рентгенівське випромінювання спричиняється гальмуванням швидких електронів в речовині аноду. Таким чином, цей тип рентгенівського випромінювання випускають самі електрони, які рухаються в речовині анода.

Згідно класичної електродинаміки при гальмуванні електрона дійсно повинні виникати хвилі всіх довжин – від нуля і до нескінченності. На рис. 33.16 наведені експериментальні криві розподілу інтенсивності гальмівного рентгенівського випромінювання за

* Рентгену Вільгельму Конраду за відкриття Х-променів у 1901 р., першому серед фізиків, була присуджена Нобелівська премія.

довжинами хвиль для різних значень U . Як видно із рисунка, висновки теорії підтверджуються експериментально. Однак, є одне принципове відхилення від вимог класичної електродинаміки: спектр гальмівного рентгенівського випромінювання обмежений з боку коротких хвиль деякою межею λ_{\min} , тобто має короткохвильову межу.

Існування межі суцільного рентгенівського спектра легко пояснюється на основі квантових уявлень. Очевидно, що максимальна енергія $h\nu_{\max}$ рентгенівського кванта, що виник за рахунок енергії електрона, не може перевищувати цієї енергії:

$$W_k = eU = h\nu_{\max}, \quad (33.34)$$

де U – прискорююча різниця потенціалів. Звідки

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{hc}{eU}. \quad (33.35)$$

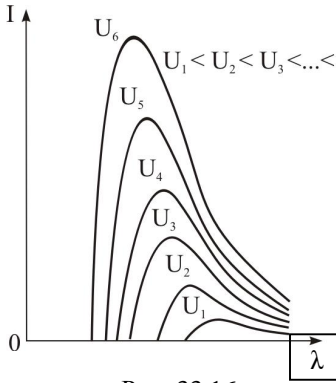


Рис. 33.16

Формула (33.35) цілком відповідає експериментальним даним і лежить в основі одного із найточніших і найдостовірних методів експериментального визначення сталої Планка.

Потік рентгенівського випромінювання, що виходить із трубки, пропорційний силі струму, що тече через трубку, квадрату напруги на трубці і величині атомного номера речовини анода, тобто

$$\Phi = kZIU^2,$$

де $k = 10^{-9} \text{ Bm} / (\text{B}^2 \cdot \text{A})$ – стала величина.

Жорсткість рентгенівських променів, яка зростає із зменшенням довжини хвилі, характеризує їх проникаючу здатність і залежить тільки від напруги, яка подається на трубку. Чим вища напруга, тим жорсткіші рентгенівські промені, як це видно із формули (33.35).

На неперервний спектр гальмівного випромінювання накладається інша компонента – так зване **характеристичне рентгенівське випромінювання**. Ця компонента характеризує речовину анода, тому вона так і називається. Характеристичне рентгенівське випромінювання має **лінійчатий спектр**. Особливістю цього випромінювання є те, що атоми кожного хімічного елемента мають свій, цілком певний, лінійчатий спектр.

Рентгенівські спектри відрізняються помітною простотою. Вони складаються із декількох серій (К-серія, L-серія, М-серія тощо). Кожна серія нараховує невелике число ліній, які в порядку зростання частоти позначаються $K_\alpha, K_\beta, K_\gamma, \dots$; $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, \dots$ і т.д. При збільшенні атомного номера Z весь рентгенівський спектр зміщується в короткохвильову частину, але не міняє своєї структури. Це пояснюється тим, що рентгенівські спектри виникають при переходах електронів між внутрішніми електронними рівнями атома, структура яких подібна.

Схема виникнення рентгенівського характеристичного спектра наведена на рис. 33.17.

Характеристичне рентгенівське випромінювання виникає внаслідок того, що потужне катодне проміння проникає в глибину електронних оболонок атомів, вириває електрони з нижніх шарів і спричиняє вихід їх за межі атома. Якщо виривається один із двох електронів К-оболонки, то звільнене місце може бути зайняте електроном із будь-якого вищого шару (L, M, N, ...). При цьому виникає К-серія. Аналогічно виникають і інші серії. Серія К обов'язково супроводжується іншими серіями, оскільки при випромінюванні її ліній звільняються рівні в шарах L, M, ..., які будуть в свою чергу заповнюватися електронами із більш вищих шарів.

Різниця між внутрішніми енергетичними рівнями значно більша різниці між оптичними (верхніми) рівнями, тому енергія рентгенівських фотонів більша за енергію світлових фотонів. Із цього зрозуміло, що чим більший порядковий номер елемента, тобто чим

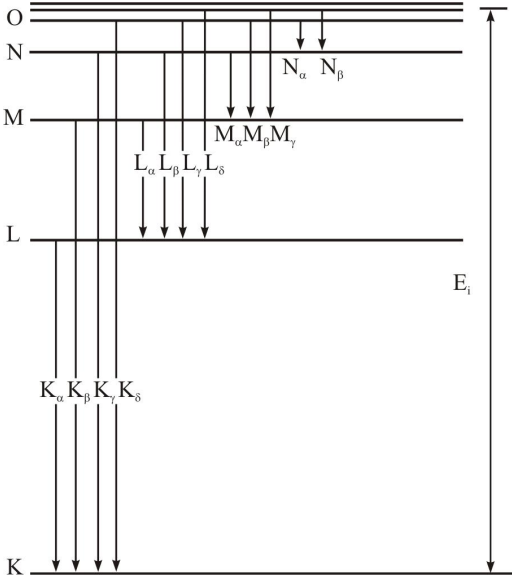


Рис. 33.17

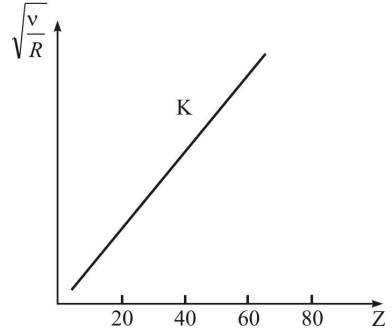


Рис. 33.18

на більшій кількості електронних шарах розміщені електрони, тим більше серій виникатиме в його рентгенівському спектрі і тим більше ліній становиться в серії. **У водню і гелію, у яких немає внутрішніх оболонок, немає рентгенівського спектра, тільки оптичний.** Починаючи від літію до неону появляється тільки К-серія, від натрію до аргону – К- і L-серії і т.д.

Для кожного атома існує своя межа збудження К-серії. Наприклад, для алюмінію ($Z = 13$) вона становить 1,55 кеВ, для заліза ($Z = 26$) – 7,10 кеВ, для золота ($Z = 79$) – 80,5 кеВ. Це пов'язано з тим, що для виривання електрона із К-оболонки необхідна значна енергія, яка витрачається на виконання роботи по вириванню електрона. Тому, лінії характеристичного спектра з'являються тільки при напрузі на рентгенівській трубці, яка більша деякого певного значення для кожного матеріалу анода.

В 1913 р. англійський фізик Мозлі (1887 – 1915) встановив закон, який зв'язує довжину хвилі ліній рентгенівського спектра з атомним номером випромінюючого їх елемента. Відповідно цього закону довжину хвилі K_α -лінії можна задати формулою

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right). \quad (33.36)$$

K_β - лінії

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right). \quad (33.37)$$

L_α - лінії

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z-7,5)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right). \quad (33.38)$$

Всі ці формули можна об'єднати такою формулою

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (33.39)$$

де R – стала Рідберга, σ – константа, яка називається **сталою екранування**. (Для К-серії $\sigma = 1$, для L-серії $\sigma = 0,75$).

На рис. 33.18 наведено так звану діаграму Мозлі, яка наочно ілюструє лінійну залежність частоти ліній К-серії рентгенівського спектра від порядкового номера Z . Закон Мозлі є природничонауковим підтвердженням справедливості ядерної моделі атома та періодичного закону Д.І. Менделєєва.

Приклад 33.6. Знайти граничну довжину хвилі λ_{\min} рентгенівського фотона, випромінюваного рентгенівською трубкою з прискорюючою напругою $U = 50$ кВ.

Розв'язок: Згідно формули (33.35)

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} = \frac{(6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})(3 \cdot 10^8 \text{ м/с})}{(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})(5 \cdot 10^4 \text{ В})} = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ м} = 0,25 \text{ Å}.$$

Приклад 33.7. Оцінити довжину хвилі випромінювання, яке виникає при переході атома заліза ($Z = 26$) із стану з $n = 2$ в стан з $n = 1$.

Розв'язок: Згідно (33.36) маємо:

$$\frac{1}{\lambda} = (1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1})(26-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = 5,142 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1}.$$

$$\lambda = 1,94 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,94 \text{ Å}.$$

§ 33.11. Будова і принцип дії лазера

Лазер – це прилад (джерело світла), який генерує вузький пучок монохроматичного когерентного світла високої інтенсивності.

Випромінювання лазера представляє собою майже ідеальну плоску хвилю. Звичайні джерела світла випромінюють світло у всіх напрямках і тому інтенсивність такого випромінювання зменшується з відстанню. Крім того світло від звичайних джерел некогерентне.

Принцип дії лазера ґрунтується на квантовому ефекті. Відомо, що фотон може поглинутися атомом тільки тоді, коли його енергія $E_f = h\nu$ співпадає з різницею енергій між заповненим енергетичним рівнем і вільним збудженим рівнем (рис. 33.19, а). Таке поглинання називається **резонансним поглинанням**. Якщо атом знаходиться в збудженому стані, то він може самовільно перейти в стан з меншою енергією з випромінюванням фотона.

При спонтанному випромінюванні окремі атоми випромінюють незалежно один від одного, і окремі акти випромінювання не зв'язані в часі, тому поляризація і напрямок випромінювання електромагнітних хвиль можуть бути будь-якими. Звідси випливає висновок – спонтанне випромінювання за своїми властивостями є некогерентним, шумовим і не напрямленим.

Можливе і інше явище, коли фотон, який володіє необхідною енергією, при взаємодії

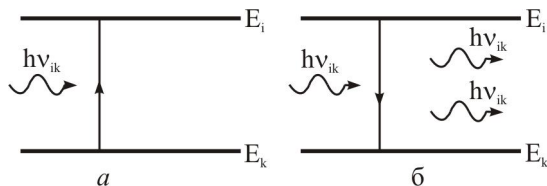


Рис. 33.19

зі збудженим атомом стимулює перехід атома в більш низький стан (рис. 33.19, б). Випромінювання, яке при цьому має місце, називається **індукованим (вимушеним)**.

Існує важлива особливість вимушеного випромінювання: вторинний фотон, який випускається в результаті переходу, нічим не відрізняється від того фотона, який стимулював цей перехід. Обидва фотони характеризуються однаковими властивостями: при вимушеному випромінюванні частота, напрямок поширення і стан поляризації індукованого випромінювання точно співпадають з частотою, напрямком поширення і поляризацією зовнішнього електромагнітного поля, яке викликало це випромінювання. Обидва випромінювання **співфазні, тобто фази вимушуючих і випромінених квантів жорстко зв'язані**. Звідси випливає, що оскільки первинні і вторинні фотони тотожні, то зрозуміло, що таке випромінювання набуває властивостей **монохроматичності, когерентності і напрямленості**. Саме так виникає в лазері когерентне випромінювання. Сама назва "лазер" походить від абревіатури англійської назви приладу **Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation** – підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання.

При нормальних умовах більша частина атомів знаходиться в основному стані (рис. 33.20, а) і тому фотони, з якими вони взаємодіють, як правило, поглинаються. Щоб отримати підсилення в результаті вимушеного випромінювання необхідно задовольнити дві вимоги. **По-перше**, необхідно зробити так, щоб в стані з більшою енергією E_i (в збудженому стані) знаходилося більше атомів, ніж в стані з меншою енергією E_k . В цьому випадку говорять,

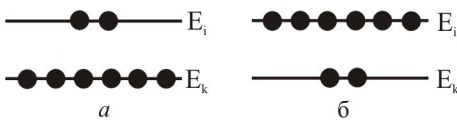


Рис. 33.20

що дана сукупність атомів характеризується **інверсною населеністю** (рис. 33.20, б). **По-друге**, більш високий стан повинен бути **метастабільним**, тобто атоми в цьому стані повинні знаходитися довше, ніж звичайно, перехід в більш низький стан повинен відбуватися не спонтанно, а завдяки вимушеному випромінюванню.

В речовині з інверсною населеністю енергетичних рівнів вимушене випромінювання може перевершити поглинання світла атомами, внаслідок чого падаючий пучок світла при проходженні через речовину буде підсилюватися.

На можливість створення середовищ, в яких світло буде підсилюватися за рахунок вимушеного випромінювання, вперше (в 1939 р.) вказав В.А. Фабрикант (1907 – 1991) (СРСР). В 1953 р. Н.Г. Басов (1922 – 2001) і А.М. Прохоров (1916 – 2002) (СРСР) і незалежно Ч. Таунс (1915 р.н.) (США) запропонували новий принцип генерації і підсилення електромагнітного випромінювання. Були створені перші молекулярні генератори, які працювали в діапазоні сантиметрових хвиль. Ці генератори отримали назву **мазерів**. В 1960 р. Мейман (1927 р.н.) (США) створив перший аналогічний прилад, який працював в оптичному діапазоні – **лазер**. Іноді лазери називають **оптичними квантовими генераторами**.*

На рис. 33.21 показано принцип підсилення. Інверсна населеність атомів в трирівневному лазері показана на рис. 33.22.

Процес генерації випромінювання будь-якого лазера ілюструється рис. 33.23, де тверда активна речовина зображена у вигляді циліндра із строго паралельними торцями і поміщена в оптичний резонатор, виконаний у вигляді відбивних шарів, нанесених на торцеві поверхні циліндра.

До початку процесу накачування (збудження) переважна більшість атомів активної речовини перебуває в основному стані, що на рис. 33.23,а умовно позначено чорними кружеч-

* За створення квантових генераторів Н.Г. Басову, А.М. Прохорову і Ч. Таунсу в 1964 р. була присуджена Нобелівська премія з фізики.

ками. Завдяки накачуванню більшість атомів переходить у збуджений стан (рис. 33.23, б).

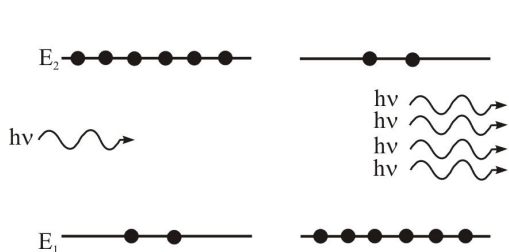


Рис. 33.21

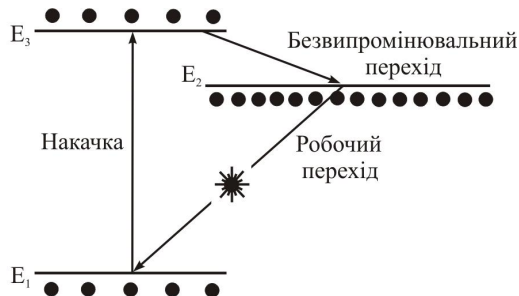


Рис. 33.22

Якщо частина збуджених атомів спонтанно переходить в основний стан і випромінює фотони мають напрямки, не паралельні осі активної речовини, то ці фотони виходять за межі речовини (рис. 33.23, в) і участі в подальшому процесі не беруть.

Процес індукованого випромінювання починається тоді, коли, принаймні, один збуджений атом спонтанно випромінить фотон, паралельний осі активної речовини (рис. 33.23, з).

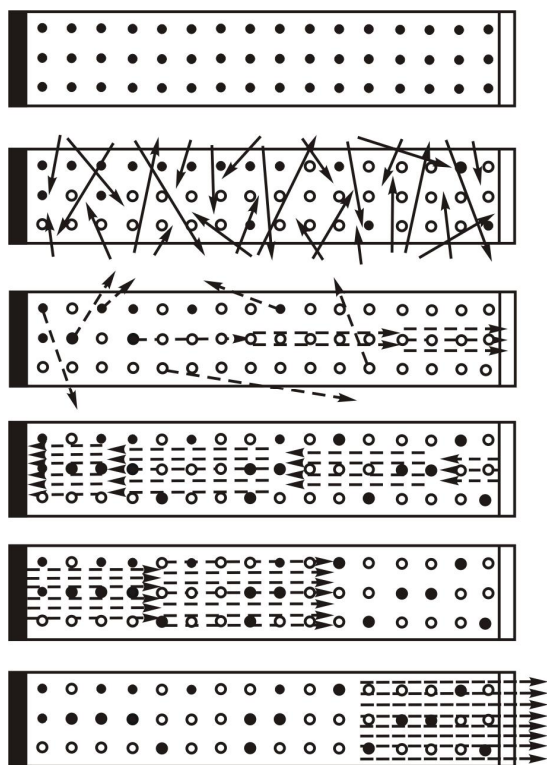


Рис. 33.23

Цей фотон змусить інший атом випромінити тотожний першому другий фотон і т.д. Процес набуває лавиноподібного характеру, бо фотони поширюються вздовж речовини, послідовно відбиваючись від її торцевих поверхонь (рис. 33.23, з, д). Частина утвореного пучка виходить через напівпрозорий торець у вигляді вузько спрямованого, потужного, когерентного світлового променя (рис. 33.23, е). Строга паралельність торцевих пластин забезпечує вузьку спрямованість світлового променя, а участь в процесі індукованих переходів великої кількості збуджених частинок (молекул, атомів) забезпечує велику потужність випромінювання, яка зростає із збільшенням концентрації активних частинок. Оскільки індуковане випромінювання є процесом **резонансним**, то воно є **високомонохроматичним**. Сигнал, який виходить з боку напівпрозорої торцевої поверхні, має майже плоский фронт, тому він є просторово когерентним, а оскільки сигнал майже монохроматичний, то він когерентний і в часі.

Нарешті, зауважимо, що яскравість квантових генераторів (лазерів) становить $B = 10^{11}$ кд/м². Для порівняння відмітимо, що яскравість Сонця на два порядки менша ($B_C \approx 10^9$ кд/м²).

Існує декілька способів збудження атомів для створення в лазері необхідної інверсної населеності. В рубіновому лазері в якості активної речовини використовується рубіновий

стержень, який представляє собою Al_2O_3 , в якому окремі атоми алюмінію заміщені трикратно іонізованими атомами хрому (Cr^{+++}). Саме атоми хрому беруть участь в генерації лазерного випромінювання. Ці атоми збуджуються сильними спалахами світла з довжиною хвилі $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. Як видно із рис. 33.24, при збудженні атоми переходять із стану (основного) E_1 в стан E_3 . Цей процес називають оптичною **накачкою**.

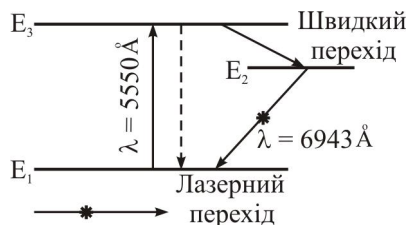


Рис. 33.24

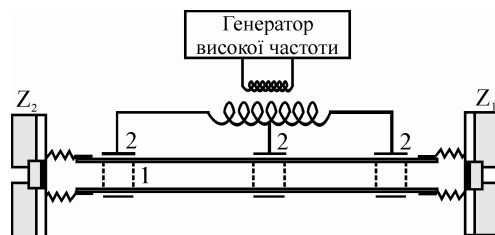


Рис. 33.25

Із стану E_3 атоми або швидко повертаються в стан E_1 , або переходять в проміжний метастабільний стан E_2 з часом життя $\tau \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. (Для звичайних рівнів час життя $\tau \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$). При потужній накачці в стані E_2 може виявитися більше атомів, ніж в стані E_1 . Тим самим створюється інверсна населеність рівнів, яка необхідна для генерації лазерного випромінювання. Рубіновий лазер генерує (перехід $E_2 \rightarrow E_1$) світло з довжиною хвилі $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ (рубіново-червоний колір).

Лазери на рубіні працюють в імпульсному режимі. Всередині активного середовища (кристала) виділяється багато тепла, у зв'язку з чим його потрібно інтенсивно охолоджувати.

В 1961 р. Джаваном (1926 р.н.) (США) був створений перший газовий лазер, в якому використовується газова суміш із 15 % гелію і 8 % неону. Принципова схема He-Ne – лазера, створеного Джаваном із співробітниками, наведена на рис. 33.25. Розрядна трубка 1 довжиною близько 1 м була наповнена сумішшю гелію і неону під загальним тиском 133,3 Па. Ззовні на трубці розміщувалися циліндричні електроди 2, сполучені з генератором високої частоти потужністю декілька десятків Вт. На кінцях трубки встановлювалися два плоскі діелектричні дзеркала Z_1 і Z_2 , які володіли дуже високим коефіцієнтом відбиття (близьким до 1). Лазер Джавана працював в інфрачервоному діапазоні ($\lambda \approx 1,15 \text{ мкм}$); його потужність складала близько 1 мВт.

В сучасних He-Ne – лазерах електричні розряди в газі збуджуються постійним струмом, а газорозрядні трубки обмежені з кінців пластинками, нахиленими під кутом Брюстера до осі трубки. Принципова схема трубки сучасного He-Ne – лазера наведена на рис. 33.26.

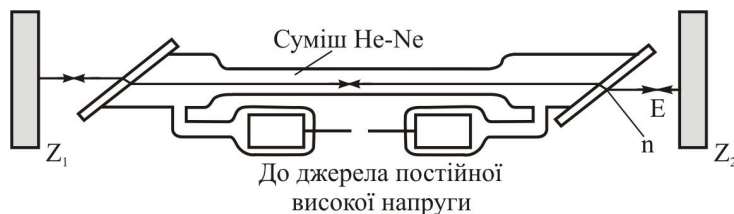


Рис. 33.26

Поширюючись всередині між дзеркалами, світловий пучок багатократно проходить через вікна Брюстера і стає **повністю лінійно поляризованим**. Тут слід зауважити, що світло, поляризоване в площині падіння, вільно проходить через бріюстерівські вікна, тобто без відбивання, а світло, поляризоване в площині, перпендикулярній до площини падіння, відбивається від торцевих пластин повністю. Таким чином, торцеві пластини (бріюстерівсь-

кі вікна) розрядної трубки відіграють подвійну роль: вони забезпечують лінійну поляризацію лазерного пучка і виключають втрати енергії при проходженні світла із розрядної трубки до дзеркала і назад. Живлення розрядної трубки постійним струмом дає можливість регулювати силу струму в широких межах, що дозволяє підібрати оптимальні умови збудження, тобто отримувати від лазера максимальну потужність світлового пучка.

Далі, з'ясуємо механізм створення інверсійної населеності в He-Ne – лазері, в якому, як зазначалося вище, робочою речовиною є нейтральні атоми He і Ne.

Збудження здійснюється електронним розрядом. В плазмі газового розряду атоми гелію збуджуються при непружних зіткненнях з електронами. Імовірність збудження атома на різні рівні є неоднаковою. В деякі стани атом переходить з більшою імовірністю і, якщо більшим виявляється і час перебування в цих станах, то такі стани можна використати в якості верхніх рівнів для створення інверсійної населеності. Схема енергетичних рівнів He і Ne показана на рис. 33.27.

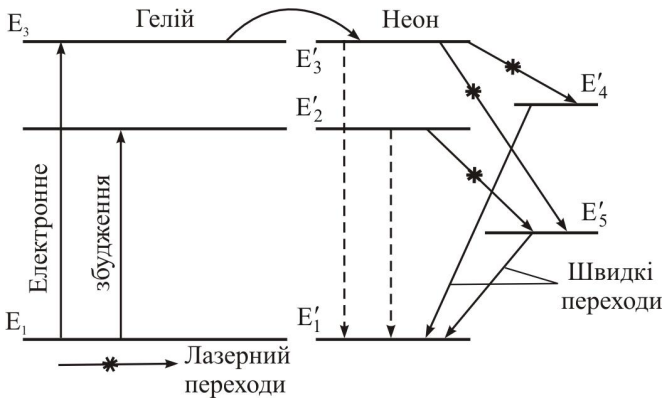


Рис. 33.27

Індуковане випромінювання створюється атомами неону. Це можливо завдяки тому, що енергія перших двох збуджених метастабільних станів E_2 і E_3 гелію достатньо добре співпадає з енергетичними рівнями E'_2 і E'_3 неону (рис. 33.27).

Електрони, прискорені полем, при зіткненні в плазмі газового розряду з атомами гелію збуджують останніх за схемою



В результаті атом переходить у збуджені стани E_2 і E_3 . Оптичні переходи із цих станів в основний E_1 заборонені, в силу чого стани E_2 і E_3 є метастабільними з часом життя $\tau = 10^{-3}$ с. Тому вони добре нагромаджують енергію, яку отримують при збудженні електронним ударом.

Далі, в результаті непружних зіткнень збуджених атомів гелію з атомами неону останні резонансно збуджуються:



В неоні стани E'_2 і E'_3 мають більші тривалості життя, ніж стани E'_4 і E'_5 . Це дозволяє отримувати індуковане випромінювання на переходах $E'_3 \rightarrow E'_5$, $E'_2 \rightarrow E'_5$, $E'_3 \rightarrow E'_4$. При правильно вибраних тисках неону і гелію вдається досягти населеність одного або обох рівнів E'_2 і E'_3 неону, яке значно перевищує населеність цих рівнів у чистому неоні, і отримати інверсну населеність цих рівнів у відношенні до рівнів E'_4 і E'_5 . Історично першою була отримана генерація на переході $E'_2 \rightarrow E'_5$ ($\lambda = 1,15$ мкм). Потім була реалізована інверсія переходів $E'_3 \rightarrow E'_4$ ($\lambda = 3,39$ мкм) і $E'_3 \rightarrow E'_5$ ($\lambda = 0,63$ мкм). Схематично

* Позначення He^* і Ne^* означає збуджені атоми He і Ne.

ці переходи показано на рис. 33.27.

Всі три види генерації відбуваються при однакових умовах розряду і мають аналогічні залежності потужності генерації від параметрів і геометрії розряду. При цьому особливо важлива конкуренція генерацій на хвилях 3,39 і 0,63 мкм, яким відповідають переходи із спільним верхнім рівнем E'_3 . Тому генерація на одній із цих хвиль послаблює генерацію на іншій.

Добре відомо, що в He-Ne – лазері існує значно більше лазерних переходів, ніж це зображено на рис. 33.27. Кожен, із показаних на цій схемі станів неону, розщеплюється на кілька підрівнів; в свою чергу, кожен з підрівнів може служити початковим або кінцевим рівнем для декількох лазерних переходів. Всього в неоні стимульоване випромінювання спостерігається більш як на 130 лініях.

Завдяки високій когерентності He-Ne – лазер служить чудовим джерелом неперервного монохроматичного випромінювання для дослідження інтерференційних і дифракційних явищ, здійснення яких зі звичайними джерелами світла вимагає застосування спеціальної апаратури. He-Ne – лазер знайшов застосування в хімічних і біологічних дослідженнях, в системі зв'язку, голографії, машинобудуванні, в медицині (безкровна хірургія, офтальмологія, терапія, діагностика) тощо.