

25 ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

“Світло – це поперечні коливання того ж середовища, яке є причиною електричних і магнітних явищ.”

Джеймс Клерк Максвелл

Чималий об’єм інформації про оточуючий нас світ ми отримуємо за допомогою зору. Тому ж не дивно, що питання природи зору виникло ще в сиву давнину. Як ми бачимо? Що таке світло? Яким чином за допомогою світла нам вдається бачити надзвичайно широкий діапазон явищ, спостережуваних нами? На ці та багато інших питань, пов’язаних зі світлом, дає відповідь наука, яку називають **оптикою**. **Оптика – розділ фізики, в якому вивчаються природа світла, його взаємодія з речовиною, яка проявляється в процесах випромінювання, поглинання, розсіювання і поширення світла, формування світлових пучків та оптичні прилади.**

Здавна відома дія світла на живі організми – людей, тварин, рослин та мікроорганізми. Цю дію світла називають **фотобіологічною**. Світло відіграє надзвичайно важливу роль в регулюванні біологічних процесів на Землі та в пізнанні природи взагалі. Ні одна наука не могла б досягти сучасного рівня розвитку без оптичних приладів і інструментів. Світло – це особливий вид матерії і тому знання його природи дозволяє краще зрозуміти основні властивості інших видів матерії, зокрема речовини.

§ 25.1. Хвильові і корпускулярні уявлення про природу світла

1. На початку XIX ст. було зрозуміло, що світло поводить себе як поперечна хвиля (Гюйгенс, Юнг, Френель). Але ніхто не міг сказати, що це за хвиля, тобто, що коливається в цій хвилі. І так чи інакше хвильова теорія Гюйгенса-Френеля достатньо добре пояснювала чимало оптичних явищ (інтерференцію, дифракцію, поляризацію тощо).

В середині XIX ст. Максвелл, розробляючи теорію електромагнітного поля, дійшов висновку, що електромагнітна хвиля у вакуумі поширюється зі швидкістю

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}, \quad (25.1)$$

де ε_0 і μ_0 – відповідно електрична і магнітна сталі. Із (25.1) видно, що швидкість поширення електромагнітної хвилі у вакуумі стала і не залежить ні від довжини хвилі, ні від частоти. Формула (25.1) дає можливість оцінити швидкість електромагнітної хвилі у вакуумі

$$c = \frac{1}{\sqrt{(8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}})(1,257 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}})}} = 3,00 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Цей результат співпадає з експериментально виміряними значеннями швидкості світла. Для швидкості електромагнітних хвиль в середовищі Максвелл отримав формулу:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}, \quad (25.2)$$

де ϵ і μ – відповідно діелектрична і магнітна проникності середовища.

Грунтуючись на своїх розрахунках, Максвелл довів, що світло це електромагнітні хвилі малої довжини. Ця точка зору невдовзі була підтримана і іншими вченими, однак вона повністю отримала підтвердження тільки після того, як електромагнітні хвилі вдалось генерувати і спостерігати в лабораторії Генріху Герцу в 1887 р. Ці хвилі володіють всіма тими

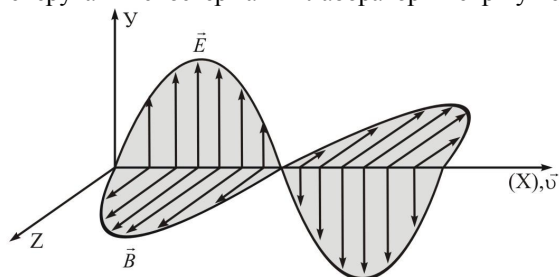


Рис. 25.1

властивостями, які притаманні світловим хвилям (див. § 24.5). Єдиною їх відмінністю від світла було те, що вони були невидимі. Отже, світло є не що інше, як електромагнітні хвилі малої довжини.

Схематично плоску електромагнітну хвилю зображено на рис. 25.1, із якого видно, що вектори \vec{E} , \vec{B} , \vec{v} утворюють правий гвинт, тобто електромагнітна хвиля поперечна.

Біжучу синусоїдальну хвилю з довжиною λ і частотою ω можна представити у вигляді

$$\left. \begin{aligned} E &= E_y = E_0 \sin \omega(t - \frac{x}{v}), \\ B &= B_z = B_0 \sin \omega(t - \frac{x}{v}), \end{aligned} \right\} \quad (25.3, a)$$

або

$$\left. \begin{aligned} E &= E_y = E_0 \sin(\omega t - kx), \\ B &= B_z = B_0 \sin(\omega t - kx), \end{aligned} \right\} \quad (25.3, б)$$

де E і B та E_0 і B_0 – відповідно миттєві та амплітудні значення напруженості електричного і індукції магнітного полів, $\omega = 2\pi\nu$ – колова (циклічна) частота, ν – лінійна частота, $k = 2\pi / \lambda$ – хвильове число, $v = \lambda\nu$ – швидкість поширення хвилі. Рівняння (25.3) є рівняння плоскої електромагнітної хвилі.

Електромагнітна хвиля в напрямку свого поширення переносить енергію, величина якої в одиниці об'єму (густина енергії електромагнітного поля) дорівнює

$$w = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (25.4)$$

Тут перший доданок – густина енергії електричного поля (17.40), другий – магнітного (21.24). З рівнянь Максвелла випливає, що в довільний момент часу має місце рівність

$$\epsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0}, \quad (25.5)$$

звідки

$$E = \frac{B}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}. \quad (25.6)$$

Із (25.6) видно, що в електромагнітній хвилі напруженість електричного і індукція магнітного полів пропорційні одне одному.

Використовуючи (25.5), знаходимо, що густина енергії (25.4) дорівнює

$$w = \varepsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0}. \quad (25.7)$$

Густина потоку енергії електромагнітного поля S дорівнює добутку густини енергії w і швидкості поширення хвилі c

$$S = wc = \varepsilon_0 c E^2 = \frac{c B^2}{\mu_0} = \frac{EB}{\mu_0}. \quad (25.8)$$

Тут використано формули (25.2), (25.6) і (25.7).

Довжини хвиль видимого світла були обчислені ще на початку XIX ст. – задовго до того, як виникло припущення, що світло є електромагнітні хвилі. Світлу відповідав діапазон довжин хвиль від $4,0 \cdot 10^{-7}$ м до $7,5 \cdot 10^{-7}$ м, або від 4000 до 7500 Å. Відповідні частоти можна знайти за формулою:

$$c = \lambda \nu. \quad (25.4)$$

Тут через c позначена швидкість світла у вакуумі, ν і λ – відповідно частота і довжина хвилі. Швидкість світла у вакуумі є універсальною сталою, тому її позначають спеціальним символом c . Із (25.4) неважко знайти, що частота видимого світла лежить в інтервалі від $4,0 \cdot 10^{14}$ до $7,5 \cdot 10^{14}$ Гц.

Однак, видиме світло є лише однією із різновидностей електромагнітного випромінювання. Електромагнітні хвилі, що генерувалися в дослідах Герца, є більш низької частоти і відносяться до радіохвиль. Сьогодні, як відмічалось в § 24.5, електромагнітні хвилі генеруються і регенеруються в широкому діапазоні частот. Окремі ділянки спектра електромагнітного випромінювання мають свої назви, наведені в табл. 25.1 і на рис. 25.2. Таблиця і рисунок дають уявлення про шкалу електромагнітних хвиль.

Зауважимо, що оптика, як наука, вивчає не все електромагнітне випромінювання, а лише те, яке може вивчатися за допомогою оптичних елементів: дзеркал, призм, лінз, дифракційних решіток, а також їх комбінацій, якими є різні оптичні прилади – телескопи, мікроскопи, спектроскопи тощо. Для всіх оптичних пристроїв (приладів) характерним є те, що вони можуть формувати направлені пучки променів, для яких довжина електромагнітної хвилі λ , що проходить через оптичну систему, є набагато меншою від лінійних розмірів фронту хвиль D ($\lambda \ll D$).

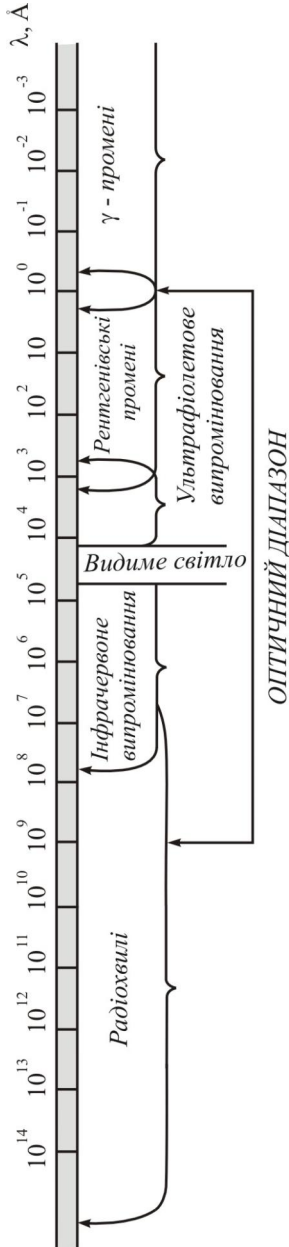


Рис. 25.2

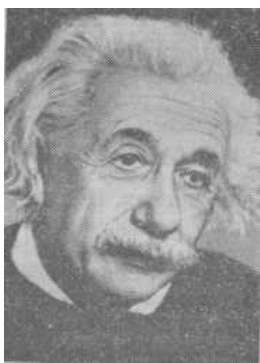
$\lambda \cdot 10^{-7} \text{ м}$	$\nu \cdot 10^{14} \text{ Гц}$	Колір променів	Енергія одного фотона (кванта)	
			$\cdot 10^{-18} \text{ Дж}$	еВ
7,60	3,95	Темно-червоний	0,26	1,6
6,20	4,84	Червоний	0,32	2,0
5,90	5,08	Оранжевий	0,36	2,1
5,60	5,36	Жовтий	0,36	2,2
5,00	6,00	Зелений	0,40	2,5
4,80	6,25	Голубий	0,41	2,6
4,50	6,67	Синій	0,44	2,7
3,80	7,89	Фіолетовий	0,52	3,3

У відповідності з цим оптичні методи можуть бути віднесені до будь-якої ділянки електромагнітного спектра, де тільки виконується умова $(\lambda / D) \ll 1$, де λ – довжина хвилі, D – лінійні розміри фронту* хвилі.

Якщо $\lambda > 1 \text{ см}$, то умова $(\lambda / D) \ll 1$ не виконується. Не виконується вона і в області γ -випромінювання. Тому до області оптики потрібно, очевидно, віднести досить широкую ділянку електромагнітного спектра, яка простягається від довжини хвилі $\lambda = 0,1 \text{ Å}$ до $\lambda = 1 \text{ см}$ (рис. 25.2).

Надалі під поняттям “світло” будемо розуміти всі електромагнітні поля з довжинами хвиль від $0,1 \text{ Å}$ до 1 см . Таким чином, оптика – наука про електромагнітне поле з $0,1 \text{ Å} < \lambda < 1 \text{ см}$ і його взаємодію з речовиною. Слід розуміти умовність виділеного діапазону хвиль.

2. Квантову теорію світла створив німецький фізик А. Ейнштейн у 1905 р. В її основу він поклав ідею, що світло являє собою потік окремих частинок, які спочатку називалися світловими квантами, а пізніше отримали назву фотонів (за пропозицією американського фізика Г. Льюїса в 1925 р).



Ейнштейн Альберт (1879 – 1955) – визначний німецький фізик – теоретик, один із творців сучасної фізики. Народився в м. Ульма (Німеччина). Закінчив Цюрихський (Швейцарія) політехнікум (1900 р.). У 1933 р. емігрував із нацистської Німеччини в США, де і працював до кінця життя.

Творець спеціальної (1905 р.) і загальної (1916 р.) теорій відносності, автор закону взаємозв'язку маси і енергії (1905 р.), корпускулярної теорії світла, теорії фотоефекту, основного закону фотохімії. У 1917 р. передбачив явище індукованого випромінювання. За важливі фізико-математичні дослідження і, зокрема, за роботи по фотоефекту, Ейнштейну була присуджена Нобелівська премія (1921 р.)

* Фронтом хвилі називають геометричне місце точок, в яких коливання знаходяться в одній фазі.

Енергія фотона

$$E_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (25.5)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – стала Планка.

Таким чином, фотони в залежності від частоти (довжини хвилі) мають різну енергію. Так, наприклад, енергія фотона зеленого світла

$$E_{fz} = h\nu_z = \frac{hc}{\lambda_z} = (6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}) \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 4,0 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 2,5 \text{ eV}.$$

Значення енергії фотонів інших частот (довжин хвиль) видимого діапазону наведені в таблиці 25.1.

Як видно із наведених даних, енергія фотонів видимого діапазону є дуже малою.

Щоб зрозуміти, наскільки мала кількість енергії, яка відноситься до одного кванта світла, розглянемо такий приклад. Припустимо, що тіло масою $m = 1$ г падає з висоти $h = 1$ см. Якщо б вся енергія, набута тілом при падінні, якимось чином перетворилася в жовте світло ($\lambda_{ж} = 5,60 \cdot 10^{-7}$ м), то скільки б було випромінено фотонів.

Енергія, набута тілом при падінні, дорівнює його потенціальній енергії на висоті h :

$$E_n = mgh = (10^{-3} \text{ кг})(9,8 \text{ м/с}^2)(10^{-2} \text{ м}) = 9,8 \cdot 10^{-5} \text{ Дж}.$$

Енергія фотона жовтого світла

$$E_{fж} = h\nu_{ж} = h \frac{c}{\lambda_{ж}} = \frac{(6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})(3 \cdot 10^8 \text{ м/с})}{5,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Число фотонів

$$N = \frac{E_n}{E_{fж}} = \frac{9,8 \cdot 10^{-5} \text{ Дж}}{3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}} = 2,7 \cdot 10^{14}.$$

Таким чином, з окремим фотоном зв'язана дуже мала енергія. Саме цим пояснюється той факт, що в більшості оптичних дослідів ми не виявляємо квантового характеру світла. Звідси зрозуміло, що чим більша довжина хвилі (менша частота), тим менше виявляються корпускулярні властивості світла і навпаки.

Згідно зі спеціальною теорією відносності, енергія E нерозривно зв'язана з масою m . Співвідношення між E і m задається формулою Ейнштейна

$$E = mc^2. \quad (25.6)$$

На основі (25.5) і (25.6) знаходимо, що маса рухомого фотона m_f визначається виразом

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \quad (25.7)$$

Маса фотона дуже мала. Наприклад, для видимого світла $m_f \approx 4,6 \cdot 10^{-36}$ кг. Проте в жорсткому рентгенівському випромінюванні маса фотона стає вже співмірною з масою спокою електрона $m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, а в γ – променях маса фотона перевищує масу електрона (табл. 25.2).

Таблиця 25.2

	$\nu \cdot 10^{14}$ Гц	m_f	
		кг	в електронних масах
Червоне світло	4,85	$3,57 \cdot 10^{-36}$	$3,92 \cdot 10^{-6}$
Зелене світло	6,00	$4,42 \cdot 10^{-36}$	$4,86 \cdot 10^{-6}$
Фіолетове світло	7,89	$5,81 \cdot 10^{-36}$	$6,38 \cdot 10^{-6}$
Ультрафіолетове випромінювання	10^3	$7,36 \cdot 10^{-34}$	$8,09 \cdot 10^{-4}$
Рентгенівське випромінювання	$3 \cdot 10^4$	$2,21 \cdot 10^{-32}$	$2,40 \cdot 10^{-2}$
Гамма-випромінювання	$3 \cdot 10^6$	$2,21 \cdot 10^{-30}$	2,41

Оскільки за теорією відносності при наближенні до швидкості світла маса тіла з відмінною від нуля масою спокою повинна нескінченно зростати, а для фотона, що рухається завжди зі швидкістю світла, маса є скінченою величиною (25.7), то з цього випливає, що маса спокою фотона дорівнює нулю.

За масою фотона m_f та його швидкістю c знаходимо імпульс фотона

$$P_f = m_f c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \quad (25.8)$$

або у векторній формі

$$\vec{P}_f = \frac{h\nu}{c} \vec{n} = \frac{h}{\lambda} \vec{n}, \quad (25.9)$$

де \vec{n} – одиничний вектор.

Із (25.8) видно, що імпульс фотона за абсолютною величиною дорівнює його енергії, поділеній на швидкість світла; напрямок імпульсу і напрямок поширення світла співпадають. Формулу (25.9) записують ще й так:

$$\vec{P}_f = \hbar \vec{k}, \quad (25.10)$$

де $\hbar = h/2\pi$ – стала Планка, $\vec{k} = (2\pi/\lambda)\vec{n}$ – хвильовий вектор, модуль якого рівний хвильовому числу $|\vec{k}|$.

Отже, фотон, як елементарна частинка світла, володіє енергією, імпульсом, моментом імпульсу та рядом інших характеристик. Відповідно до сучасних даних, фотони не мають електричного заряду, магнітного моменту, електричного дипольного моменту. Час життя фотона у вакуумі є нескінченним. Останнє свідчить про те, що фотон є стійкою частинкою і самовільно не розпадається. При взаємодії з речовиною фотон може бути поглинутий нею, і тоді сам фотон зникає, а його енергія повністю переходить до частинки речовини, яка його поглинула. Квантова (корпускулярна) теорія світла пізніше була підтверджена рядом оригінальних дослідів, одним з яких є дослід Боте*.

Схему установки, за допомогою якої Боте експериментально довів існування фо-

* **Боте Вальтер** (1891 – 1957) – німецький фізик, лауреат Нобелівської премії (1954 р.) з фізики за розробку нового методу реєстрації частинок з використанням двох і більше лічильників (**метод співпадань** (1924 р.))

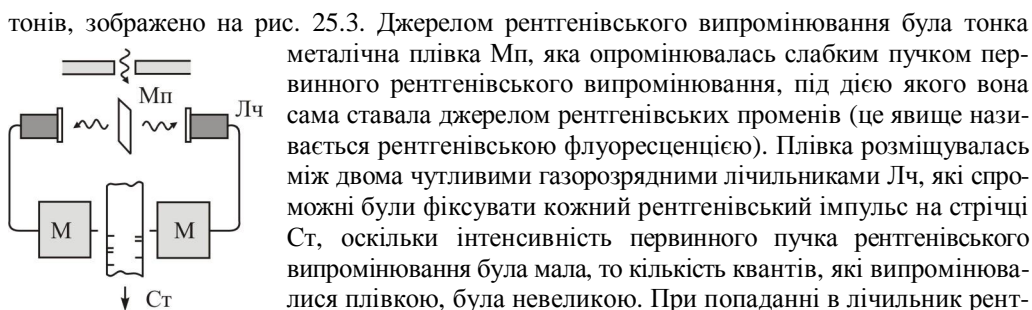


Рис. 25.3

стрічці Ст. Коли б рентгенівське випромінювання поширювалось рівномірно у всі напрямки, як це випливає із хвильових уявлень, то обидва лічильники спрацьовували б одночасно, і відмітки на стрічці приходились би одна проти одної. Насправді спостерігалось цілком безладне розміщення відміток. Це можна пояснити лише тим, що в окремих актах випромінювання виникають частинки (або група частинок) рентгенівського випромінювання (фотони), які поширюються то в одному, то в іншому напрямку, запускаючи в дію реєструючий пристрій.

3. Виходячи із вищесказаного, світло поводить себе і як хвиля, і як потік частинок (фотонів). На перший погляд здається, що хвильова і корпускулярна точки зору на природу світла взаємно виключають одна одну, але водночас ці обидві точки зору блискуче підтверджуються експериментом: явища інтерференції, дифракції, поляризації світла підтверджують хвильові погляди, явища фотоэффекту, люмінесценції і ефекту Комптона – корпускулярні погляди. Розвиток фізики показав, що хвильові і квантові властивості світла аж ніяк не можна протиставляти. В кінцевому рахунку фізики дійшли висновку, що двоїсту природу світла слід прийняти як беззаперечний факт. Саме цю двоїсту природу світла мають на увазі, коли говорять про корпускулярно-хвильовий дуалізм. Ясно, що світло виявилось більш складним, ніж просто хвиля чи частинка.

Вихід із цієї ситуації показав видатний датський фізик Нільс Бор, висунувши свій знаменитий **принцип доповнювальності**. Згідно цього принципу, для пояснення даного експерименту слід використати або хвильові, або корпускулярні уявлення про природу світла, але не ті і інші водночас. Однак, для повного розуміння природи світла необхідно враховувати як хвильові, так і корпускулярні властивості. Обидва ці аспекти властивостей світла взаємно доповнюють один одного.

Наочно уявити корпускулярно-хвильовий дуалізм неможливо. Ми не в змозі уявити поєднання хвильових властивостей з корпускулярними. Слід усвідомити, що хвильовий і корпускулярний аспекти поведінки світла – це різні сторони його природи, які проявляються на досліді.

Насамкінець, слід підкреслити, що формула $E_f = h\nu$ сама по собі пов'язує корпускулярні і хвильові властивості світла: енергія E_f в лівій частині рівності відноситься до частинки, а частота ν в правій частині – до відповідної хвилі. Згідно квантової теорії, поєднання корпускулярних і хвильових властивостей є природною якістю всієї матерії взагалі, тобто кожна частинка речовини володіє хвильовими властивостями і кожна хвиля володіє корпускулярними властивостями.

§ 25.2. Характеристики оптичного діапазону електромагнітних хвиль

Оптичний діапазон електромагнітних хвиль простягається від $\lambda = 10^{-11}$ м і до $\lambda = 10^{-2}$ м

($10^{-11} \text{ м} < \lambda < 10^{-2} \text{ м}$) (рис. 25.2). Видимий діапазон є часткою оптичного діапазону і включає електромагнітні хвилі, які сприймаються людським оком. Межі діапазону залежать від індивідуальних особливостей ока людини і лежать в межах від $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ до $\lambda = 7,60 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ (рис. 25.2).

В оптиці використовується як колова частота

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (25.11)$$

де T – період коливань, так і лінійна частота

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (25.12)$$

які пов'язані між собою співвідношенням

$$\omega = 2\pi\nu. \quad (25.13)$$

Лінійна частота виражається в Гц , а колова – в с^{-1} . Маючи на увазі, що

$$\lambda = cT, \quad (25.14)$$

отримаємо

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (25.15)$$

де $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість світла у вакуумі. Для меж видимого діапазону маємо

$$\nu = (4 - 8) \cdot 10^{14} \text{ Гц} \quad \text{і} \quad \omega = (2,5 - 5,0) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}. \quad (26.16)$$

Інші діапазони електромагнітних хвиль. Взагалі теоретично можна допустити існування електромагнітних хвиль всіх частот від $\nu = 0$ і до $\nu = \infty$. Однак, корпускулярні властивості світла накладають обмеження на ці можливості. Згідно квантової теорії, електромагнітне випромінювання здійснюється у вигляді квантів, енергія яких визначається формулою Планка-Ейнштейна:

$$E = \hbar\omega = h\nu, \quad (25.17)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$, $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$.

Із (25.17) випливає, що нескінченні частоти неможливі, оскільки відповідні кванти випромінювання повинні володіти нескінченно великою енергією. Співвідношення (25.17) накладає обмеження і на малі частоти, якщо існує мінімально можливе значення кванта енергії E_0 . А це означає, що частота не може бути меншою за $\nu_0 = E_0 / h$. Сьогодні немає даних, які б обмежували нижню межу енергії фотона. Мінімальна частота ($\approx 8 \text{ Гц}$) спостерігається в стоячих електромагнітних хвилях між іоносферою і земною атмосферою. Тому мінімальна енергія фотона є меншою за 10^{-33} Дж .

Всі можливі частоти електромагнітних хвиль поділяються на такі діапазони (табл. 25.3).

Основною особливістю електромагнітних хвиль є те, що всі наведені вище випромінювання подібні за своїм характером, а відрізняються лише частотою. Так, радіохвилі, які випромінюються радіоантоною, повністю аналогічні проникаючому γ -випромінюванню, яке випромінюється атомним ядром, що має діаметр лише 10^{-15} м ; єдиною відмінністю між цими двома видами випромінювання є те, що їх частоти відрізняються приблизно в 10^{15} разів.

Хоч електромагнітні випромінювання і подібні між собою, спосіб їх взаємодії з речовиною залежить від частоти. Наприклад, око чутливе тільки до видимого діапазону, тоді як шкіра може відчувати теплове випромінювання. Радіохвилі не пропускаються тонкою металічною пластинкою, в той же час рентгенівські і γ -промені вільно проходять через неї.

Назва діапазону	Межі діапазону		
	λ	ν , Гц	E
Гамма - випромінювання	$< 0,0012$ нм	$> 2,4 \cdot 10^{20}$	> 1 MeB
Рентгенівське випромінювання	$0,0012 - 12$ нм	$2,4 \cdot 10^{16} - 2,4 \cdot 10^{20}$	100 eB – 1 MeB
Ультрафіолетове випромінювання	$12 - 380$ нм	$7,7 \cdot 10^{14} - 2,4 \cdot 10^{16}$	$3,2 - 100$ eB
Видиме випромінювання	$380 - 760$ нм	$(4-8) \cdot 10^{14}$	$1,6 - 3,3$ eB
Інфрачервоне випромінювання	760 нм – 1 мм	$2,9 \cdot 10^{11} - 4 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{-3} - 1,6$ eB
Радіохвилі	> 1 мм	$< 1,2 \cdot 10^{-3}$	$< 1,2 \cdot 10^{-3}$ eB

Зауважимо далі, що із збільшенням частоти хвиль підсилюється прояв корпускулярних (квантових) властивостей випромінювання. Хвилі різних діапазонів відрізняються також і за методами генерації випромінювання. Діапазон електромагнітних хвиль, які вивчаються оптикою, нам уже відомий (див. § 25.1). Електромагнітні хвилі інших діапазонів вивчаються іншими розділами фізики.

§ 25.3. Чому ми бачимо саме у видимому діапазоні?

Перш за все слід відмітити, що бачення предметів здійснюється за допомогою світла, яке нам посиляє Сонце. Спектр випромінювання Сонця є спектром випромінювання абсолютно чорного тіла. Максимум інтенсивності випромінювання Сонця припадає на довжину хвилі $0,55$ мкм (рис. 25.4). При проходженні світла через атмосферу в результаті розсіювання і поглинання склад сонячного спектра істотно змінюється в залежності від товщини шару повітря, забрудненості його тощо. В результаті спектр біля поверхні Землі обривається приблизно на хвилі $\lambda \approx 0,3$ мкм. Хвилі з меншою довжиною поверхні Землі не досягають.

Таким чином, при проходженні атмосфери найбільш сильно послаблюється короткохвильова частина сонячного спектра. Із збільшенням довжини хвилі (від $0,3 - 0,4$ мкм в бік червоного світла) доля енергії, яка приноситься світлом, зростає. Тому найбільш придатним для бачення є інтервал поблизу довжини хвилі, на яку припадає максимальна інтенсивність випромінювання, тобто $\lambda = 0,55$ мкм.

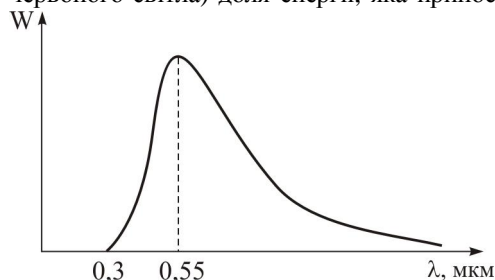


Рис. 25.4

Однак, достатньо багато енергії ($> 50\%$), як це видно із рис. 25.4, припадає на мікрохвильову частину спектра. Тому із енергетичних міркувань в принципі не виключене бачення і в цій частині спектра. Разом з тим ця частина спектра не придатна для бачення.

Чому? Для цього є по крайній мірі дві причини. Відомо, що хвильові властивості випромінювання призводять до погіршення роздільної здатності оптичних приладів, в тому числі і ока, а звідси зрозуміло, що із збільшенням довжини хвилі якість зору погіршується.

Однак головна причина таїться не в цьому, а вона пов'язана з корпускулярними влас-

тивостями електромагнітного випромінювання та існуванням так званих великих “шумів” в діапазоні довгих хвиль. “Шуми” роблять цей діапазон непридатним для зору всіх живих істот, які мають таку температуру тіла, як в людини. Спробуємо це показати.

Відомо, що середнє число фотонів, які припадають на одну моду коливань* з частотою ω , в рівноважному випромінюванні при температурі T задається формулою:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(kT)] - 1}, \quad (25.18)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана.

Поблизу поверхні Землі ($T_3 = 300$ К) є фотони сонячного випромінювання і фотони випромінювання поверхні Землі та предметів, що на ній знаходяться. Кількість цих фотонів, що припадає на одну моду коливань з частотою ω є:

$$\langle n_3 \rangle = \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(kT_3)] - 1}. \quad (25.19)$$

Середнє число фотонів $\langle n \rangle$ сонячного випромінювання поблизу поверхні Землі у відповідності з (25.18) буде:

$$\langle n_C \rangle = (r_C / R)^2 \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(kT_C)] - 1}, \quad (25.20)$$

де r_C – радіус Сонця, R – радіус земної орбіти, ($T_C = 6000$ К). Множник $(r_C / R)^2$ враховує послаблення густини сонячного випромінювання (розсіяння, поглинання тощо). Враховуючи, що $r_C = 695 \cdot 10^3$ км, $R = 149,5 \cdot 10^6$ км, знаходимо, що $(r_C / R)^2 = 2,16 \cdot 10^{-5}$.

Вирішальне значення для ефективного зору має відношення між потоком фотонів, які несуть інформацію про предмети, і потоком теплових фотонів, які ніякої інформації не несуть, а просто створюють фоновий “шум”. Чим більший потік фотонів, які несуть інформацію про предмети, і чим менший потік шумових фотонів, тим кращі умови для зору.

Потік фотонів, які несуть інформацію про предмети, виникає за рахунок відбивання від предметів сонячного випромінювання. Можна вважати, що цей потік пропорційний середній кількості фотонів $\langle n_C \rangle$. Потік теплових (шумових) фотонів пропорційний $\langle n_3 \rangle$.

Оцінімо ефективність зору у видимому діапазоні. Для прикладу візьмемо світло з $\lambda = 0,5$ мкм. Відповідна енергія фотона

$$\hbar\omega = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = \frac{2(3,14)(1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})(3 \cdot 10^8 \text{ м/с})}{5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 2,5 \text{ еВ}.$$

Врахуємо, що $kT_C = (1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К})(6000 \text{ К}) = 8,3 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \approx 0,52 \text{ еВ}$ і $kT_3 = (1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К})(300 \text{ К}) = 0,4 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ еВ}$. Для таких фотонів

$$\text{знайдемо, що } \hbar\omega/(kT_C) = \frac{2,5 \text{ еВ}}{0,52 \text{ еВ}} = 4,8 \text{ і } \hbar\omega/kT_3 = \frac{2,5 \text{ еВ}}{2,6 \cdot 10^{-2} \text{ еВ}} = 96.$$

Користуючись цими даними, за допомогою (25.19) і (25.20) знаходимо, що $\langle n_3 \rangle \approx 10^{-42}$, а $\langle n_C \rangle \approx 10^{-7}$. Звідси маємо, що відношення шумових фотонів до числа фотонів, що не несуть інформації, складає: $\langle n_3 \rangle / \langle n_C \rangle \approx 10^{-35}$, тобто воно є дуже мале. Практично на цій довжині хвилі ($\lambda = 0,5$ мкм) ніякого “шуму” немає.

* Кожна із стоячих хвиль називається модою коливань.

Далі розглянемо ситуацію в мікрохвильовому діапазоні (наприклад, для $\lambda = 2$ мкм). В цьому випадку

$$\hbar\omega = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = \frac{2(3,14) \cdot (1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}) \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ м/с})}{2 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 9,89 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 0,62 \text{ eV};$$

$$\frac{\hbar\omega}{kT_C} = \frac{0,62 \text{ eV}}{0,52 \text{ eV}} = 1,2; \quad \frac{\hbar\omega}{\kappa T_3} = \frac{0,62 \text{ eV}}{2,6 \cdot 10^{-2} \text{ eV}} = 24.$$

Значить $\langle n_C \rangle \approx 10^{-5}$, $\langle n_3 \rangle \approx 10^{-10}$, звідки $\langle n_3 \rangle / \langle n_C \rangle \approx 10^{-5}$. Останній результат свідчить, що умови для зору в цьому випадку, без сумніву, гірші, ніж у попередньому.

Потрібно прийняти до уваги і те, що бачення здійснюється за допомогою променів, відбитих від предметів. Від точки предмета промені досягають ока, поширюючись в дуже малому тілесному куті $\Delta\Omega \approx S/r^2$, де S – площа зіниці, r – відстань від зіниці до предмета. Крім того відбитий промінь містить не всі можливі моди даної частоти, а лише ті, які зумовлені характером відбивання. Теплові (шумові) фотони присутні у всіх модах і попадають на всі точки сітківки ока із всіх напрямків, тобто із тілесного кута 2π . Ця обставина збільшує число шумових фотонів приблизно в $k = 2\pi/\Delta\Omega = 2\pi r^2/S$ разів. Якщо прийняти, що радіус зіниці рівний 2 мм, то $S = \pi(0,2)^2 \text{ см}^2$. Тому для $r = 100$ см отримаємо $k \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$. Це призводить до того, що замість 10^{-5} отримаємо $\langle n_3 \rangle / \langle n_C \rangle = 10$, що робить бачення на таких довжинах хвиль практично неможливим.

Слід, зрештою, відмітити, що все сказане відноситься і до видимого діапазону, однак відносне збільшення числа шумових фотонів не збільшує зовсім мале значення $\langle n_3 \rangle / \langle n_C \rangle \approx 10^{-35}$ настільки, щоб зір став неможливим.

Таким чином, видимий діапазон найбільше підходить для зору, оскільки на більш короткі хвилі припадає надто мала доля енергії, а на більш довгих хвилях зору заважають теплові шуми.