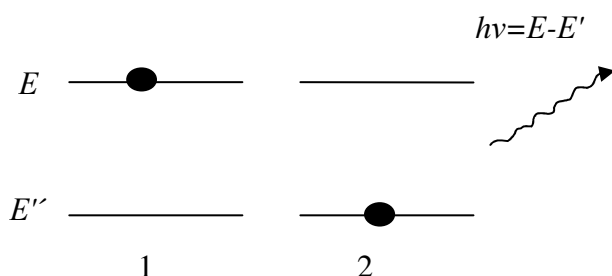


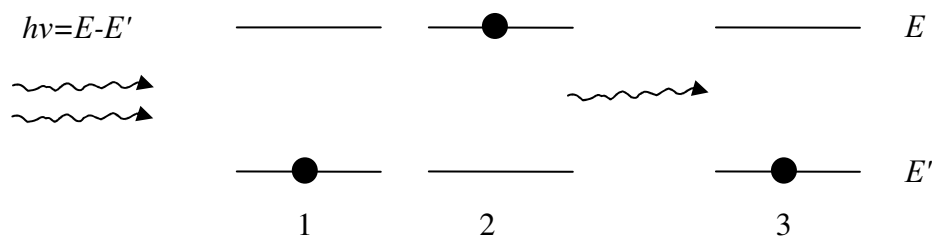
ВСТУП

Вимушене випромінювання світла. Квантові генератори

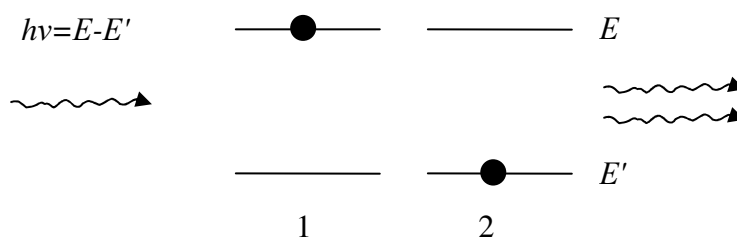
Уявлення про квантові енергетичні рівні атомів було введено у фізику Н.Бором у 1913 р. Воно дуже природно пояснило лінійчасті атомні спектри як результат процесів *спонтанного* випромінювання і *резонансного* поглинання світла атомами. У 1919 році Ейнштейн показав, що поряд з процесами спонтанного випромінювання існує третій процес – *вимушене* (індуковане) випромінювання. За Ейнштейном світло резонансної частоти, тобто тієї частоти, яку атоми здатні поглинати, переходячи на вищий квантовий рівень, повинно спричинювати висвічування атомів, які вже перебувають на цьому верхньому рівні.



а) спонтанне випромінювання світла



б) резонансне поглинання світла



в) вимушене випромінювання світла

Характерна особливість вимушеного випромінювання полягає в тому, що випромінюване світло не можна відрізнити від вимушеного світла, тобто воно збігається з ним за всіма ознаками – за частотою, фазою, поляризацією і напрямом поширення. Це означає, що вимушене випромінювання додає в світловий пучок точно такі самі кванти, які виводить з нього резонансне поглинання. Тому на досліді проявляється тільки різниця поглинання та вимушеного випромінювання. Поглинають світло атоми, що перебувають на нижньому з двох рівнів, які беруть участь у грі, а випромінюють атоми, що перебувають на верхньому рівні. Тому, якщо середовище містить на нижчому рівні більше атомів, ніж на верхньому, то переважає поглинання і світловий пучок послаблюється середовищем.

Навпаки, якщо більше населений верхній рівень, то переважає вимушене випромінювання і середовище підсилює випромінюване світло.

Це явища і дістало застосування в перспективних приладах – квантових підсилювачах і генераторах світла (ОКГ)

Схема дії оптичного квантового генератора.

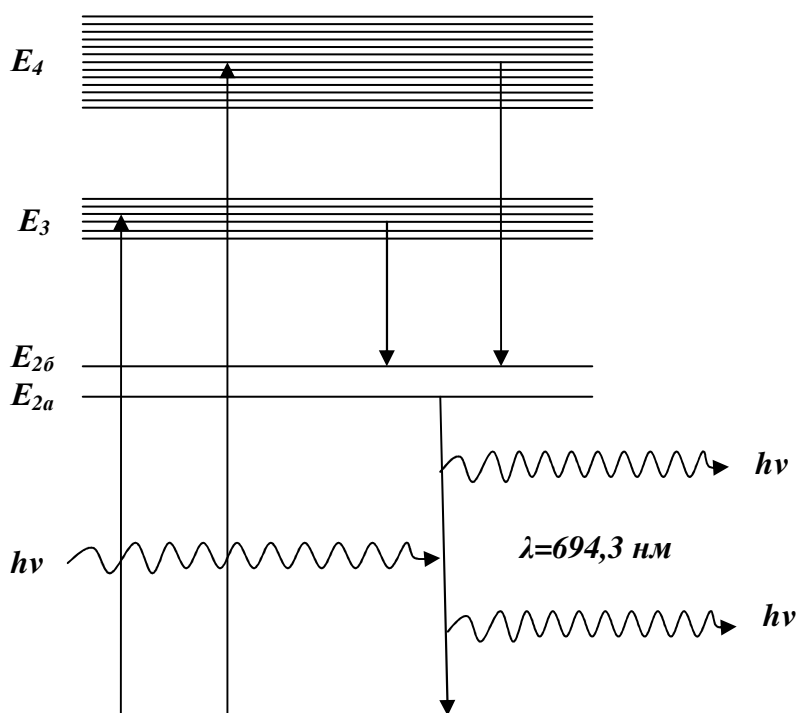
Такий генератор випромінює світло з частотою $\nu = E - E' / h$, де $E - E'$ – різниця рівнів, що беруть участь у процесі. Оскільки при випромінюванні світла атоми переходять з верхнього рівня на нижній, генерація призводить до швидкого зменшення надлишку населеності верхнього рівня. Якщо не поповнювати зменшення, то дія генератора припиниться, як тільки надлишкова населеність знизиться до деякого граничного рівня.

Викладені принципи були усвідомлені і реалізовані тільки через 3-4 десятиріччя після відкриття Ейнштейном вимушеного випромінювання. Причиною цього є незвичайний стан, коли більша частина атомів перебуває на верхньому рівні. У звичайних умовах завжди спостерігається протилежне – більше заселений нижній рівень. Це пов'язано з тим, що для переходу з нижнього рівня на верхній атому треба надати порції енергії, що дорівнює різниці рівнів $E - E'$, тоді як для зворотного переходу підведення енергії не потрібне за низьких температур тільки дуже мала частина атомів має кінетичну енергію, більшу за $E - E'$. Тому збудження атома при атомних зіткненнях є більш рідкісним явищем і всі атоми перебувають на нижньому рівні. Тобто, це проявляється у відомому факті – холодні речовини не світяться. Зростання температури призводить до підвищеної заселеності верхнього рівня, внаслідок чого виникає світіння.

Для того, щоб система атомів випромінювала енергії більше ніж поглинала, необхідно, щоб число атомів в збудженому стані, тобто число атомів на вищому енергетичному рівні було більше, ніж на нижчому. В цьому випадку кажуть, що середовище має інверсну заселеність. Система з інверсійною заселеністю є нерівноважною. В нерівноважних системах розподіл частинок за енергетичним станом формально можна описати за допомогою функції розподілу, справедливою для рівноважних систем, якщо в останній прийняти температуру T від'ємною $T < 0$. Тому систему з інверсною заселеністю називають також системою з від'ємною температурою, а речовину – активною речовиною.

Досягти подібного стану, коли верхній рівень заселений більше ніж нижчий нагрівання не можна. Але можливо за допомогою спеціальних методів. Один з них розглянемо, описуючи оптичний квантовий генератор на рубіні, що був одним з перших ОКГ.

Рубін – кристал окису алюмінію Al_2O_3 , в кристалічній ґратці якого деякі атоми алюмінію заміщені іонами хрому, $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$. В рубіні міститься близько 0.05 % хрому, що складає порядку $1.6 \cdot 10^{19}$ іонів хрому в 1 см^3 . Іони хрому є активними атомами в рубіновому лазері. Так як іонів хрому мало, то вони практично не взаємодіють між собою і їх енергетичний спектр зберігає деякі риси енергетичного спектра ізольованих атомів. Рівень E_1 основний, рівні E_2 , E_3 , E_4 збуджені. Рівень E_2 складається з двох близьких вузьких рівнів E_{2a} і E_{2b} . При переході з них на основний рівень E_1 випромінюється червоне світло з довжиною хвиль $\lambda_a=694,3 \text{ нм}$, $\lambda_b=692,9 \text{ нм}$. Більш інтенсивною є лінія λ_a . Тільки вона і посилюється при роботі лазера. Лінії E_3 , E_4 являють собою широкі смуги в 100 нм. Переходи з цих смуг в основний стан E_1 супроводжуються випромінюванням зеленого та голубого світла.

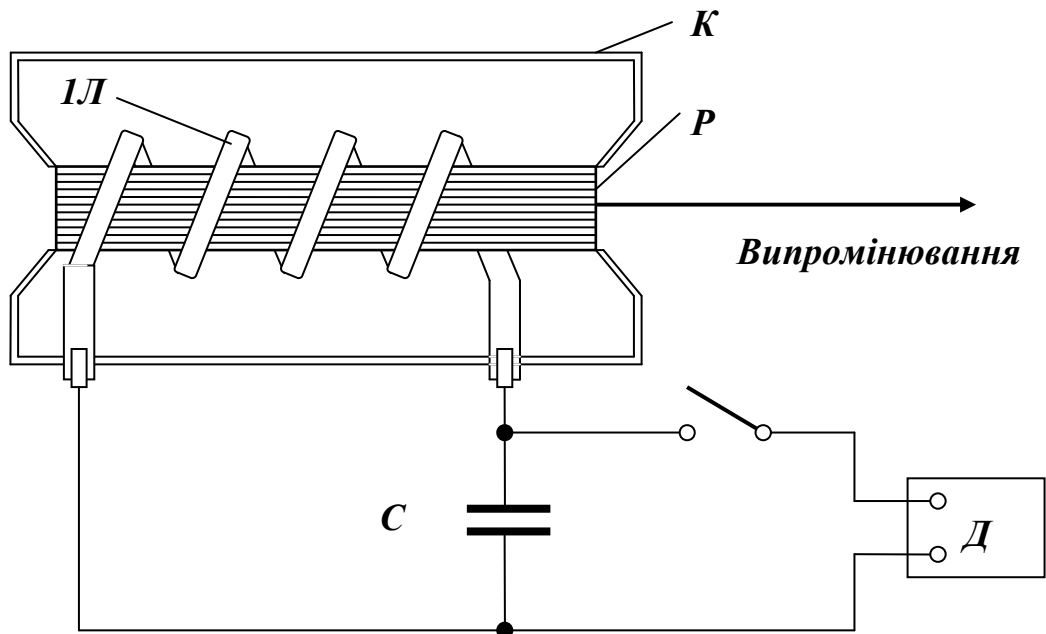


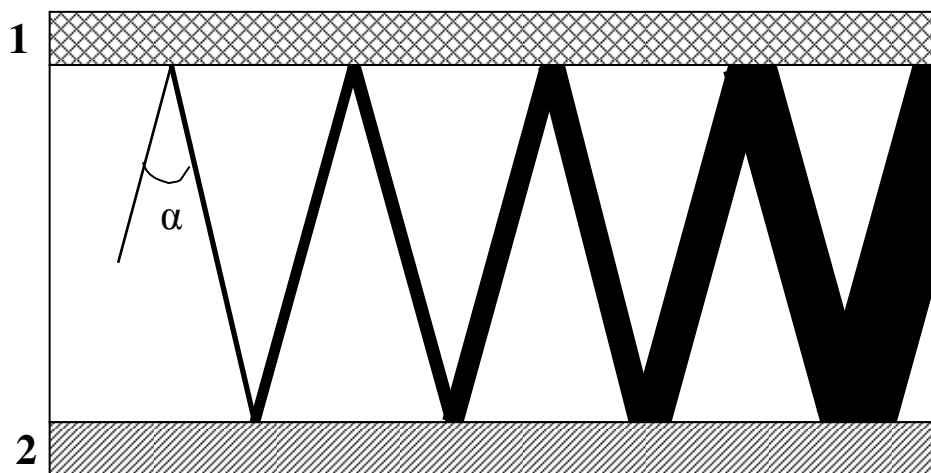
Для роботи ОКГ необхідно створити інверсну заселеність між рівнями E_1 та E_2 . Це досягається за допомогою освітлення кристала рубіну потужним спалахом світла. Такий процес називається оптичною накачкою. Освітлюючи кристал зеленим світлом, можна перевести атом хрому з основного рівня E_1 в збуджений стан на рівні E_3 та E_4 . Час життя на цих рівнях складає близько $\sim 10^{-8}$ с. За цей час атоми переходять на один з підрівнів E_{2a} та E_{2b} рівня E_2 без випромінювання. Енергія, що виділяється при цьому переході, використовується на збудження коливаний кристалічної ґратки рубіна. Рівень E_2

– метастабілен. Час життя атому на ньому складає 10^{-3} с, що значно більше характерних атомних часів ($10^{-8} - 10^{-9}$). Це дозволяє накопичувати атоми на рівні E_2 та створювати в результаті інверсну заселеність. Якщо кристал освітлювати зеленим світлом дуже великої інтенсивності, то на рівень 2 можна перевести понад половину атомів хрому, що містяться в кристалі, тобто дістати те неприродне співвідношення населеності рівнів, яке потрібне для роботи квантових генераторів.

Про лазер, що працює за описаному принципу, кажуть що він працює за трирівневою енергетичною схемою. (Самостійно – інші принципи роботи лазерів: по чотирирівневій схемі, газові лазери, лазери на твердому тілі)

Будову рубінового генератора зображено на рисунку. „Накачуючий спалах” зеленого світла виникає при розрядженні конденсатора C через імпульсну газорозрядну лампу $ЛЛ$, розміщену у відбивному кожусі K . Лампа у вигляді спіралі оточує рубіновий стержень P з точно плоско паралельними відполірованими торцями, на які нанесено дзеркальні шари. (для чого наносяться дзеркальні шари? Для посилення випромінювання в кристалі рубіну в 100 разів він повинен мати товщину близько $5 \cdot 10^3$ м). Як тільки під дією накачуючого спалаху на рівні E_2 створюється достатній надлишок атомів порівняно з рівнем E_1 , виникне розглянутий раніше процес генерації світла з частотою, що відповідає різниці рівнів (червоне світло з довжиною хвилі близько 6900 \AA). Через один з своїх торців (покриття якого зроблено трохи прозорим) рубін випромінюватиме при цьому вузький червоний промінь. Промінь буде високою мірою паралельним, бо генерація відбувається найкраще на хвилях, що поширюються точно перпендикулярно до торців рубінового стержня.





Потужність випромінювання простого рубінового лазера досягає 10^6 Вт с 1 см^2 торця циліндру, розбіжність променя не перевищує 0.5° . Для порівняння, потужність випромінювання поверхні Сонця ($T = 6000 \text{ }^\circ\text{C}$) в спектральному діапазоні 0.01 нм з довжиною хвилі 500 нм складає всього 10^{-1} Вт с 1 см^2 .

Важливою властивістю випромінювання квантового генератора є його когерентність. Світлові хвилі, випромінювані різними ділянками світної поверхні генератора, перебувають в одній фазі; коливання є правильними в тому розуміння, що їх частота стала, а фаза не зазнає регулярних змін. Когерентність ОКГ зумовлена тим, що вимушене світло точно узгоджене з вимушуючим світлом, не відрзняється від нього. Когерентність, монохроматичність і направленість випромінювання ОКГ дають можливість за допомогою збірних лінз фокусувати випромінювання в малу область розмірами порядку довжини хвилі. Концентрація енергії у фокусі виявляється такою великою, що промінь рубінового генератора вільно пропалює в сталевий пластинці отвори.

Лекція 1

ВЗАЄМОДІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

1.1. Лазерне випромінювання та його характеристики

Лазерне випромінювання (ЛВ) – це вимушене монохроматичне випромінювання у широкому діапазоні довжин хвиль – від одиниць нанометрів до сотень мікрометрів. Воно перекриває діапазон довжин хвиль від 10^{-7} до 10^{-4} м (тобто, від ультрафіолетової до інфрачервоної областей). Ті лазери, які знайшли практичне (промислове) використання, генерують випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,3 \div 10,6$ мкм. Наприклад:

- **азотний (ультрафіолетовий) лазер** ($\lambda = 0,3371$ мкм);
- **аргоновий лазер** (має випромінювання з декількома значеннями довжин хвиль в синьо-зеленій області спектру);
- **гелій-неоновий лазер** ($\lambda = 0,6328$ мкм);
- **рубіновий лазер** ($\lambda = 0,6943$ мкм);
- **лазер на арсеніді галія** (випромінювання в ближній інфрачервоній області, $\lambda = 0,85 \div 0,90$ мкм);
- **лазер на склі з неодимом** ($\lambda = 1,06$ мкм);
- **лазер на CO_2** (дальня інфрачервона область, $\lambda = 10,6$ мкм);

Окрім монохроматичності ЛВ має високий рівень когерентності, тобто електромагнітні коливання мають однакову частоту (довжину хвилі) та однакову фазу (чи різницю фаз). Ще однією важливою властивістю ЛВ є висока спрямованість пучка, тобто енергія може по променю передаватися на значні відстані і може буди легко сфокусованою на площадці незначних розмірів. Кут розбіжності лазерного променя може бути визначеним за формулою

$$\theta = k \frac{\lambda}{d}, \quad (1.1)$$

де λ - довжина хвилі ЛВ; d - діаметр променя.

Для однорідного променя коефіцієнт $k = 1,22$. Тоді $\theta = 1,22 \frac{\lambda}{d}$.

Фокусування лазерного променя в точку за допомогою лінз досить умовне поняття, оскільки згідно (1.1) промінь має певну розбіжність, а лінзи, що використовуються, відрізняються від геометричних. Тому в реальних умовах при фокусуванні променя будемо мати не точку, а деяку зону, яку називають **каустикою**. У випадку одномодового випромінювання (гаусівського розподілу інтенсивності випромінювання за поперечним перерізом) мінімальний діаметр каустики знаходять за формулою

$$d = \frac{4F\lambda}{\pi d}, \quad (1.2)$$

де F - фокусна відстань лінзи (фокусуєчої);
 λ - довжина хвилі ЛВ;
 d - діаметр лазерного пучка.

Розглянемо **основні параметри ЛВ**.

Для **імпульсних лазерів** такими є:

- енергія імпульсу E (Дж);
- тривалість імпульсу τ (мс);
- частота проходження імпульсів f (Гц);
- пікова потужність P_n (Вт);
- середня потужність P_{cp} (Вт).

Основним параметром неперервного випромінювання є середня потужність P_{cp} .

Структуру лазерного імпульсу в режимі вільної генерації в координатах $P-t$ можна зобразити таким чином

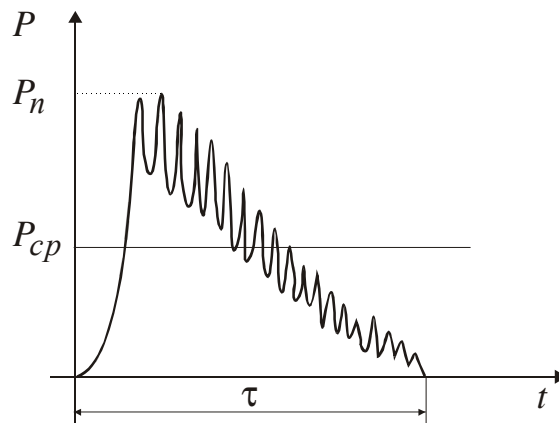


Рис. 1.1

У цьому випадку енергія імпульсу є інтегральним параметром і визначається як

$$E = \int_0^{\tau} P(t) dt \quad (1.3)$$

В технології одним із найбільш важливих параметрів ЛВ є густина потужності q (МВт/м²). У випадку імпульсного випромінювання

$$q = \frac{E}{S\tau} = \frac{4E}{\pi d^2 \tau}, \quad (1.4)$$

де S – площа плями (після фокусування), d – діаметр плями.

У випадку використання неперервного ЛВ

$$q = \frac{P_{cp}}{S}. \quad (1.5)$$

1.2. Теплофізичні процеси при взаємодії ЛВ з речовиною

Ефективність використання енергії лазерного променя залежить від співвідношення інтенсивностей відбитого та поглинутого випромінювання. Корисну дію виконує поглинута частина випромінювання, яка, проникаючи в глибину матеріалу, переходить в тепло. Ці частки енергії пов'язані між собою співвідношенням

$$R = 1 - A, \quad (1.6)$$

де R – відбивна здатність матеріалу (або коефіцієнт відбиття);

A – поглинаюча здатність матеріалу.

Коефіцієнт відбиття R_0 - це відношення інтенсивності відбитої частки випромінювання до інтенсивності всього випромінювання. Якщо промінь падає перпендикулярно до поверхні, то

$$R_0 = \frac{(n-1)^2 + n^2\kappa^2}{(n+1)^2 + n^2\kappa^2}, \quad (1.7)$$

де n – показник заломлення середовища; κ - коефіцієнт затухання.

Метали є сильними відбивачами ЛВ. Це пов'язано зі значним поглинанням випромінювання у скін-шарі, товщина δ якого залежить від електропровідності матеріалу σ і звичайно вимірюється у нанометрах.

У випадку, коли $\frac{\sigma}{\nu} \gg 1$ (де ν - частота випромінювання), розв'язок рівнянь Максвелла дає можливість визначити R_0 :

$$R_0 = 1 - \frac{2}{\sqrt{\sigma T}}, \quad (1.8)$$

де $T = \frac{2\pi}{\nu}$ - період коливання електромагнітної хвилі ЛВ.

Для $\nu \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (тобто для $\lambda \sim 10,6 \text{ мкм}$ (CO₂-лазер)) при взаємодії з мідним зразком ($\sigma = 5 \cdot 10^{17} \text{ Ом}^{-1}$, $\sigma/\nu = 2,5 \cdot 10^3 \gg 1$), отримуємо

$$R_0 = 1 - 1,5 \cdot 10^{-2} = 0,985.$$

Деякі дані щодо визначення параметрів σ і δ наведені в табл. 1.1

Таблиця 1.1

Матеріал	$\sigma, \times 10^{17} \text{ Ом}^{-1}$	δ , нм
Al	3,55	13
Cu	5,83	10
Fe	1,02	24
Ta	0,72	28
Ti	3,13	14
W	1,81	18
Нерж. сталь	0,16	61

Існують такі способи підвищення поглинальної здатності матеріалів:

1. Фізичні фактори

- підвищення частоти ЛВ (зниження довжини хвилі ЛВ);
- збільшення тривалості часу опромінення;
- зростання густини потужності ЛВ;

2. Підвищення шорсткості поверхні;

3. Нанесення різноманітних неметалевих покриттів, які сильно поглинають ЛВ, наприклад Fe_2S_3 , Al_2O_3 , $\text{Zn}_3(\text{PO}_4)_2$, $\text{Mg}_3(\text{PO}_4)_2$.

Розглянемо сам процес поглинання та передачі енергії ЛВ.

У відповідності із законом Бугера інтенсивність поглиненого випромінювання буде змінюватися за глибиною по експоненті

$$I(x) = I_0 A e^{-\alpha x}, \quad (1.9)$$

де I_0 - інтенсивність ЛВ на поверхні матеріалу;

A – поглинаюча здатність матеріалу;

α - коефіцієнт поглинання світла у даному матеріалі.

Використовуючи теорію розповсюдження теплоти від концентрованих джерел, можна визначити температурні поля в зонах, що знаходяться від джерела на відстанях, які в декілька разів перевищують діаметр лазерної плями d . Для того, щоб описати процеси розповсюдження теплоти в зонах, що знаходяться ближче до центру пучка, необхідно знати характер розподілу густини потужності у лазерній плямі.

Найбільш загальним є гаусівський (нормальний) розподіл густини потужності $E(r)$ у перерізі сфокусованого ЛВ. Якщо діє таке джерело, то на поверхні тіла виникає теплове джерело нагрівання також з нормальним

розподілом густини потужності в лазерній плямі, яке можна описати за допомогою співвідношення

$$q_n(r) = q_m e^{-kr^2}, \quad (1.10)$$

де $q_m = AE_m$ - максимальна густина потужності в центрі плями нагрівання;

A - поглинаюча здатність матеріалу;

E_m - максимальна густина потужності ЛВ на осі;

k - коефіцієнт зосередженості, що характеризує форму кривої нормального розподілу;

r - радіальна відстань даної точки від центру.

Графічно це можна зобразити таким чином

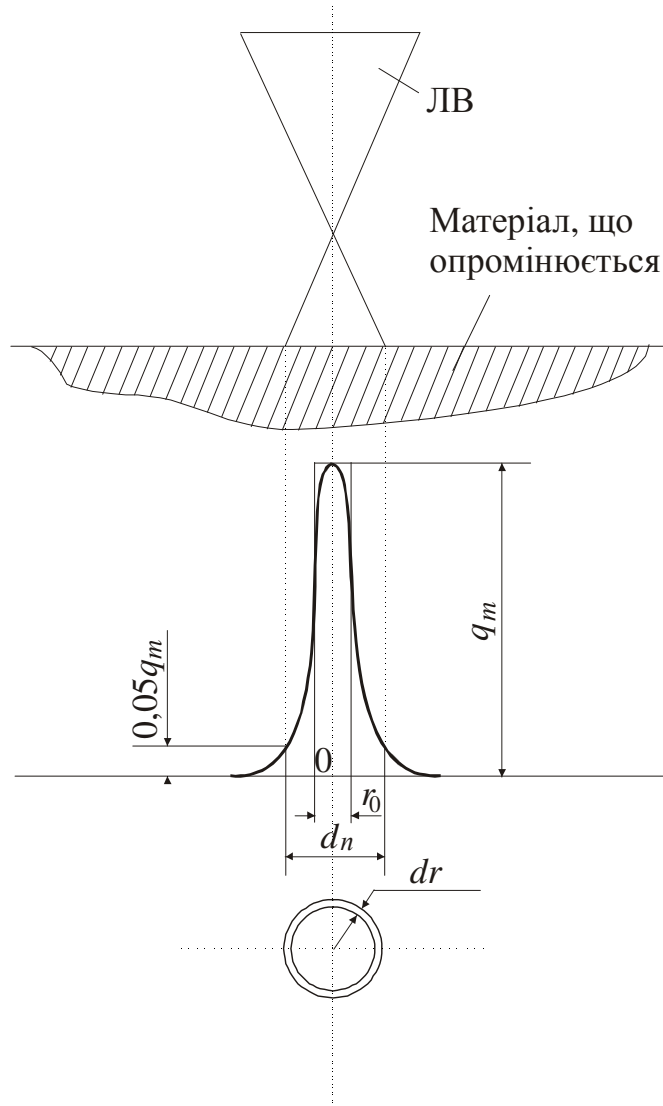


Рис. 1.2

Ефективну теплову потужність ЛВ можна знайти, про інтегрувавши густину потужності теплового джерела по всій поверхні F , що нагрівається:

$$q = \int_F q_n(r) dF. \quad (1.11)$$

Для обчислення інтегралу (1.11) використаємо кільцевий елемент радіусом r і шириною dr . Тоді

$$\begin{aligned} q &= \int_0^{\infty} q_n(r) 2\pi r dr = \int_0^{\infty} q_m e^{-kr^2} 2\pi r dr = 2\pi q_m \int_0^{\infty} e^{-kr^2} r dr = \\ &= \frac{2\pi q_m}{2k} \int_0^{\infty} e^{-kr^2} d(kr^2) = \frac{\pi}{k} q_m. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Для розрахунків приймають, звичайно, за радіус плями відстань $r_n = \frac{1}{2} d_n$, на якій густина потужності дорівнює $0,05 q_m$. Підставивши таке значення густини потужності та радіуса у формулу (1.12), отримаємо

$$0,05 q_m = q_m e^{-kr_n^2} \quad (1.13)$$

або

$$k \approx \frac{3}{r_n^2}. \quad (1.14)$$

Це співвідношення дає можливість експериментально визначити параметри нормального розподілу густини потужності (r_n визначають експериментально за допомогою засвіченої фотоплівки, фотопаперу, тощо).

У випадку, коли розподіл густини потужності у плямі є рівномірним, а не гаусівським, то $q_n = q_m$. Тоді за плямою нагріву радіусом r тепла ефективна густина потужності джерела нагріву q обчислюється за формулою

$$q = \pi r^2 q_m. \quad (1.15)$$

Порівнявши праві частини виразів (1.12) та (1.15), можна встановити зв'язок між нормальним розподілом густини потужності (1.10) та рівномірним (1.15) при однаковій ефективній тепловій потужності джерела q .

$$\frac{\pi}{k} q_m = \pi r^2 q_m. \quad \Rightarrow \quad r = \frac{1}{\sqrt{k}}. \quad (1.16)$$

Механізм поглинання лазерної енергії і переходу її в теплову енергію залежить від природи матеріалу. Передача енергії від тонкого поверхневого шару в об'єм матеріалу здійснюється за допомогою різних механізмів теплопровідності (електронного, фононного, променевого). Домінуюче значення при цьому має температура поверхні.

При низьких температурах значну роль відіграє фононна теплопровідність. Проте при високих значеннях температури фононна теплопровідність є незначною, порівняно з електронною.

Найбільш розповсюдженим у практиці лазерної обробки металів та сплавів є діапазон температур від сотень до декількох тисяч градусів. У цьому випадку основним механізмом передачі енергії лазерного променя від поверхні до більш глибоких шарів матеріалу є електронна теплопровідність. Променевою теплопровідністю можна знехтувати, оскільки вона є характерною для температур поверхневого шару, які перевищують 10^4 °С.