

PARTEA II

6. Principii funcționale și constructive generale ale laserelor

6.1. Principiul de funcționare

Un dispozitiv *laser* este constituit din două sisteme fizice în interacție: *câmpul electromagnetic* dintr-un *rezonator optic* și un *mediu activ* situat în același rezonator optic. Atomii, moleculele sau ionii mediului activ au cel puțin *două nivele energetice* a căror diferență de energie corespunde unei frecvențe care este în rezonanță cu una din frecvențele proprii ale rezonatorului optic.

Dacă atomii mediului activ sunt excitați pe nivelul energetic superior printr-un mecanism oarecare, modul electromagnetic rezonant îi stimulează pentru a trece pe nivelul energetic inferior. În decursul acestui proces de *emisie stimulată*, atomii transferă diferența de energie câmpului electromagnetic din cavitate, energia acestora fiind transferată unui singur mod de oscilație a cărui frecvență este în rezonanță cu frecvența rezonatorului optic. În cazul când este asigurat o diferență de populație între cele două nivele atomice, dispozitivul funcționează un *amplificator cuantic de radiație* [6.1]-[6.6].

6.2. Procesele de emisie și absorbție

Pentru a studia *procesele de emisie și absorbție* se consideră un câmp electromagnetic de pulsație ω și *densitate spectrală de energie radiantă* $w_\omega(\omega, T)$ care interacționează cu un mediu ce conține atomi cu două nivele de energie W_1 și W_2 (fig. 6.1) ale căror populații la echilibru termodinamic sunt N_1 și N_2 . Se admite că nivelul W_1 este degenerat de g_1 ori, iar nivelul W_2 este degenerat de g_2 ori.

La o temperatură suficient de mare, la care se poate aplica statistica Boltzmann, raportul populațiilor celor două nivele este:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 \exp\left[-\frac{W_2 - W_0}{kT}\right]}{g_1 \exp\left[-\frac{W_1 - W_0}{kT}\right]} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left[-\frac{W_2 - W_1}{kT}\right] = \frac{g_2}{g_1} \exp\left[-\frac{\hbar\omega}{kT}\right], \quad (6.1)$$

întrucât între pulsația ω și W_1 și W_2 există relația:

$$\hbar\omega = W_2 - W_1. \quad (6.2)$$

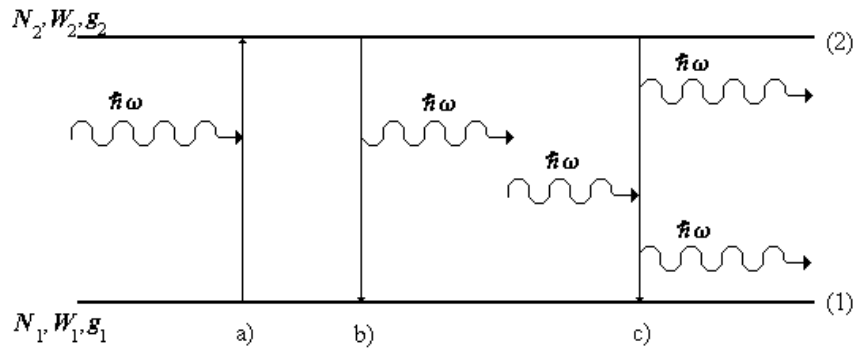


Fig. 6.1. Diagrama nivelelor energetice.

Dacă $W_2 > W_1$, în mod natural $N_2 < N_1$. Starea de echilibru termodinamic a radiației cu mediul prin care se propagă este atinsă când numărul proceselor de absorbție a radiației de către mediul este egal cu numărul proceselor de emisie a radiației de către mediul.

Prin procesul de absorbție numărul de atomi de pe nivelul (1) scade în timp conform relației:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abs} = -B_{12}N_1w_\omega(\omega, T) \quad (6.3)$$

unde B_{12} este coeficientul de absorbție Einstein. În relația (6.3) produsul $B_{12}w_\omega(\omega, T)$ reprezintă probabilitatea de absorbție din unitatea de timp. Procesul de absorbție (a) este reprezentat în figura 2.1. În urma absorbției unui foton are loc tranziția unui atom între nivelele (1)→(2).

Dacă în starea inițială atomul sau molecula se află în starea cu energia $W_2 > W_1$ acesta tinde să treacă pe nivelul cu energia mai mică W_1 emițând un foton cu energia $\hbar\omega = W_2 - W_1$. Aceasta este fenomenul de emisie spontană și este reprezentat prin procesul (b) din figura 2. 1.

Scăderea în timp a numărului de atomi din unitatea de volum cu energia W_2 datorită emisiei spontane este dat de relația:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -A_{21}N_2 \quad (6.4)$$

unde A_{21} reprezintă *probabilitatea de emisie spontană*. În relația (6.4) nu apare densitatea de energie $w_\omega(\omega, T)$ a radiației, acest proces putând avea loc în lipsa câmpului electromagnetic exterior.

Dacă la $t = 0$, populația nivelului superior este $N_2|_{t=0} = N_{20}$, după integrarea ecuației (6.4) rezultă:

$$N_2 = N_{20} \exp(-A_{21}t) = N_{20} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (6.5)$$

unde $\tau = \frac{1}{A_{21}}$ este *timpul de viață pentru emisia spontană*.

Dacă atomul sau molecula se află inițial pe nivelul de energie W_2 și o undă electromagnetică având frecvența $\omega = \frac{W_2 - W_1}{\hbar}$ este incidentă pe material, există

o probabilitate nenulă ca această undă să stimuleze (să forțeze) atomul pentru a efectua tranziția (2)→(1). În acest caz se emite un foton cu aceeași frecvență ca și cei incidenți, care se adaugă la unda incidentă. Acesta este fenomenul de *emisie stimulată* și este reprezentat prin procesul (c) din figura 2. 1. Spre deosebire de emisia spontană, când atomul emite o undă electromagnetică în relație de fază nedefinită cu cea emisă de alți atomi, în cazul emisie stimulată fotonii emiși de toți atomii sunt în fază cu cel incident.

Scăderea în timp a numărului de atomi de pe nivelul (2) datorită procesului de emisie stimulată este dată de relația:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -B_{21}N_2w_\omega(\omega, T) \quad (6.6)$$

unde B_{21} este *coeficientul Einstein pentru emisia indusă*, iar $B_{21}w_\omega(\omega, T)$ reprezintă *probabilitatea de emisie indusă*.

Echilibrul termodinamic al radiației este atins când numărul proceselor de absorbție este egal cu numărul proceselor de emisie:

$$B_{12}N_1w_\omega(\omega, T) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2w_\omega(\omega, T) \quad (6.7)$$

de unde:

$$w_\omega(\omega, T) = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}} = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{g_1}{g_2}\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - B_{21}}. \quad (6.8)$$

Conform legii Planck a radiației corpului negru (Anexa nr. 1)

$$w_\omega(\omega, T) = aT^4, \quad (6.9)$$

iar prin trecere la limită se obține:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} w_{\omega} \rightarrow \infty. \quad (6.10)$$

Ținând seama de relația (6.9) din (6.8) rezultă:

$$B_{12} \frac{g_1}{g_2} = B_{21} \text{ sau } g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (6.11)$$

Cu ajutorul relației (6.11) densitatea spectrală de energie (6.8) se poate scrie sub forma:

$$w_{\omega}(\omega, T) = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}. \quad (6.12)$$

În cazul când $\frac{\hbar\omega}{kT} \ll 1$ expresia (6.12) trebuie să fie identică cu formula Rayleigh-Jeans pentru radiația corpului negru, adică:

$$\frac{\omega^2}{\pi^2 k^3} kT = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\hbar\omega}{kT} + \dots - 1} \quad (6.13)$$

de unde se obține:

$$B_{12} = A_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{\pi^2 c^3}{\hbar\omega^3} = \frac{1}{\tau} \frac{g_2}{g_1} \frac{\pi^2 c^3}{\hbar\omega^3}. \quad (6.14)$$

Relațiile (6.11) și (6.14) permit calculul coeficienților Einstein B_{12} și B_{21} măsurând experimental pe τ .

6.3. Inversia de populație

Dacă o undă plană de intensitate I traversează un mediu cu două nivele energetice (fig. 6.1) aceasta este absorbită, coeficientul de absorbție al undei prin mediu fiind definit cu ajutorul legii Lambert-Beer:

$$\alpha_{\omega} = -\frac{1}{I_{\omega}} \cdot \frac{dI_{\omega}}{dx} \quad (6.15)$$

unde $dx = cdt$ este distanța parcursă de radiație prin mediu în intervalul de timp dt , c este viteza luminii, iar $w_{\omega} = \frac{4I_{\omega}}{c}$. Astfel, relația (6.15) se poate scrie:

$$\alpha_{\omega} = -\frac{1}{cw_{\omega}} \cdot \frac{dw_{\omega}}{dt}. \quad (6.16)$$

La traversarea unității de volum numărul de atomi capabili să absoarbă un foton este N_1 , iar numărul de atomi capabili să emită stimulat câte un foton de energie ω este N_2 . Densitatea de energie din unitatea de volum de mediu este:

$$w_\omega = (N_1 - N_2)\hbar\omega, \quad (6.17)$$

iar:

$$\frac{dw_\omega}{dt} = \left(\frac{dN_1}{dt} - \frac{dN_2}{dt} \right) \hbar\omega = (B_{21}N_2 - B_{12}N_1)w_\omega \hbar\omega. \quad (6.18)$$

Cu ajutorul formulei (6.18) relația (6.15) poate fi scrisă succesiv sub forma:

$$\begin{aligned} \alpha_\omega &= \frac{1}{c}(B_{12}N_1 - B_{21}N_2)\hbar\omega \\ &= \frac{B_{21}}{c} \left(\frac{B_{12}}{B_{21}} N_1 - N_2 \right) \hbar\omega = \frac{1}{c} \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right) \hbar\omega \frac{\pi^2 c^3}{\hbar\omega} A_{21} \\ &= \left(\frac{\pi c}{\omega} \right)^2 \cdot \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right) \frac{1}{\tau}. \end{aligned} \quad (6.19)$$

Din relația (6.19) se observă că dacă $\frac{g_2}{g_1} N_1 > N_2$ are loc *absorbția*

radiației, iar dacă $\frac{g_2}{g_1} N_1 < N_2$ are loc *emisia stimulată*.

În al doilea caz în mediu este realizată *inversia de populație*. Un astfel de material se numește *laser activ* și radiația electromagnetică care traversează un astfel de mediu este *amplificată*.

6.4. Condiția de prag

Pentru a obține un *oscilator* dintr-un amplificator este necesar ca sistemul să aibă o *reacție pozitivă*. În regiunea microundelor acest lucru se realizează plasând materialul activ într-o *cavitate rezonantă* care are o rezonanță la frecvența ω . În regiunea optică, reacția pozitivă se obține plasând mediul laser activ între *două oglinzi* cu coeficientul de reflexie foarte mare (fig. 6.2).

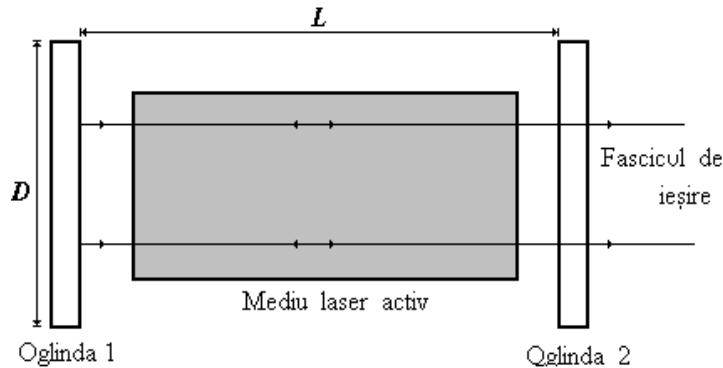


Fig. 6.2. Schema simplificată a unui laser.

În acest caz unda electromagnetică plană se propagă în spațiul dintre oglinzi (cavitatea Fabry-Pérot), efectuând drumuri dus-întors, fiind amplificată la fiecare traversare a mediului laser activ. Dacă una din oglinzi este parțial transparentă, acesta lasă să treacă fasciculul laser de ieșire.

Pentru a se obține un fascicul laser de ieșire este necesar ca energia rezultată din emisia stimulată (*câștigul*) să depășească *pierderile de energie* prin diferite fenomene (*cuplajul de ieșire, difracția, neomogenitățile mediului*, etc.), condiție cunoscută sub numele de *condiție de prag*.

Intensitatea fasciculului laser, I_1 care traversează oglinda 2 în unitatea de timp este dată de relația:

$$dI_1 = -I_1 \frac{c}{L}(1-R)dt \quad (6.20)$$

unde R este coeficientul de reflexie al oglinzii 2, iar L este lungimea cavității. Integrând ecuația (6.20) rezultă:

$$I_1 = I_{10} \exp\left[-\frac{c}{L}(1-R)t\right] = I_{10} \exp\left[-\frac{t}{\tau_1}\right] \quad (6.21)$$

unde s-a făcut notația:

$$\tau_1 = \frac{L}{c(1-R)}. \quad (6.22)$$

Scăderea intensității fasciculului datorită traversării oglinzii de ieșire introduce un *factor de calitate al cavității*:

$$Q_1 = \omega\tau_1 = \frac{\omega L}{c(1-R)}. \quad (6.23)$$

Oglinzile având dimensiuni finite (se consideră oglinzi sub forma unui disc cu diametrul D), intensitatea pierdută prin difracție, I_2 pe orificiul din oglinda de ieșire în unitatea de timp este dată de:

$$\frac{dI_2}{dt} = -I_2 c \left| \frac{d\theta}{dD} \right| \quad (6.24)$$

unde D este diametrul oglinzii,

$$\sin \theta \cong \theta = \frac{\lambda}{D}, \quad (6.25)$$

iar

$$\left| \frac{d\theta}{dD} \right| = \frac{2\pi c}{\omega D^2}. \quad (6.26)$$

Astfel,

$$\frac{dI_2}{I_2} = -\frac{2\pi c^2}{\omega D^2} dt \quad (6.27)$$

care după integrare devine:

$$I_2 = I_{20} \exp\left[-\frac{2\pi c^2}{\omega D^2} t\right] = I_{20} \exp\left[-\frac{t}{\tau_2}\right] \quad (6.28)$$

unde:

$$\tau_2 = \frac{\omega D^2}{2\pi c^2}. \quad (6.29)$$

Pierderilor prin difracție prin orificiul oglinzii de ieșire le corespunde factorul de calitate:

$$Q_2 = \omega \tau_2 = \frac{2\pi D^2}{\lambda^2} = \frac{\omega^2 D^2}{2\pi c^2}. \quad (6.30)$$

Factorul de calitate al cavității este dat de relația:

$$Q = \omega \tau_Q = \frac{\omega}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}} = \frac{Q_1 Q_2}{Q_1 + Q_2} = \frac{\omega^2 D^2 L}{c[\omega D^2(1-R) + 2\pi c L]}. \quad (6.31)$$

Puterea totală pierdută prin aceste procese este:

$$P_p = n \frac{\hbar \omega}{\tau_Q} = n \frac{\hbar \omega^2}{Q} \quad (6.32)$$

unde n este numărul de fotoni absorbiți în unitatea de volum.

Cu ajutorul relațiilor (6.3), (6.4) și (6.6) puterea totală emisă poate fi scrisă sub forma:

$$\begin{aligned} P &= \frac{dN}{dt} \hbar \omega = w_\omega (B_{21} N_2 - B_{12} N_1) \hbar \omega \\ &= B_{21} w_\omega \left(N_2 - \frac{B_{12}}{B_{21}} N_1 \right) \hbar \omega = B_{21} w_\omega \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \hbar \omega. \end{aligned} \quad (6.33)$$

Condiția de oscilație se scrie:

$$P \geq P_p, \quad (6.34)$$

adică:

$$B_{21} w_\omega \left(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right) \hbar \omega \geq n \frac{\hbar \omega^2}{Q} \quad (6.35)$$

unde:

$$B_{21} = A_{21} \frac{\pi^2 c^3}{\hbar \omega^3} \text{ și } A_{21} = \frac{1}{\tau}, \quad (6.36)$$

iar

$$w_\omega \Delta \omega = n \hbar \omega, \quad (6.37)$$

w_ω fiind densitatea spectrală de energie.

Ținând seama de relațiile (6.35), (6.36) și (6.37) se obține condiția de oscilație sub forma:

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \geq \frac{\tau \omega^3 \Delta \omega}{\pi^2 c^3 Q} \quad (6.38)$$

Relația (6.38) exprimă dependența inversiei de populație de parametrii atomici ai sistemului ($\tau, \Delta \omega, \omega, \lambda$) cât și de factorul de calitate al cavității Q . În cazul egalității se obține valoarea minimă a inversiei de populație pentru care apare *efectul laser*. Din acest motiv relația (6.38) poartă numele de *relația de prag*.

Înlocuind în relația (6.38) $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ se observă că inversia de populație este dată de formula:

$$N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \sim \frac{1}{\lambda^3}, \quad (6.39)$$

adică inversia de populație este invers proporțională cu puterea a treia a lungimii de undă. Aceasta explică faptul de ce este mult mai dificil de realizat un laser pe lungimi de undă scurte (în ultraviolet) decât în domeniul infraroșu apropiat al spectrului. Din relația (6.39) se observă că inversia de populație pentru timpi de viață de același ordin de mărime trebuie să fie de o mie de ori mai mare pentru $\lambda = 250$ nm decât pentru $\lambda = 2500$ nm. În al doilea rând, diferența de populație $N_2 - N_1$ este o caracteristică a sistemului atomic, care nu poate fi mărită peste anumite limite. Rezultă că singurele metode utilizate pentru a realiza condiția de prag sunt fie de a acționa asupra factorului de calitate al cavității prin mărirea lungimii mediului activ (ceea ce în majoritatea cazurilor comportă serioase dificultăți experimentale) sau prin îmbunătățirea reflexiei oglinzilor, astfel ca $(1 - R)$ să fie cât mai mic.

În al treilea rând din relația (6.39) se observă că:

$$N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \sim \tau, \quad (6.40)$$

ceea ce indică faptul că cu cât tranziția este mai probabilă, avînd un timp de viață mai scurt, cu atât efectul laser se poate obține la o inversie de populație mai mică.

Se observă că condiția de prag este satisfăcută în majoritatea covârșitoare a cazurilor numai pentru coeficienți de reflexie apropiați de unitate, adică $(1 - R) \ll 1$. Există, însă cazuri rare, cum este cea a tranziției de la $3,39 \mu\text{m}$ a Ne, când condiția de prag este îndeplinită pentru un R mic, laserul putînd oscila chiar fără oglinzi. Acest fenomen se numește de *supraradianță*.