

8. Mecanisme de excitare a dispozitivelor laser

Excitarea mediului laser activ în vederea creerii inversiei de populație peste nivelul de prag se poate obține prin diferite mecanisme, cele mai utilizate fiind: *ciocnirile electronice*, *transferul rezonant de excitație*, *pompajul optic*, *procesele gaz-dinamice*, *reacții chimice*, *efectul Penning*, *injecția de curent*, *pompajul cu fascicule de electroni* [8.1]-[8.4].

8.1. Excitarea prin ciocniri electronice

Este metoda cea mai utilizată pentru excitarea laserelor cu gaz. În urma unei descărcări electrice într-un mediu gazos, în incintă apar ioni și electroni care prin accelerare în câmp electric pot excita prin ciocniri atomii și moleculele neutre. Câmpul electric accelerator poate fi continuu, de radiofracvență, pulsatoriu etc.

Deplasarea electronilor fiind mult mai mare decât a ionilor, procesele caracteristice de ciocnire sunt de tipul:



numite *ciocniri de speța întâi*. Electronul accelerat e^- într-un câmp electric exterior cedează energia sa cinetică T atomului A pe care-l excită. Ciocnirile de speța întâi sunt ciocniri neelastice (se modifică energia și direcția electronului incident).

Alături de procesele de excitare, ciocnirile electron-atom pot determina procese de ionizare de tipul:



Aceste procese influențează indirect producerea inversiei de populație în mediul laser activ.

Pentru caracterizarea cantitativă a proceselor de ciocnire se introduce *secțiunea eficace de excitare*, σ^e definită prin relația:

$$d\phi_e = -\sigma^e N_0 \phi_e dz \quad (8.3)$$

unde N_0 este densitatea de atomi în stare fundamentală, ϕ_e este fluxul de electroni, iar $d\phi_e$ variația fluxului de electroni pe distanța dz .

Variația în timp a populației nivelului laser superior notată cu N_2 este:

$$(dN_2 / dt)_e = -(d\phi_e / dz)_{12} = N_0 N_e v \sigma_{12}^e = N_0 R_{12} \quad (8.4)$$

unde σ_{12}^e este secțiune eficace de excitare (se iau în considerare numai procesele de excitare utile pentru crearea inversiei între nivelele considerate)

$$\phi_e = N_e v, \quad (8.5)$$

N_e este densitatea electronilor din descărcare, v este viteza electronilor, iar

$$R_{12} = \sigma_{12}^e \phi_e \quad (8.6)$$

este *rata de pompaj electron-atom*.

În aproximația lui Born (considerându-se o interacție slabă între electronul incident și atom) se obține:

$$\sigma_{12}^e \sim \int_{K_{min}}^{K_{max}} |\Psi_1 \exp(ikz) \Psi_2^* d\tau|^2 K dK \quad (8.7)$$

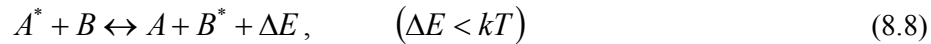
unde $\Psi_{1,2}$ sunt funcțiile de undă corespunzătoare stărilor implicate în tranziții, iar K este modulul vectorului ce caracterizează transferul de impuls.

Există două tipuri de ciocniri electronice:

- a) care determină tranziții permise optic;
- b) care determină tranziții interzise optic.

8.2. Excitarea prin transfer rezonant de excitație

Transferul rezonant de excitație apare ca urmare a proceselor de ciocnire de tipul:



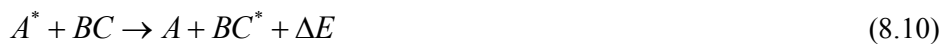
numite *ciocniri de speța a doua*, A și B fiind atomii a două specii de gaz aflate în amestec (în stare fundamentală) atomii A^* , B^* fiind în stare excitată. Secțiunea eficace de ciocnire pentru transfer rezonant de energie σ_{A^*B} poate fi definită cu ajutorul relației:

$$(dN / dt)_{A^*B} = N_{A^*} \cdot N_B \cdot v_{AB} \cdot \sigma_{A^*B} \quad (8.9)$$

unde $(dN / dt)_{A^*B}$ este numărul de tranziții de tipul (8.8), în unitatea de timp pe unitatea de volum, N_{A^*} , N_B reprezintă populația stărilor, iar v_{AB} este viteza relativă a celor doi atomi. Valorile lui $\sigma_{A^*B} \in (10^{-13} \div 10^{-16} \text{ cm}^2)$.

Există diferite scheme de producere a *transferului rezonant de energie*:

- *ciocniri atom-moleculă*



- *disocierea moleculei*



8.2.1. Ciocniri atom-atom

Ciocnirile atom-atom au loc în *laserele atomice*, cum ar fi de exemplu laserul cu He-Ne (energia stărilor 2^3S și 2^1S ale He, excitate prin ciocnirile electronice; $2s$ ($\sigma = 3,6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$) și $3s$ ($\sigma = 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$)).

8.2.2. Ciocniri atom-moleculă

Ciocnirile atom-moleculă se manifestă în cazul *laserelor moleculare* și pot avea loc cu:

- *excitarea unei stări vibraționale*



- *excitare prin disociere* (transfer disociativ de excitare)-gaze poliatomice ($\text{O}_2, \text{CO}_2, \text{CO}$, etc.)



(rezultă molecule de HF^* excitate pe nivele vibraționale).

8.2.3. Ciocniri moleculă-moleculă

Pomparea moleculelor de CO_2 cu ajutorul moleculelor de N_2 ($\Delta E = -18 \text{ cm}^{-1}$) reprezintă un exemplu tipic de ciocnire moleculă-moleculă.

8.3. Excitarea prin pompaj optic

A fost propusă de A. Schawlow și G. H. Townes și se realizează cu ajutorul unor surse de radiații de bandă largă sau monocromatice. Când procesele de excitare optică rezonantă depășesc pe cele de dezexcitare se poate crea în mediul studiat inversia de populație caracteristică dispozitivelor de tip laser. De exemplu, laserul cu rubin este *pompat optic* cu un flash cu xenon, laserul cu iod este pompat tot cu flash cu Xe, iar laserul cu cesiu este pompat cu o sursă conținând He.

Scheme pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic:

- *scheme cu trei nivele, normală și inversată* (fig. 8. 1 a), b));



Fig. 8. 1. a), b). Scheme cu trei nivele pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic.

- scheme de pompaj optic cu patru nivele (fig. 8. 2. a-d).

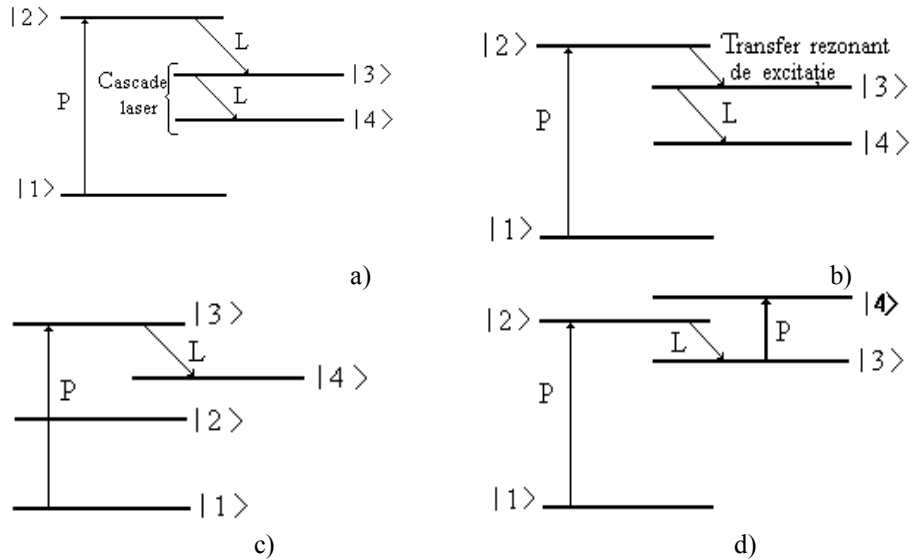


Fig. 8. 2. a)-d). Scheme cu patru nivele pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic.

În fig. 8. 2 d) este prezentată o schemă de tip *push-pull* în care pompajul optic normal are loc prin popularea nivelului laser superior $|2\rangle$, iar pompajul optic inversat pe nivelul $|4\rangle$ se obține prin depopularea nivelului laser inferior $|3\rangle$.

8.4. Excitarea prin procese gaz-dinamice

Acest tip de excitare este utilizat pentru crearea inversiei de populație pe cale termică numindu-se și *pompaj termic*. A fost propusă de N. G. Basov și P. Oraevski în 1963 (fig. 8. 3).

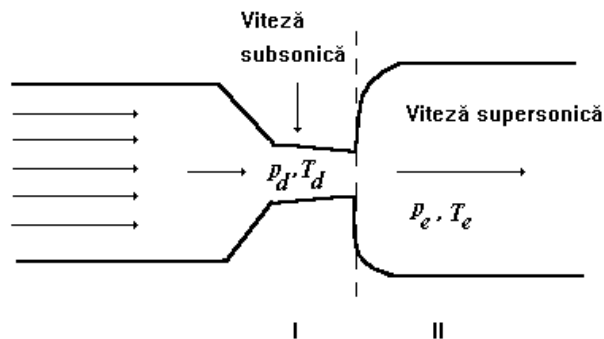


Fig. 8. 3. Schema excitării prin procese gaz-dinamice.

Amestecul de gaz care constituie mediul laser curge printr-o conductă ce prezintă pe traseul său o duză prin care se produce o expansiune puternică a gazului. În interiorul conductei gazul este încălzit astfel că în regiunea duzei temperatura și presiunea ating valori ridicate ($T_d = 1000 \text{ K} \div 1500 \text{ K}$, $p_d = 10 \text{ atm} \div 20 \text{ atm}$).

La ieșirea din duză parametrii gazului care suferă destinderea se modifică substanțial, obținându-se valori scăzute ale presiunii și temperaturii, viteza gazului crescând foarte mult ($T_e = 300 \text{ K} \div 400 \text{ K}$, $p_e = 0,1 \text{ atm}$, $v_e = 2 \text{ M} \div 6 \text{ M}$). În regiunea I, $0,1 \div 0,2$ din energie este constituită din energia de vibrație a moleculelor, iar restul din energia de translație și rotație a acestora.

După destindere, în regiunea II, energiile de translație și rotație se transformă în energie cinetică, pe când energia de vibrație rămâne practic neschimbată, deoarece timpii de relaxare vibrațională sunt mult mai mari decât cei de relaxare rotațională.

Pentru laserul cu CO_2 și N_2 de exemplu, tranzițiile laser au loc între nivelul combinat $\text{CO}_2(00^01)$ și $\text{N}_2(v=1)$ care constituie nivelul laser superior (energia fiind acumulată în starea metastabilă a N_2) și nivelul laser inferior constituit de nivelele $\text{CO}_2(10^00)$ și $\text{CO}_2(02^00)$ (fig. 8. 4).

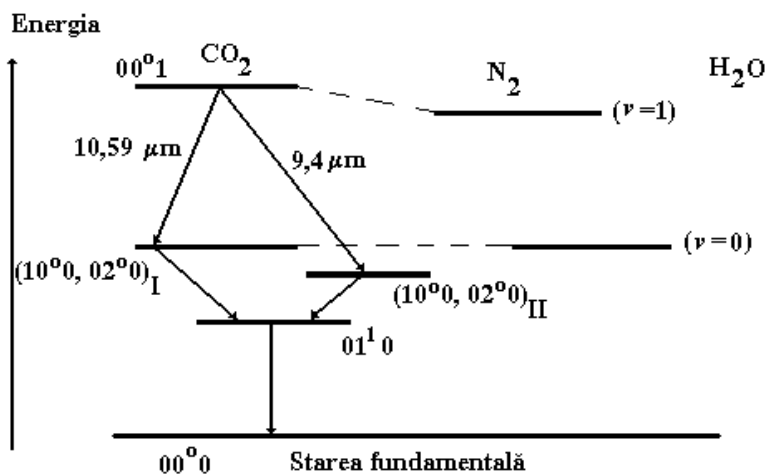


Fig. 8. 4. Schema nivelelor vibraționale (inferioare) ale moleculei de CO_2 .

Populația nivelului I este cea corespunzătoare temperaturii ridicate din regiunea I datorită metastabililor de N_2 . Se păstrează la valoare ridicată cam până la 1 m de duză.

Populația nivelului II este cea corespunzătoare temperaturii scăzute din regiunea II (se anulează la câțiva cm de duză).

Apare astfel inversia de populație între nivelele I și II care se menține cam până la 1 m de duză. Ca urmare energia termică este convertită direct în energie laser (pompaž termic). Temperaturile ridicate din regiunea duzei se pot obține prin încălzirea cu arc sau arderea diferitelor gaze.

8.5. Excitarea prin reacții chimice (pompažul chimic). Tipuri de reacții chimice pentru pompaž

Constă în utilizarea energiei degajate în reacțiile chimice în vederea creării inversiei de populație, *energia chimică fiind transformată în energie electromagnetică*. Metoda a fost propusă în 1961 de J. C. Polanyi. Primele *lasere chimice* au fost realizate în 1964 (laserul cu iod provenit din fotoliza CH_3I și laserul cu HCl).

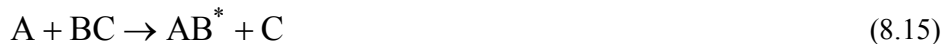
Energia disponibilă într-o reacție chimică E_D este dată de suma dintre energia de reacție ΔH și energia de activare E_A :

$$E_D = \Delta H + E_A \quad (8.14)$$

cu condiția ca E_D să depășească energia stării laser superioare (reacțiile chimice trebuie să fie direct sau indirect exoterme).

8.5.1. Reacții de schimb cu trei atomi

Aceste reacții sunt de forma



cu condiția ca legătura chimică AB să fie mai puternică decât legătura chimică BC și energia de activare să fie mică. Exemplu de lasere chimice *pompažate prin reacții de schimb* este laserul cu HCl:



($E_A = 7,5$ kJ/mol, $-\Delta H = 189$ kJ/mol).

8.5.2. Reacții de extragere

Aceste reacții sunt de forma:



cu condiția ca energia de legătură CA^* să fie mai mare decât energia de legătură a lui C în BC_n și energia de activare mică. Exemplu de lasere chimice *pompažate prin reacții de extragere* este laserul cu HF:



($E_A = 5$ kJ/mol, $-\Delta H = 136,5$ kJ/mol).

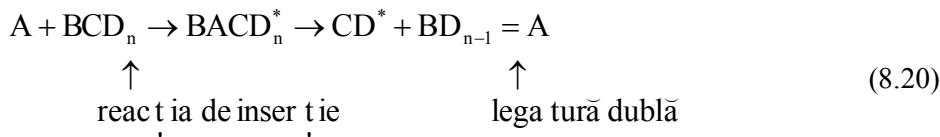
8.5.3. Reacții de eliminare (fragmentare)

Reacțiile de eliminare (fragmentare) sunt de mai multe tipuri:

- *cu combinarea radicalilor:*



- *reacții de inserție a atomilor:*

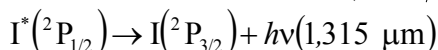


- *reacții de adiție;*

- *reacții de fotoeliminare.*

8.5.4. Reacții de fotodisociere

Exemplu tipic de lasere chimice pompate prin *reacții de fotodisociere* este laserul cu iod:



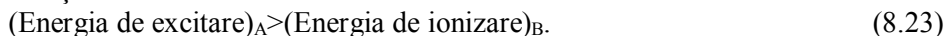
\uparrow \uparrow
 tranziții între emisie laser
 nivelele cu inversie
 de populație

8.6. Excitarea prin efect Penning

Se întâlnește la laserele ionice (He-Cd) unde excitarea se face prin ciocniri de tip Penning:



cu condiția:



Scheme tipică de ionizare prin efect Penning în cazul laserului cu He-Cd este:



Secțiunea eficace de excitare prin efect Penning este de $\cong 10^{-15} \text{ cm}^2$.

8.7. Mecanisme de realizare a inversiei de populație în semiconductori

Într-un cristal semiconductor, nivelele energetice posibile ale electronilor în cristal sunt distribuite în *banda de valență (BV)* și în *banda de conducție (BC)*,

benzi energetice separate printr-o *bandă interzisă* de până la ~ 3 eV (fig. 8. 5).

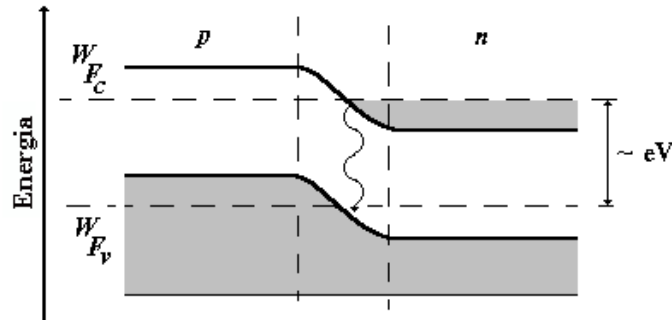


Fig. 8. 5. Benzile energetice pentru jonctiunea p - n polarizată direct.

Pentru creșterea artificială a conductivității electrice la temperatura camerei, semiconductorul poate fi dopat cu impurități donoare de electroni, iar cristalul semiconductor, (n) are electronii ca purtători de sarcină majoritari, sau cu impurități acceptoare de electroni, iar semiconductorul (p) are golurile (absențele electronilor) ca purtători majoritari. Considerăm cazul unui dopaj peste o anumită limită a concentrației de impurități, atât donoare cât și acceptoare, astfel încât, atât în BC cât și în BV, electronii nu pot avea energii decât până la anumite valori, denumite *cvasinivele Fermi*: W_{F_c} în banda de conducție și, respectiv, W_{F_v} în banda de valență. Acesta este cazul unui așa-numit *semiconductor extrinsec degenerat*.

8.7.1. Excitarea prin injecție

Probabilitățile de ocupare a nivelelor energetice W ale electronilor în banda de conducție și banda de valență sunt caracterizate prin funcțiile de distribuție Fermi-Dirac, particularizate pentru fiecare bandă energetică în parte:

$$f_c = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{F_c}}{kT}\right) + 1}, \quad (8.25)$$

în banda de conducție și

$$f_v = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{F_v}}{kT}\right) + 1}, \quad (8.26)$$

în banda de valență, unde T este temperatura termodinamică a cristalului semiconductor, iar k este constanta Boltzmann.

Utilizarea jonctiunilor p - n pentru crearea inversiei de populație în urma *excitării prin injecție* constituie metoda cea mai răspândită pentru fabricarea diodelor laser.

Dacă joncțiunea este polarizată direct, electronii sunt injectați în zona de tip p a dispozitivului, iar golurile în zona de tip n , creându-se un exces de purtători peste valoarea de echilibru, care determină inversia de populație necesară emisiei stimulate.

Absorbția de radiație electromagnetică (fig. 8. 6) într-un astfel de semiconductor are loc la tranziția unui electron de la un nivel energetic W_1 din banda de valență la un nivel W_2 din banda de conducție, sub influența radiației; probabilitatea unei astfel de tranziții este, în virtutea principiului de excluziune Pauli, proporțională cu produsul $f_v(W_1)[1 - f_v(W_2)]$ dintre probabilitatea de a avea un electron pe nivelul inițial W_1 și probabilitatea de a avea o lipsă de electron pe nivelul final W_2 .

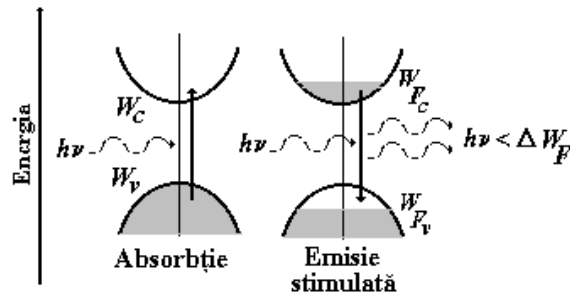


Fig. 8. 6. Procesele de absorbție și emisie stimulată în cazul unui semiconductor cu bandă interzisă directă.

În mod analog, emisia stimulată de radiație electromagnetică (fig. 8. 6) poate avea loc, pentru respectarea legii conservării energiei, la o tranziție inversă a electronului între aceleași două nivele, sau, altfel spus, la recombinarea electronului cu golul, cu probabilitatea $f_c(W_1)[1 - f_v(W_2)]$.

În cazul modelului prezentat mai sus împrăștierea purtătorilor în interiorul benzilor implicate au loc mai rapid în comparație cu procesele de recombinare bandă-bandă, stările din interiorul benzilor putând fi considerate la echilibru.

Condiția de obținere a regimului de emisie stimulată într-un semiconductor degenerat, la interacția cu radiația electromagnetică, este ca probabilitatea de producere a unei emisii la tranziția între nivelele energetice din banda de conducție și, respectiv banda de valență, să fie mai mare decât probabilitatea de absorbție între aceleași două nivele:

$$f_c[1 - f_v] \geq f_v[1 - f_c], \quad (8.27)$$

adică:

$$f_c \geq f_v \quad (8.28)$$

ceea ce înseamnă realizarea unei inversii de populație între electronii din banda de conducție și golurile din banda de valență.

Conform relațiilor (8.25), (8.26) și (8.28), inversia de populație între nivelele considerate ale materialului semiconductor se realizează în cazul când:

$$\exp\left(\frac{W_2 - W_{Fc}}{kT}\right) \leq \exp\left(\frac{W_1 - W_{Fv}}{kT}\right). \quad (8.29)$$

Întrucât $h\nu = W_2 - W_1$ este expresia cuantei de energie electromagnetică emisă prin această tranziție (unde este frecvența radiației), atunci condiția (8.29) se poate scrie sub forma:

$$\Delta W = W_{Fc} - W_{Fv} \geq h\nu. \quad (8.30)$$

8.7.2. Realizarea practică a inversiei de populație în semiconductori

O configurație practică pentru obținerea inversiei de populație într-un mediu activ semiconductor este aceea a unei diode cu joncțiune $p-n$ în care regiunile p și n sunt obținute prin doparea până la degenerare a aceluiași cristal semiconductor. Cvasinivelul Fermi al materialului de tip p se află în bande de valență, iar acela al materialului de tip n în banda de conducție. În absența unei diferențe de potențial electric la bornele diodei, cele două cvasi-nivele Fermi coincid (condiția de echilibru termodinamic). La aplicarea unei diferențe de potențial V , acestea se separă printr-un interval energetic eV (unde e este sarcina electrică elementară). În zona de sarcină spațială a joncțiunii se produce o inversie de populație între electroni și goluri. Acest fenomen face posibilă amplificarea radiației prin emisie stimulată, la recobinarea radiativă dintre un electron și un gol.

Indicele de refracție al majorității materialelor semiconductoare, pentru lungimile de undă ale emisiei acestora, este suficient de mare astfel încât, la interfața semiconductor/aer, coeficientul de reflexie pentru radiația emisă să aibă valori ridicate pentru a determina formarea unei cavități Fabry-Pérot pe fețele cristalului perpendiculare pe direcția emisiei. În multe tipuri de *diode laser* de mică putere, nu este necesară nici șlefuirea sau depunerea de straturi reflectoare pe capetele mediului activ, întrucât clivajul cristalului după planuri atomice determină fețe cu suprafețe foarte netede.

8.8. Excitarea cu o undă hertziană

Pompajul cu o undă hertziană stă la baza funcționării *maserului* cu trei nivele energetice și a fost propus independent de N. G. Basov, A. M. Prokhorov (1955) și N. Bloembergen (1956). Nivelele energetice implicate în tranziții în acest caz, W_1, W_2, W_3 (fig. 8. 7) sunt apropiate, ($\hbar\omega_{ij} \ll kT$) și se află în domeniul hertzian al spectrului.

Presupunând că nivelele energetice au aceleași degenerescențe ($g_1 \cong g_2 \cong g_3$), neglijând tranzițiile spontane și ținând seama că $\hbar\omega_{23} \ll kT$ și $\hbar\omega_{12} \ll kT$, rezultă succesiv (fig 4. 7 a), b)):

$$\frac{N_3}{N_2} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{23}}{kT}\right) \cong 1 - \frac{\hbar\omega_{23}}{kT}, \quad (8.31)$$

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{12}}{kT}\right) \cong 1 - \frac{\hbar\omega_{12}}{kT}. \quad (8.32)$$

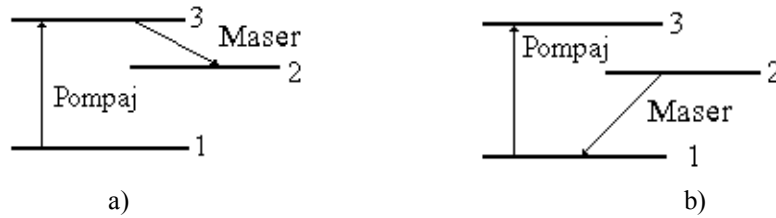


Fig 8. 7 a), b). Reprezentarea schematică a funcționării unui maser cu trei nivele.

Întrucât

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \quad (8.33)$$

din relațiile (8.31)-(8.32) se obțin diferențele dintre populațiile nivelelor 3 și 2, respectiv 2 și 1 sub forma:

$$N_3 - N_2 = \frac{N_0}{1 - \frac{\omega_{12}}{\omega_{23}} - \frac{3kT}{\hbar\omega_{23}}}, \quad (8.34)$$

dacă $\omega_{12} > \omega_{23}$, (obținându-se în acest caz înversia de populație între nivelele 3 și 2, $N_3 > N_2$, (fig. 8. 7 a)) și

$$N_2 - N_1 = \frac{N_0}{1 - \frac{\omega_{23}}{\omega_{12}} - \frac{3kT}{\hbar\omega_{12}}}, \quad (8.35)$$

dacă $\omega_{23} > \omega_{12}$, (obținându-se în acest caz înversia de populație între nivelele 2 și 1, $N_2 > N_1$, (fig. 8. 7 b)). În cazul maserului cu solid cu trei nivele energetice

în care s-au utilizat cristalul de $K_3Co(CN)_6$ dopat cu ioni de Cr^{3+} pomparea a fost realizată cu o radiație electromagnetică având frecvența de 9000 Mz, radiația generată și amplificată având frecvența de 2800 MHz.