

## 10. LASERE CU SEMICONDUCTORARE

### 10.1. Funcționarea diodelor laser

#### 10.1.1. Dioda laser homojoncțiune

Radiația laser poate fi produsă și în urma recombinării electronilor și golurilor într-o *joncțiune semiconductoră p-n (diodă laser)* dacă câștigul depășește pierderile [10.1]. Diodele laser constituie unicul sistem laser în care emisia stimulată a radiației electromagnetice poate fi modulată în amplitudine direct, prin modularea energiei de pompaj. Astfel, prin modularea temporală a densității de curent electric de injecție, se realizează modularea temporală simultană a intensității radiante a undei laser, ceea ce permite transmiterea informației pe cale optică, cu ajutorul unui fascicul laser modulată pe baza unui procedeu care nu este foarte complicat.

Într-un cristal semiconductor, nivelurile energetice posibile ale electronilor în cristal sunt distribuite în *banda de valență* și în *banda de conducție*, benzi energetice separate printr-o *bandă interzisă* de până la 3 eV. Pentru creșterea artificială a conductivității electrice la temperatura camerei, semiconductorul poate fi dopat cu impurități donoare de electroni, iar cristalul semiconductor are electronii ca purtători de sarcină majoritari, sau cu impurități acceptoare de electroni, iar semiconductorul 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 banda de valență cât și în banda de conducție, electronii nu pot avea energii decât până la anumite valori, denumite cu niveluri Fermi,  $W_{FC}$  în banda de conducție și respectiv,  $W_{FV}$  în banda de valență. Acesta este cazul unui așa-numit *semiconductor extrinsec degenerat* [10.1]-[10.7].

Cele mai importante caracteristici ale diodelor laser sunt determinate de dimensiunile foarte mici (câțiva  $\mu\text{m}$ ) ale acestor dispozitive precum și de posibilitatea modulării radiației prin varierea curentului. Pentru a descrie funcționarea unei *diodă laser homojoncțiune* se consideră joncțiunea *p-n* având grosimea zonei active  $d$  prezentată în fig. 10. 1.

În *zona activă* de lățime  $d$ , numită și *distanța de confinare* (de aproximativ 1  $\mu\text{m}$ ) se produce un număr suficient de mare de electroni și respectiv goluri pentru ca dispozitivul să aibă un câștig pozitiv. Dimensiunea zonei active este mai mică decât cea corespunzătoare modului câmpului ( $D > d$ ).

În cazul unei diode laser câștigul la prag se poate exprima în funcție de curentul prin diodă. Valoarea de prag a curentului electric pentru inversia de populație într-o diodă laser rezultă dintr-un sistem de două ecuații asociate, și respectiv: condiția de prag la un parcurs complet al radiației în cavitate și, relația dintre amplificarea optică și densitatea curentului electric de pompaj.

Conform *condiției de prag*, intensitatea  $I_0$  a radiației electromagnetice rezultate prin emisia stimulată trebuie să rămână neschimbată după un parcurs complet al cavității laser:

$$I_0 R_1 R_2 \exp(2\Gamma g_p L) \exp\{-2L[\Gamma\alpha_a + (1-\Gamma)\alpha_r]\} = I_0 \quad (10.1)$$

unde  $R_1$  și  $R_2$  sunt reflectanțele fețelor polizate ale celor două capete ale ghidului de undă semiconductor,  $\Gamma$  este *factorul de restrângere spațială* a unei electromagnetice în zona activă,  $g_p$  reprezintă *amplificarea optică* în unitatea de volum a zonei active (câștigul), la pragul de oscilație laser,  $L$  este lungimea cavității rezonante laser,  $\alpha_a$  este coeficientul intern de pierderi optice în zona activă, iar  $\alpha_r$  este coeficientul de pierderi optice în zonele de restrângere spațială a radiației.

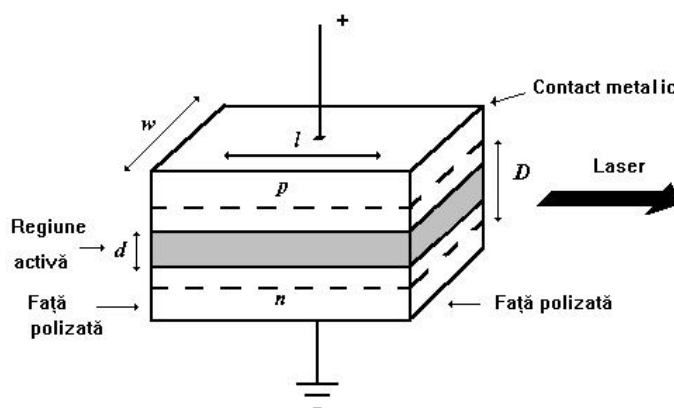


Fig. 10. 1. Dioda laser homojoncțiune.

Ecuția (10.1) poate fi rescrisă sub forma:

$$\Gamma g_p = \Gamma\alpha_a + (1-\Gamma)\alpha_r + \frac{1}{2L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right). \quad (10.2)$$

Factorul de restrângere spațială optică  $\Gamma$  are un rol determinant în proiectarea structurii oricărui laser cu mediu activ semiconductor. Acest parametru caracterizează suprapunerea spațială dintre unda de emisie stimulată ghidată optic și regiunea cu inversie de populație, conform formulei:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (10.3)$$

în care:  $d$  este lățimea gropii cuantice (dimensiunea gropii pe direcția  $z$  de creștere a straturilor semiconductoare), iar  $E(z)$  este modulul intensității câmpului electric al unde.

Considerând că densitatea de goluri în regiunea activă este mare, deci densitatea de electroni pe nivelul fundamental este suficient de mică pentru ca absorbția unui foton să poată fi neglijată, *câștigul* poate fi scris sub forma:

$$g(\nu) \approx \frac{\lambda^2 A}{8\pi n^2} N_2 S(\nu) \quad (10.4)$$

unde  $N_2$  reprezintă densitatea de electroni injectați în regiunea activă din banda de conducție a semiconductorului de tip  $n$ , iar  $A$  este rata emisiei spontane corespunzătoare recombinării radiative. În centrul liniei laser, câștigul se poate exprima sub forma:

$$g(\nu_0) \approx \frac{\lambda^2 A N_2}{8\pi^2 n^2 \delta\nu_0}. \quad (10.5)$$

În scrierea relației (10.4) s-a presupus că tranziția laser are un profil de tip Lorentz și lărgimea  $\delta\nu_0$ .

Câștigul la prag este dat de relația:

$$g_t = \alpha - \frac{1}{2l} \ln R_1 R_2 \quad (10.6)$$

în care:  $l$  este lungimea mediului activ,  $R_1$ ,  $R_2$  sunt reflectivitățile oglinzilor, iar  $\alpha$  reprezintă pierderile pe unitatea de lungime datorită altor efecte decât reflexiile pe oglinzile cavității. Din condiția la prag  $g(\nu_0) = g_t$  se obține valoarea la prag pentru densitatea de populație de pe nivelul excitat sub forma:

$$(N_2)_t = \frac{8\pi^2 n^2 \delta\nu_0}{\lambda^2 A} \left( \alpha - \frac{1}{2l} \ln R_1 R_2 \right). \quad (10.7)$$

În general, la construcția diodelor laser nu se folosesc oglinzi pentru a obține efectul de reacție (*feedback*) întrucât indicele de refracție al materialului  $n$  este suficient de mare pentru a determina fenomenul de reflexie totală la interfața semiconductor-aer. Ținând seama de formulele lui Fresnel în cazul incidenței normale, se poate calcula coeficientul de reflexie sub forma:

$$R \approx \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (10.8)$$

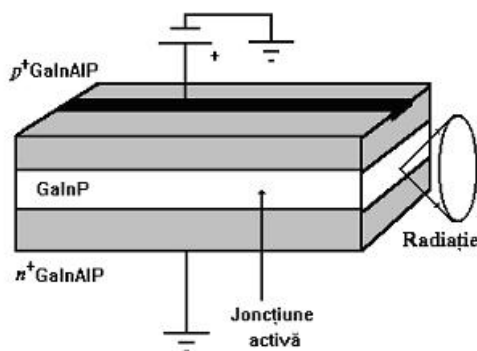
Aproximând indicele de refracție al aerului cu unitatea și ținând seama că în cazul GaAs  $n \approx 3,6$  din relația (10.12) se obține pentru coeficientul de reflexie al oglinzilor valoarea  $R \approx (2,6/4,6)^2 \approx 0,32$ .

Polizând două fețe opuse ale diodei și lăsându-le pe celelalte două rugoase (astfel încât reflectivitățile acestora să fie mici) oscilația laser este favorizată de-a lungul axei care unește fețele polizate (fig. 10. 2).

Densitatea de populație a nivelului excitat se poate exprima cu ajutorul densității de curent prin diodă  $J$ . Ținând seama că pe unitatea de volum rata cu care electronii sunt injectați în regiunea activă este  $J/ed$  și că aceștia sunt absorbiți datorită proceselor radiative și neradiative cu rata totală  $R_e$ , în stare staționară se poate scrie  $J/ed = R_e/N_2$  sau  $J = edR_e/N_2$ .

Condiția de prag (10.10) poate fi scrisă cu ajutorul densității de curent la prag sub forma:

$$J_t = \frac{8\pi^2 n^2 \delta v_0}{\lambda^2} (ed) \frac{R_e}{A} \left( \alpha - \frac{1}{2l} \ln R_1 R_2 \right). \quad (10.9)$$



**Fig. 10. 2.** Reprezentare schematică a structurii mediului activ al diodei laser cu dublă heterostrucură de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP; cavitatea rezonanță laser este formată din fețele cristalului semiconductor perpendiculare pe planul joncțiunii.

Relația (10.13) nu ține seama de faptul că volumul modului este mai mare decât volumul regiunii active de lățime  $d$ . Cu cât densitatea purtătorilor de sarcină în regiunea activă este mai mare cu atât indicele de refracție este mai mare obținându-se o mai bună confinare a radiației în regiunea activă. Acest efect de *ghidare a radiației* este destul de slab și deci radiația are un volum corespunzător unui mod a cărui lățime este  $D > d$ . Astfel, coeficientul de câștig efectiv este mai mic decât cel dat de relația (10.6) cu un factor  $\approx d/D$ , iar densitatea de curent corespunzătoare pragului este mai mare decât cea dată de relația (10.9), devenind:

$$J_t = \frac{8\pi^2 n^2 \delta v_0}{\lambda^2} (eD) \frac{R_e}{A} \left( \alpha - \frac{1}{2l} \ln R_1 R_2 \right). \quad (10.10)$$

În cazul diodei laser cu GaAs pentru radiația având  $\lambda \approx 8400 \text{ \AA}$  indicele de refracție este  $n \approx 3.6$ , iar  $\delta v_0 \approx 10^{13} \text{ Hz}$ . Raportul  $A/R_e$  se mai numește și *eficiență cuantică* și reprezintă fracțiunea din numărul de electroni injectați care suferă fenomenul de recombinare radiativă și este apropiată de unitate. Considerând că în cazul diodei laser cu GaAs  $D=2 \text{ \mu m}$ ,  $l=500 \text{ \mu m}$  și  $\alpha=10 \text{ cm}^{-1}$ , se obține:

$$J_t \approx 500 \text{ A/cm}^2. \quad (10.11)$$

În cazul unei joncțiuni având aria  $lw = 500 \times 250 \text{ \mu m}^2$  curentul de prag este  $J_t lw \approx 1 \text{ A}$ .

Considerând eficiența cuantică internă  $\eta_i$  a diodei laser ca fiind probabilitatea ca un purtător de sarcină electrică injectat în zona activă să se recombine radiativ, puterea radiantă  $P_e$  a unde electromagnetice rezultate din emisia stimulată se exprimă prin:

$$P_e = \eta_i \cdot \frac{I - I_p}{e} \cdot \hbar\omega \quad (10.12)$$

unde  $I$  este intensitatea curentului de injecție,  $I_p$  este intensitatea curentului de prag pentru oscilația laser,  $e$  este sarcina electrică elementară, iar  $\omega$  este frecvența unghiulară a radiației emise.

O parte din  $P_e$  se disipează în cristalul semiconductor, iar restul constituie puterea radiantă laser,  $P$  efectiv emisă de dioda laser în exterior, prin fețele cristaline de reflectanțe  $R_1$  și, respectiv,  $R_2$ , ce constituie rezonatorul laser.

Dacă se notează cu  $\alpha$  coeficientul de absorbție totală în cristalul semiconductor al diodei laser (ce include  $\alpha_a$  și  $\alpha_r$ ), puterea radiantă a fascicului laser se scrie sub forma:

$$P = \eta_i \cdot \frac{I - I_p}{e} \cdot \hbar\omega \cdot \frac{(1/L) \cdot \ln(1/R)}{\alpha + (1/L) \cdot \ln(1/R)} \quad (10.13)$$

unde s-a considerat  $R_1 = R_2 = R$ .

### 10.1.2. Dioda laser cu dublă heterostructură

O îmbunătățire a performanțelor diodelor laser s-a realizat prin fabricarea de medii active din material semiconductor cu *dublă heterostructură*. *Heterostructura* reprezintă o joncțiune între două cristale semiconductoare cu compoziție chimică diferită și cu dopaje de tip diferit. Dubla heterostructură este o structură formată din trei straturi de material semiconductor, cele de la extremități având formulă chimică și conductivitate electrică (dopaj) diferite față de cel din mijloc, care conține regiunea cu joncțiunea activă, de exemplu GaAlInP/GaInP/GaAlInP (fig. 10. 2).

De asemenea, indicele de refracție al materialului central este mai mare decât al straturilor laterale, ceea ce mijlocește ghidarea radiației rezultate din emisia stimulată, prin zona activă a diodei.

Cele două caracteristici esențiale ale unei duble heterostructuri semiconductoare, ca mediu activ laser, sunt:

- a) posibilitatea *ghidării undelor electromagnetice* prin zona activă cu indice de refracție mai mare,

- b) posibilitatea realizării *inversiei de populație cu un curent electric de pompaj cu intensitate redusă*. Aceste proprietăți fac ca o configurație cu dublă heterostructură (fig. 10. 3) să prezinte o mai mare eficiență a generării emisiei stimulate, față de dioda laser cu material omogen în zona activă. Materialele semiconductoare cel mai des utilizate pentru fabricarea diodelor laser cu dublă heterostructură sunt combinații de tipurile  $A_{III}B_V$  sau  $A_{IV}B_{VI}$ .

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 banda 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 cvasinivelurile Fermi coincid (condiția de echilibru termodinamic).

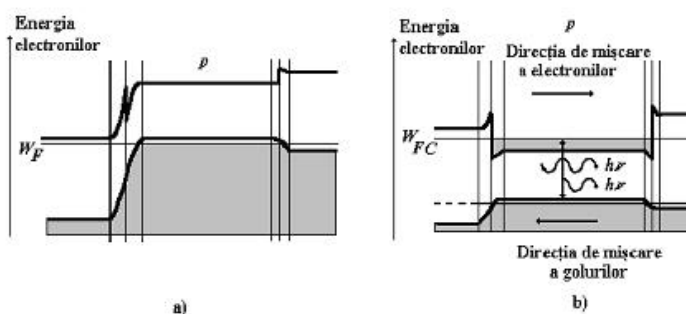


Fig. 10.3. Structura de benzi a unei duble heterostructuri; a) la echilibru, b) la prag.

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 recombinarea radiativă dintre un electron și un gol.

Indicele de refracție al majorității materialelor semiconductoare, pentru lungimile de undă ale emisieii 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 emisieii. În multe tipuri de diode laser de mică putere, nu este necesară nici șlefuirea nici depunerea de straturi reflectoare pe capetele mediului activ, întrucât clivajul cristalului după planuri atomice determină fețe cu suprafețe foarte netede. Acestui tip de configurație de cavitate rezonantă laser i se aplică teoria generală a rezonatoarelor.

### 10.1.3. Diode laser cu gropi cuantice

În figura 10.2 regiunea activă de GaInP mărginită de fiecare parte de GaAlInP în cazul unei duble heterojoncțiuni acționează ca o capcană de electroni și goluri. Dacă grosimea regiunii active este micșorată până la o valoare

$d < 200 \text{ \AA}$ , electronii și golurile confinate manifestă efecte cuantice, energiile cuantificate și funcțiile de undă ale acestora fiind determinate în mod special de distanța de confinare,  $d$ , laserele astfel obținute numindu-se *lasere cu gropi*

cuantice (Quantum Well-QW). Aceleași efecte se manifestă și în cazul structurii de tip  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  cu  $x \sim 0,3$  (fig. 10. 4).

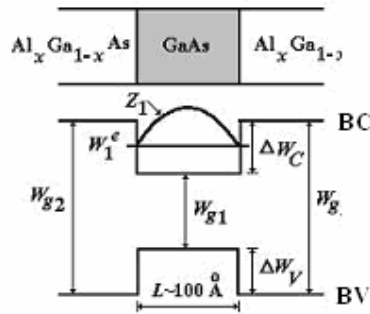


Fig. 10. 4. Reprezentarea schematică a laserului de tip  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Groapa cuantică într-o astfel de structură corespunde unui strat foarte subțire de semiconductor ( $\sim 100 \text{ \AA}$ ) cu o bandă interzisă  $W_{g1}$  situată între două regiuni semiconductoare având banda interzisă  $W_{g2} > W_{g1}$ . Regiunea cu bandă interzisă  $W_{g1}$  se comportă ca o groapă cuantică de potențial atât pentru electroni cât și pentru goluri, dacă diferența între benzile de conducție și de valență este convenabil împărțită între cele două materiale, iar densitatea de stări permise devine o funcție treaptă în locul celei de tip parabolic ca în cazul materialului masiv, acesta fiind un efect cuantic de dimensiune. Dependența de distanță a indicelui de refracție și a câmpului optic pentru structura amintită anterior este prezentată în figura 10. 5.

Mișcarea electronilor cu masa  $m^* = m_e$  în banda de conducție, BC (fig. 10. 4) caracterizată de funcția de energie potențială  $V(\vec{r})$  poate fi descrisă cu ajutorul unei funcții de tip anvelopă  $\varphi(\vec{r})$ , (normată pe volumul cristalului) care verifică ecuația Schrödinger [10.7]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \varphi(\vec{r}) + V(\vec{r})\varphi(\vec{r}) = W\varphi(\vec{r}). \quad (10.14)$$

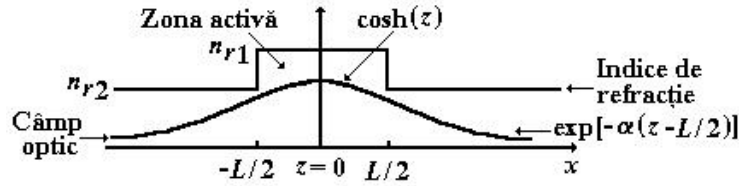
Considerând că electronii se mișcă după axa  $z$ , (după axele  $x$  și  $y$  aceștia rămânând liberi) și că  $V(\vec{r}) = V(z)$  soluția ecuației (10.14) este de forma:

$$\varphi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = \exp[i(k_x x + k_y y)] Z_n(z), \quad (10.15)$$

în care:  $n$  reprezintă numărul cuantic, iar  $\vec{k} = (k_x, k_y)$ . Pentru a calcula funcția  $Z_n(z)$  se înlocuiește soluția (10.15) în ecuația (10.14)

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 Z_n(z)}{dz^2} + V(z) Z_n(z) = \left( W - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \right) Z_n(z) \quad (10.16)$$

în care:  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ .



**Fig. 10. 5.** Profilul indicelui de refracție și al câmpului optic în cazul structurii de tip  $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ .

Funcția  $Z_n(z)$  este normată pe lungimea cristalului,  $L_z$  în direcția  $z$ . Considerând un potențial de forma:

$$V(z) = \begin{cases} 0, & \text{pentru } z \in (0, L) \\ \infty, & \text{pentru } z = 0, z = L, \end{cases} \quad (10.17)$$

(deși în cazurile reale lărgimea benzii interzise este de ordinul eV, această aproximație fiind grosolană) din ecuația (10.26) se obțin funcțiile proprii

$$Z_n(z) = \sqrt{\frac{2L_z}{L}} \sin \frac{n\pi z}{L} \quad (10.18)$$

și valorile proprii

$$W_n^e(k) = W_n^e + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (10.19)$$

unde  $n$  este un număr întreg pozitiv. Confinarea în interiorul gropii cuantice determină apariția unei benzi energetice cu structura dată de relația (10.19), unde  $W_n^e$  ia valori discrete, acestea fiind determinate de  $V(z)$ . Pentru fiecare valoare a numărului  $n$  există o dependență parabolică a valorii proprii  $W_n^e(k)$  de  $k$ , (curbele de dispersie), cu un minim în  $W_n^e$  (fig. 10. 6). Valoarea proprie a energiei  $W_n^e(k)$  și funcția proprie asociată determină o *sub-bandă energetică electronică*  $n$ . În figura 10. 7 sunt prezentate și  $Z_1(z)$  și  $W_1^e$ .

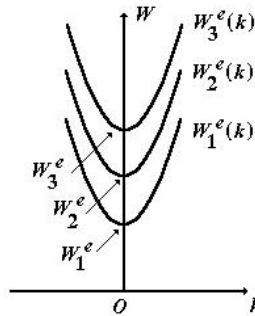
Densitatea de stări permise în cazul unui semiconductor cu gropi cuantice devine o funcție de tip treaptă în loc să fie de tip parabolic ca în materialul masiv (fig. 10. 6).



Modelul teoretic prezentat anterior în cazul electronilor poate fi aplicat și golurilor din banda de valență, BV (fig. 10. 4) cu masa  $m_g$ , energia golurilor  $W_n^g(k)$  (măsurată de la marginea benzii de conducție în jos) fiind de forma (10.19) unde  $W_n^e$  se înlocuiește cu

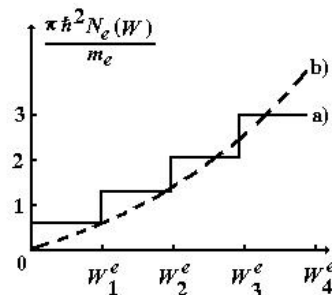
$$W_n^g = W_g + \frac{\hbar^2}{2m_g} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2, \quad (10.20)$$

$W_g$  reprezentând energia interzisă a gropii cuantice. În figura 10. 4  $W_g$  corespunde valorii  $W_{g1}$ . Funcțiile de tip anvelopă pentru goluri sunt identice cu cele corespunzătoare electronilor și determină împreună cu valorile proprii ale energiei o *sub-bandă energetică a golurilor*  $n$ .



**Fig. 10. 6.** Curbele de dispersie corespunzătoare primelor trei sub-benzi electronice în cazul gropii cuantice din figura 10. 4.

În cazul când lățimea gropii cuantice,  $L$  este foarte mare valorile  $\frac{n\pi}{L}$  formează un spectru cvasicontinuu, iar relațiile (10.18) și (10.19) corespund mișcării unor electroni liberi.



**Fig. 10. 7.** Reprezentarea densității de stări a sub-benzii electronice în funcție de energie în cazul gropii cuantice din figura 10. 4, curba a) și în cazul materialului masiv, curba b).

În cazul unui laser cu gropi cuantice *condiția de prag* pentru emisia laser este dată de relația:

$$g\Gamma = \alpha + \frac{1}{2l} \ln R_1 R_2, \quad (10.21)$$

în care:

$$\Gamma = \frac{4\pi^2 L^2 n_r \Delta n_r}{\lambda^2} \quad (10.22)$$

este factorul de restrângere spațială optică, ( $n_r$  fiind indicele mediu de refracție corespunzător zonei active,  $\Delta n_r$  diferența indicilor de refracție corespunzători regiunilor ghidului),  $l$  este lungimea mediului activ,  $R_1$ ,  $R_2$  sunt reflectivitățile oglinzilor cavității, iar  $\alpha \approx 10 \text{ cm}^{-1} \div 100 \text{ cm}^{-1}$  reprezintă pierderile pe unitatea de lungime datorită altor efecte decât reflexiile pe oglinzile cavității. În figura 10. 8 este prezentată structura unei diode laser cu gropi cuantice de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs, (regiunea activă fiind  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ ), care emite radiația fundamentală cu lungimea de undă  $\lambda = 0,96 \mu\text{m}$  și armonica a doua cu  $\lambda = 0,48 \mu\text{m}$  [10.7].

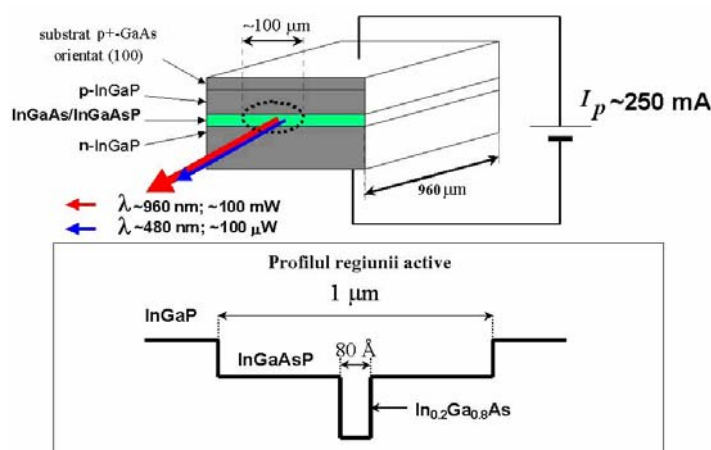


Fig. 10. 8. Reprezentarea schematică a laserului cu gropi cuantice de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs.

În general, lungimile de undă de emisie sunt:  $\lambda = 1,2 \mu\text{m} \div 1,6 \mu\text{m}$  pentru structura de tip InGaAsP și  $\lambda = 0,65 \mu\text{m} \div 0,9 \mu\text{m}$  pentru cea de tip AlGaAs.

Pe baza efectului cuantic de dimensiune în cazul *heterostructurilor cu confinare separată (Separate Confinement Heterostructure-SCH)* este posibilă selectarea lungimii de undă de emisie prin ajustarea grosimii zonei active.

În ultimii ani au fost fabricate structuri de tip *picătură cuantică (Quantum Dot-QD)* în materiale dielectrice izolatoare care conțin materiale semiconductoare sau metalice cu dimensiunile  $2,5 \div 25 \text{ nm}$ .

În cazul acestor structuri (de exemplu CdS, CdSe etc.) structura benzii energetice a materialului din picătură este relevantă în structura sa electronică, iar electronii sunt confinați după toate cele trei direcții. Spectrul de absorbție este format dintr-o serie de linii largi.

Considerând o picătură de forma unui cub cu latura  $L$  mărginit de bariere de potențial de înălțime infinită, iar picătura și materialul izolator care o înconjoară au volumul  $V_p$ , stările unui electron pot fi descrise cu ajutorul unei funcții de tip anvelopă monoelectronice de forma:

$$\Phi_{nlm}(r) = \sqrt{V_p \left(\frac{2}{L}\right)^3} \sin \frac{n\pi x}{L} \sin \frac{l\pi y}{L} \sin \frac{m\pi z}{L} \quad (10.23)$$

căroră le corespund valorile proprii ale energiei

$$W_{nlm}^e = \left(\frac{\hbar\pi}{L}\right)^2 \frac{n^2 + l^2 + m^2}{2m_e}, \quad (10.24)$$

unde  $n, l, m$  sunt întregi pozitivi.

În cazul golurilor funcțiile de tip anvelopă sunt cele date în relația (10.23), iar energiile corespunzătoare sunt:

$$W_{nlm}^g = W_g + \left(\frac{\hbar\pi}{L}\right)^2 \frac{n^2 + l^2 + m^2}{2m_g}. \quad (10.25)$$

În picăturile cuantice metalice există numai stări electronice.

#### 10.1.4. Diode laser cu gropi cuantice multiple

În cazul unei structuri cu un număr mare de gropi cuantice (*Multiple Quantum Well-MQW*) fiecare groapă contribuie la creșterea câștigului obținându-se astfel unul maxim dorit. Dimensiunile gropilor cuantice sunt de câțiva zeci de Å (fig. 10.9).

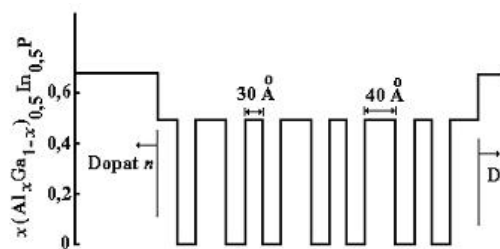


Fig. 10.9. Reprezentarea schematică a laserului cu gropi cuantice multiple de tip  $(Al_x Ga_{1-x})_{0,5} In_{0,5} P$  având  $\lambda = 0,626 \mu m$ .

Raportul dintre câștigurile unui laser cu  $N$  gropi cuantice,  $g_N$  și respectiv unul cu o singură groapă cuantică,  $g$  este dat de relația:

$$\frac{g_N}{g} = \frac{N \left[ f_c \left( \omega, \frac{n}{N} \right) - f_v \left( \omega, \frac{n}{N} \right) \right]}{f_c(\omega, n) - f_v(\omega, n)} \quad (10.26)$$

în care:  $n = \frac{I\tau}{eL}$  reprezintă densitatea purtătorilor în laserul cu o singură groapă cuantică,  $I$  este intensitatea curentului,  $e$  este sarcina electronului,  $L$  lățimea gropii și  $\tau$  este timpul de viață al electronilor.

Puterea la ieșire a diodelor laser cu gropi cuantice multiple este limitată de degradarea catastrofică a oglinzilor ca urmare a absorbției luminii pe fețele structurii. Un interes deosebit îl prezintă structurile care emit în domeniul lungimilor de undă  $\lambda = 0,9 \mu\text{m} \div 1,6 \mu\text{m}$  întrucât acestea sunt utilizate în comunicațiile prin fibră optică, fibrele având pierderi mici și dispersii bune în domeniul amintit.

### 10.1.5. Lasere cu semiconductoare cu emisie verticală

Performanțele heterostructurilor pompate electric sunt limitate de pierderile optice și de încălzirea dispozitivului, aceasta rezultând în urma trecerii curentului prin dispozitiv. O alternativă la obținerea efectului laser prin injecția de curent o reprezintă pompajul optic. Prin utilizarea pompajului optic al purtătorilor direct în regiunea activă se reduce încălzirea dispozitivului și crește temperatura de operare.

Pe baza celor prezentate anterior s-au fabricat lasere cu semiconductoare cu emisie verticală (*Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers-VCSEL*). Pompajul optic al unui laser cu semiconductoare cu emisie verticală poate fi realizat și cu ajutorul unei diode cu arie de emisie mare care operează la lungimea de undă 980 nm, lungimea de undă a emisieii laser fiind de 1,55  $\mu\text{m}$  (fig. 10. 10).

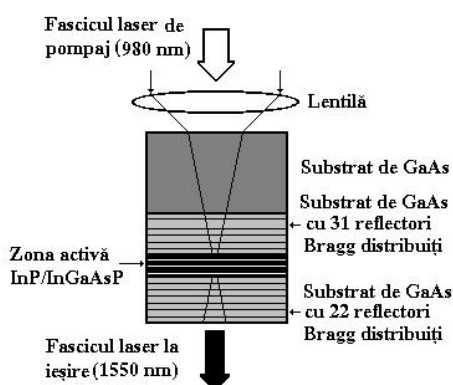


Fig. 10. 10. Structura unui laser cu semiconductoare cu emisie verticală.

Regiunea activă a laserului cu semiconductoare cu emisie verticală este formată din 6 diode laser cu gropi cuantice multiple de tip InGaAsP/InGaAsP. Radiația de pompaj provenită de la dioda laser este focalizată pe regiunea activă cu ajutorul unei lentile. Între lentilă și zona activă există un substrat de GaAs și 31 de

substraturi GaAs cu reflectoare Bragg distribuite. La ieșirea din zona activă sunt dispuse 22 de substraturi GaAs cu reflectoare Bragg distribuite. Zona activă și zonele adiacente sunt fuzionate.

Laserul cu semiconductori cu emisie verticală prezentat poate fi cuplat direct cu o fibră optică. În cazul regimului de lucru monomodal la temperatura camerei puterea maximă a laserului la ieșire este de 195 mW, la ieșirea din fibra optică de 1,95 mW, iar la temperatura de 125 °C puterea maximă a laserului la ieșire este de 75 mW, aceste valori fiind de patru ori mai mari decât în cazul când laserul este pompat electric.

Cavitatea semiconductoare cu emisie verticală poate funcționa și ca amplificator utilizând o cavitate formată din două reflectoare Bragg distribuite nedopate de tip GaAs/Al<sub>0,99</sub>Ga<sub>0,01</sub>As fuzionate cu o zonă activă formată din trei straturi de GaAs.

## 10.2. Mecanisme de realizare a inversiei de populație în laserele cu semiconductoare

Într-un cristal semiconductor, niveluri 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. 10. 11).

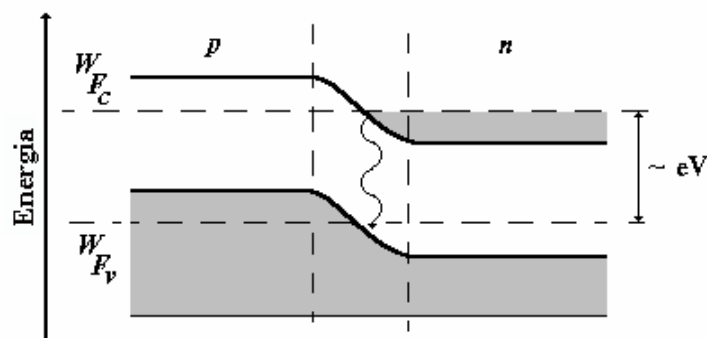


Fig. 10. 11. Benzile energetice pentru joncțiunea *p-n* polarizată direct.

### 10.2.1. Excitarea prin injecție

Probabilitățile de ocupare a nivelurilor 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:

$$f_c = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{F_c}}{kT}\right) + 1}, \quad (10.27)$$

în banda de conducție și

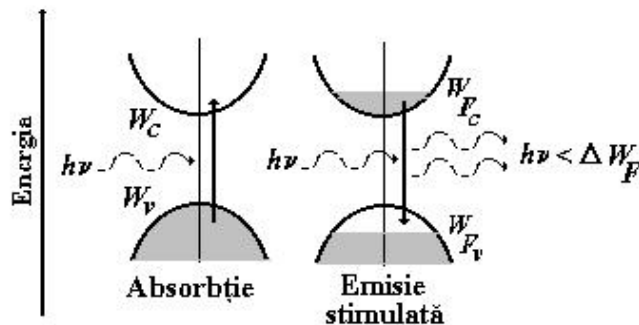
$$f_v = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{Fv}}{kT}\right) + 1}, \quad (10.28)$$

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

Utilizarea joncțiunilor  $p-n$  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 emisie stimulată. Absorbția de radiație electromagnetică (fig. 10. 12) 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  $W_2$ .

În mod analog, emisia stimulată de radiație electromagnetică (fig. 10. 12) poate avea loc, pentru respectarea legii conservării energiei, la o tranziție inversă a electronului între aceleași două niveluri, sau, altfel spus, la recombinarea electronului cu golul, cu probabilitatea  $f_c(W_1)[1 - f_v(W_2)]$ .



**Fig. 10. 12.** Procesele de absorbție și emisie stimulată în cazul unui semiconductor cu bandă interzisă directă.

În cazul modelului prezentat anterior 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 interacțiunea cu radiația electromagnetică, este ca probabilitatea de producere a unei emisii la tranziția între nivelurile energetice din banda de conducție și, respectiv banda de valență, să fie mai mare decât probabilitatea de absorbție între aceleași două niveluri:

$$f_c[1 - f_v] \geq f_v[1 - f_c], \quad (10.29)$$

adică:

$$f_c \geq f_v \quad (10.30)$$

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

Conform relațiilor (10.27), (10.28) și (10.30), inversia de populație între nivelurile considerate ale materialului semiconductor se realizează în cazul când:

$$\exp\left(\frac{W_2 - W_{Fc}}{kT}\right) \leq \exp\left(\frac{W_1 - W_{Fv}}{kT}\right). \quad (10.31)$$

Întrucât  $h\nu = W_2 - W_1$  este expresia cuantei de energie electromagnetică emisă prin această tranziție (unde este frecvența radiației), atunci condiția (10.30) se poate scrie sub forma:

$$\Delta W = W_{Fc} - W_{Fv} \geq h\nu. \quad (10.32)$$

### 10.3. Diode emițătoare de lumină

În telecomunicațiile optice ca surse mai sunt folosite și diodele emițătoare de lumină (*Light Emitting Diodes-LED*).

Radiația provenită de la o astfel de diodă este incoerentă și este emisă într-un domeniu larg atât al lungimilor de undă (800 nm ÷ 1550 nm) cât și al unghiurilor.

În cazul unei diode  $p-n$  homojoncțiune cea mai mare parte a radiației rezultate în urma procesului de recombinare este generată în interiorul unui volum din semiconductor având dimensiunea liniară proporțională cu lungimea de difuzie în timp ce în cazul unei heterostructuri duble radiația este generată în interiorul stratului activ. Radiația este emisă în ambele cazuri în toate direcțiile. Eficiența cuantică este determinată de raportul dintre numărul de fotoni emiși de materialul semiconductor și numărul de purtători care trec prin joncțiune.

Cu aproximație destul de bună se poate considera că puterea emisă de LED este proporțională cu curentul prin diodă deși există o tendință de saturație la puteri mari odată cu creșterea temperaturii. Rata de modulație este limitată la aproximativ 100 MHz.

O diodă emițătoare de lumină este astfel fabricată încât la o anumită valoare de prag a curentului mecanismul de generare a luminii se modifică. La valori mici ale curenților radiația luminoasă este produsă în urma emisiilor spontane. În apropierea pragului radiația luminoasă emisă este dominată de emisia stimulată. Ca urmare a acestui fapt radiația emisă devine mai direcțională, mai coerentă și spectrul său se prezintă sub forma unei sau unor linii foarte înguste.

Atât valoarea de prag a curentului cât și spectrul sunt foarte sensibile la variațiile de temperatură și se pot modifica în funcție de condițiile mediului

înconjurător sau în timpul operării în impulsuri sau la valori mari ale puterii emise. Printre avantajele pe care le prezintă aceste dispozitive se numără aria emisivă mai mică decât a diodelor laser precum și o frecvență de modulație utilizabilă mai mare.

Pentru fabricarea diodelor LED se utilizează semiconductoare de tip GaAsP sau GaP dopate cu N sau ZnO (fig. 10. 13).

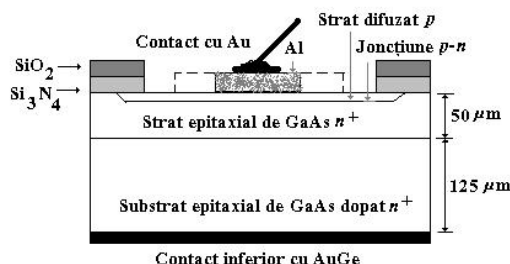


Fig. 10. 13. Schema unei diode LED.

Deși puterea unei diode LED de tipul celor prezentate crește cu 50% la creșterea temperaturii de la  $90^{\circ}\text{C}$  la  $100^{\circ}\text{C}$  temperatura joncțiunii se menține la  $60^{\circ}\text{C} \div 70^{\circ}\text{C}$ . Cu ajutorul diodelor LED se poate cupla o radiație luminoasă cu puterea de câțiva  $\mu\text{W}$  într-o fibră optică având diametrul de  $50\ \mu\text{m}$  și o apertură numerică de 0,17.

Pentru a transforma diodele emițătoare de lumină în lasere trebuie ca inversia de populație să atingă valoarea de prag, iar pe fețe să fie adăugate oglinzi.

#### 10.4. Fabricarea dispozitivelor cu heterojoncțiuni

Există mai multe tehnici de fabricare a dispozitivelor cu heterojoncțiuni: epitaxia în fază lichidă, epitaxia în fază gazoasă, epitaxia prin jet molecular, depunerea chimică a vaporilor organo-metalici etc.

Epitaxia în fază lichidă (*Liquid Phase Epitaxy-LPE*) este tehnica cea mai de utilizată și pe baza acesteia au fost realizate primele lasere cu dublă heterostructură. În cazul acestei metode materialul care urmează a fi depus este introdus într-o cuvă (de grafit) cu solvent (de exemplu Ga pentru GaAs/GaAlAs) și apoi într-un cuptor la o temperatură corespunzătoare echilibrului lichid-solid al soluției ( $\sim 850^{\circ}\text{C}$ ). Scăzând lent și controlat temperatura ( $\sim 0,2^{\circ}\text{C}/\text{min}$ ) prin deplasarea cuvei pe substrat se depune (cristalizează) un strat din materialul solventului a cărui grosime variază între câțiva  $\mu\text{m}$  și câțiva zeci, funcție de variația temperaturii și timpul în care se desfășoară operația. Introducând succesiv substratul în mai multe soluții se poate realiza o structură de tip *sandvici* a plăților corespunzătoare heterojoncțiunii (fig. 10. 14).

Deși această metodă este relativ simplă este destul de dificil controlul asupra reproductibilității în cazul când se depun mai multe straturi pe plăci epitaxiale cu dimensiuni mai mari de câțiva  $\text{cm}^2$ . De asemenea, automatizarea acestor procese este destul de greu de realizat.



În cazul epitaxiei în fază gazoasă (*Vapor Phase Epitaxy-VPE*) straturile epitaxiale sunt depuse pe substrat în urma reacției cu vapori de halogenuri sau hidruri. Această metodă este utilizată în cazul unor structuri având suprafețele de câțiva zeci de  $\text{cm}^2$ . Deși este des utilizată pentru producerea structurilor de tip GaAsP, GaAs, a tranzistoarelor cu efect de câmp, această metodă nu poate fi extinsă la fabricarea GaAlAs, a heterostructurilor de tip GaAlAs/GaAs și a celor abrupte pentru că în regiunea activă compoziția gazelor nu poate fi schimbată brusc.

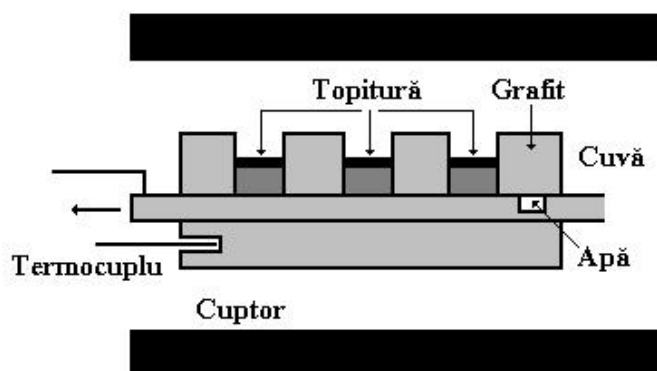


Fig. 10. 14. Reprezentarea schematică a epitaxiei în fază lichidă.

Epitaxia prin jet molecular (*Molecular Beam Epitaxy-MBE*) se aplică mai ales compușilor de tipul  $A_{III}B_V$  (de exemplu, în cazul fabricării laserului cu GaAl/As/GaAs) și constă în evaporarea separată a elementelor în ultravid în vederea obținerii compoziției cerute pentru strat. Prin utilizarea acestei metode se pot obține straturi foarte subțiri având grosimi până la câțiva zeci de  $\text{Å}$ .

În cazul depunerii chimice a vaporilor organo-metalici (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition-MOCVD*) se utilizează vapori organometalici de tipul: trietil de galiu,  $\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$ , dietil de zinc  $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$  pentru depunerea elementelor din grupa III și a dopanților acestora precum și vapori organometalici de tipul hidrurilor,  $\text{AsH}_3$ ,  $\text{PH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  pentru depunerea elementelor din grupa a V-a și a dopanților acestora. Cu ajutorul acestei metode pot fi obținute straturi subțiri pentru majoritatea compușilor de tipul  $A_{III}B_V$ . În camera de reacție la presiunea atmosferică sau mai mică cu 10% substratul plasat pe un suport de grafit acoperit cu carbură de calciu este menținut la temperatura de  $500^\circ\text{C}$  prin încălzire cu ajutorul unei bobine de inducție de radiofrecvență (fig. 10. 15).

Pentru depunerea compușilor amintiți se utilizează un curent de hidrogen, rata de depunere fiind de  $2\ \mu\text{m/h} \div 5\ \mu\text{m/h}$ . Cu ajutorul acestei metode se pot depune straturi de material foarte pur având grosimea de 20 nm sau mai mică.

### 10.5. Modularea direct prin curent a laserelor cu semiconductoare

Una dintre cele mai importante aplicații ale laserelor cu semiconductori este ca sursă optică în telecomunicațiile optice. Modularea semnalului laser cu viteză mare în vederea obținerii unor rate de informații ridicate este de mare importanță tehnologică și se poate realiza prin variația curentului de alimentare care produce variația puterii emise aproape instantaneu. Astfel, fasciculul de ieșire poate fi modulat în amplitudine până la frecvențe de ordinul sutelor de MHz.

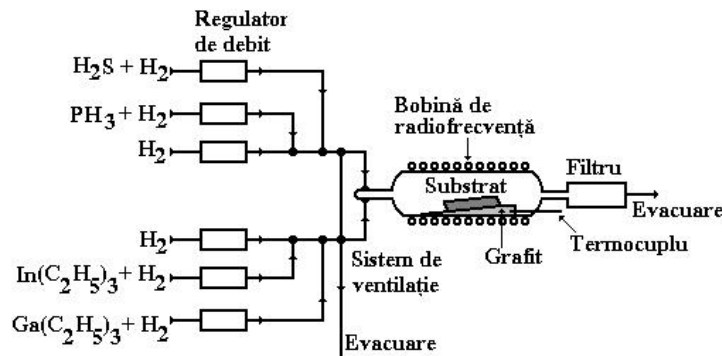


Fig. 10. 15. Reprezentarea schematică a metodei de depunere chimică a vaporilor organometalici.

#### 10.5.1. Lasere cu semiconductoare cu gropi cuantice multimodale și monomodale

Laserele cu semiconductoare oscilează în cele mai multe cazuri multimodal (fig. 10. 16 a) pentru că odată cu creșterea curentului de injecție (pompașului) electronii, (care în mod natural fiind descriși de statistica Fermi-Dirac nu pot ocupa mai mult decât o stare proprie) încep să ocupe și stările adiționale determinând lărgirea spectrului radiației de recombinare (fig. 10. 16 b) și posibilitatea oscilației multimodale. Mecanismele care determină variația câștigului unui mod în prezența altora sunt depopularea selectivă a nivelurilor energetice și oscilația populațiilor [10.2], [10.4].

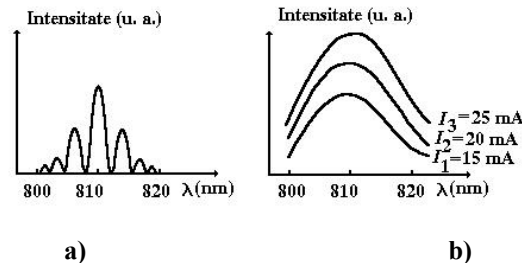


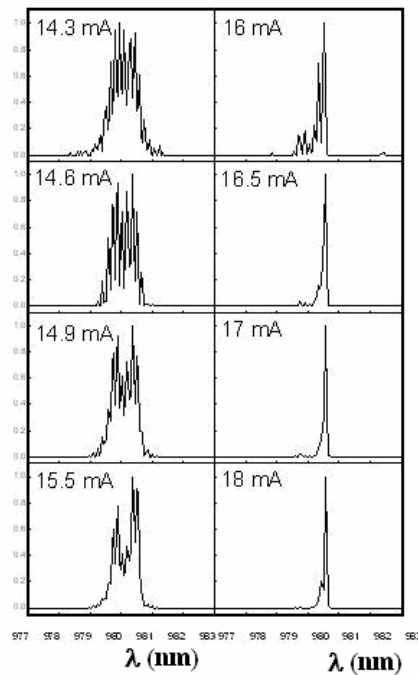
Fig. 10. 16. Reprezentarea oscilației : a) multimodale și b) a spectrului radiației de recombinare pentru diferite valori ale curentului de injecție,  $I$ .

În figura 10. 17 este prezentat spectrul multimodal al emisie laser corespunzător heterostructurii cu gropi cuantice de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs pentru opt valori ale curentului de injecție, cel corespunzător pragului fiind  $\sim 16$  mA. În cazul unei cavități de lungime  $L$  care conține un mediu activ cu indicele de refracție  $n$  distanța dintre două moduri adiacente,  $\Delta\lambda$  poate fi calculată diferențiind relația  $L = m \frac{\lambda}{2n}$ , din care rezultă:

$$\frac{dm}{d\lambda} = -\frac{2L}{\lambda^2} + \frac{2L}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (10.33)$$

astfel că în cazul când  $m$  este foarte mare

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{n} \right) \frac{dn}{d\lambda} \right]}. \quad (10.34)$$



**Fig. 10. 17.** Spectrul de emisie al heterostructurii de tip InGaAs/InGaAsP pentru opt valori ale curentului de injecție, curentul corespunzător pragului  $\sim 16$  mA.

În stare staționară se poate calcula intensitatea modului sub forma:

$$I_m = \frac{g_m - \frac{\omega}{2Q_m}}{\beta_m} = \frac{\omega}{2Q_m \beta_m} (\mathcal{N}_m - 1), \quad (10.35)$$

în care:

$$\mathcal{N}_m = \frac{2g_m Q_m}{\omega} \quad (10.36)$$

reprezintă excitația relativă.

În telecomunicațiile optice este necesar ca numărul de moduri să fie limitat, adesea la un mod. Operarea monomodală stabilă se poate face utilizând: cavități cuplate, reacția selectivă a frecvenței, injecția blocată și geometria controlată a cavității.

Cuplajul cavităților se poate realiza în mai multe feluri: cavități cuplată tăiată, cavități cuplată cu oglindă externă, cavități cuplată cu șanț și prin interferență în etalon integrat. Selecția lungimii de undă într-un laser cu cavități cuplată se poate face pe lângă controlul asupra curentului și temperaturii prin: rețea externă, reflector Bragg distribuit și reacție distribuită.