

SURSE DE LUMINA COERENTA

- emisia si absorbtia luminii este totdeauna insotita de trecerea de pe un nivel pe altul al unui sistem cuantic

- aceste nivele pot fi discrete (de exemplu in laseri cu rubin, YAG, laseri cu gaz (He-Ne, Ar)), pot apartine unei aceleasi benzi (banda de conductie BC sau banda de valenta BV, in laseri cu medii active mesoscopice) sau pot apartine la doua benzi diferite

- in optoelectronica se folosesc, in general, surse de radiatie bazate pe materiale semiconductoare. Acestea au doua avantaje deosebit de importante fata de alte surse de radiatie coerenta (laseri): 1) au dimensiuni foarte mici ($300\mu\text{m} \times 10\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$) cu o largime a zonei active foarte inguste ($2 - 4 \mu\text{m}$), deci eficienta de cuplaj la fibre (care au dimensiuni transversale de acelasi ordin de marime) este mare, 2) in general sunt usor de fabricat, si sunt portabile.

- puterea emisa de laserii cu semiconductori este mai mica decat puterea emisa de laserii cu corp solid mentionati mai sus (rubin, YAG) sau laserii cu gaz (cu CO_2 , Ar), dar suficienta pentru transmiterea informatiei

TIPURI DE TRANZITII CU EMISIA SI ABSORBTIA LUMINII

- intr-un semiconductor tranzitiile cu emisie si absorbtie de lumina pot avea loc intre:

- 1) BV – BC, energia fotonilor emisi fiind $h\nu \cong E_g$, cu E_g largimea energetica a benzii interzise
- 2) nivele din aceeasi banda, pentru care $h\nu \ll E_g$
- 3) BV, BC si nivele de impuritati, sau intre nivele de impuritati din banda interzisa. In acest caz $h\nu \cong E$, cu E diferenta intre energia nivelelor implicate in tranzitie
- 4) tranzitii cu formarea sau disocierea excitonilor
- 5) absorbtia luminii pe fononii retelei cristaline
- 6) absorbtia luminii pe purtatorii de sarcina liberi

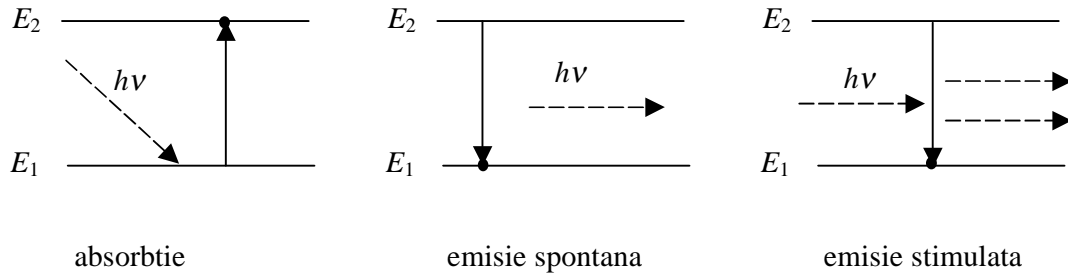
- tranzitiile 5), 6) sunt disipative; ele duc la scaderea performantelor surselor

- tranzitiile 1) – 4) pot fi directe sau indirecte, probabilitatea cea mai mare avand-o tranzitiile directe. Numarul tranzitiilor pe unitatea de timp este cel mai mare in 1) deoarece numarul purtatorilor de sarcina implicati este (la temperaturi normale) mult mai mare ca in 3), 4).

Timpul de viata al starilor excitate 2) este foarte mic in semiconductori omogeni (nu si in structuri mesoscopice!), de ordinul 10^{-13} s, neputandu-se realiza un dezechilibru (inversie de populatie) un timp sufficient de mare pentru a produce un effect masurabil. In comparatie, timpul de viata al starilor excitate 1) este mult mai mare, de ordinul $10^{-3} - 10^{-9}$ s

- ne ocupam in cele ce urmeaza de laserii care functioneaza pe baza tranzitiilor de tip 1). Acesti laseri sunt cei mai folositi

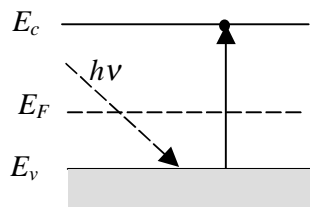
- tranzitiile intre doua nivele de energie sunt in general de trei feluri:



- diferențele între tranzițiile induse și cele spontane sunt:

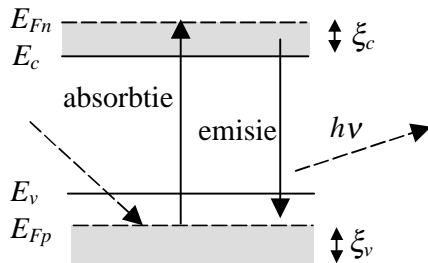
- rata tranzițiilor induse $2 \rightarrow 1$ și $1 \rightarrow 2$ sunt egale (din considerente cuantice), pe când rata tranziției spontane $1 \rightarrow 2$ este zero
- rata tranzițiilor induse este proporțională cu intensitatea câmpului electromagnetic, pe când rata tranzițiilor spontane este independentă de intensitatea câmpului

- pentru un semiconductor nedopat (sau puțin dopat) astfel încât nivelul Fermi este în interiorul benzii interzise la 0 K (la temperaturi mici, în general) stările sub nivelul Fermi E_F sunt ocupate și cele deasupra lui E_F sunt libere



Un foton incident cu energie $h\nu \cong E_g$ poate induce trecerea unui electron din BV (ocupată) în BC (liberă). După un timp de viață electronul se reîntoarce în BV emitând un foton cu energia $h\nu$, care ar putea să iasă din semiconductor dacă n-ar fi imediat captat de un electron din BV care trece apoi în BC, ... Deci, radiația emisă la dezexcitarea de pe BC pe BV a unui semiconductor cu nivelul Fermi în interiorul benzii interzise este imediat reabsorbită

- pentru a evita acest proces se folosesc semiconductori degenerați (puternic dopați cu donori și acceptori) care au două cvasinivele Fermi E_{Fn} , E_{Fp} și a căror nivele energetice la $T = 0$ K arată ca în figura de mai jos:



Trecerea unui electron din BV în BC se poate face acum doar prin absorbția unui foton de energie $E_g + \xi_c + \xi_v$, pe când emisiunea fotonului se face la energia $h\nu \cong E_g$. În acest caz, radiația emisă nu mai este reabsorbită și poate ieși din semiconductor

Concluzie: pentru sursele de lumina cu semiconductori (laseri) se folosesc semiconductori puternic degenerati

CONDITIA DE AMPLIFICARE A RADIATIEI

- fie un semiconductor degenerat in care cvasinivele Fermi pentru electroni si goluri sunt E_{F_n} , E_{F_p} . Probabilitatea ca stările electronice din BC, BV sa fie ocupate sunt

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{F_n}}{k_B T}\right)}, \quad f_v(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{F_p}}{k_B T}\right)}$$

- tranzitiile au loc intre stari din BC cu energia E si stari din BV cu energia $E - h\nu$. Intensitatea proceselor de emisie este proportionala cu produsul dintre densitatea de stari ocupate din BC, $g_c(E)f_c(E)$ si densitatea de stari libere din BV, $g_v(E - h\nu)[1 - f_v(E - h\nu)]$, unde

$$g_c(E) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}, \quad g_v(E) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

sunt densitatile de stari din BC, BV

- tinand cont de prezenta atat a emisiei spontane cat si a celei induse, rata de emisie (rata de recombinare) este

$$R = R_{st} + R_{sp} = \int A_{cv} g_c(E) f_c(E) g_v(E - h\nu) [1 - f_v(E - h\nu)] \rho(\nu) dE + \int B_{cv} g_c(E) f_c(E) g_v(E - h\nu) [1 - f_v(E - h\nu)] dE$$

unde B_{cv} este probabilitatea de emisie spontana, A_{cv} este probabilitatea emisiei stimulate, si $\rho(\nu)$ este densitatea de fotoni la frecventa ν

- analog, rata absorbtiei (rata de generare de perechi electron-gol) este

$$G = \int A_{vc} g_v(E - h\nu) f_v(E - h\nu) g_c(E) [1 - f_c(E)] \rho(\nu) dE$$

- emisia spontana se face in toate directiile. La emisia stimulata fotonul emis are aceeasi directie cu cel incident, deci doar emisia stimulata contribuie la amplificarea radiatiei incidente. Intr-un plan $z = \text{const.}$ in semiconductor (z este directia de propagare a radiatiei incidente) evolutia in timp a intensitatii radiatiei incidente de frecventa ν este

$$\frac{dI_\nu}{dt} = (R_{st} - G) I_\nu$$

(R_{st} si G au dimensiuni de s^{-1})

- pentru ca radiatia sa fie amplificata este necesar ca $\frac{dI_\nu}{dt} > 0$, sau $R_{st} > G$. Tinand cont ca

$A_{cv} = A_{vc}$, aceasta relatie implica $f_c(E)[1 - f_v(E - h\nu)] > f_v(E - h\nu)[1 - f_c(E)]$, sau

$$E_{F_n} - E_{F_p} > h\nu$$

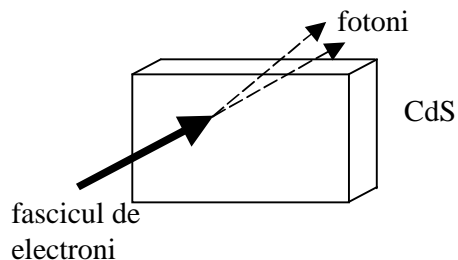
Aceasta este conditia de amplificarea a radiatiei. Se mai numeste, prin analogie cu cazul tranzitiilor intre nivele discrete, la care $R_{st} - G = A_{cv}(N_2 - N_1)\rho(\nu)$ cu N_1, N_2 populatiile nivelului inferior si respective superior, conditie de inversie de populatie

METODE DE EXCITARE A SEMICONDUCTORILOR

- pentru un semiconductor degenerat exista mai multe metode de excitare (de creare a conditiilor de neechilibru in care $E_{F_n} \neq E_{F_p}$:

- excitare cu fascicul de electroni
- excitare optica
- multiplicare prin avalansa
- injectia purtatorilor de sarcina intr-o jonctiune p-n

EXCITAREA CU FASCICUL DE ELECTRONI



- suprafata unui cristal semiconductor se iradiaza cu un fascicul de electroni de inalta energie (10 – 100 keV), astfel incat electronii patrund in semiconductor pe o distanta de cativa μm (functie de energie). Ei genereaza mai multe perechi electron-gol (pana la 10^4), obtinandu-se astfel inversia de populatie. In acest mod se pot realiza laseri si in materiale pe care nu se pot realiza jonctiuni. De exemplu: CdS are totdeauna o conductie de tip n si modificarea tipului de conductie nu se poate realiza prin procedee tehnologice obisnuite. Cristalul de CdS are o grosime de aproximativ $30 \mu\text{m}$, cu fete plan paralele acoperite cu straturi reflectorizate (pentru a genera o radiatie coerenta) formand o cavitate optica rezonanta Fabry-Perot

- fasciculul de electroni se poate deplasa pe orizontala si verticala, putand fi folosit la memorii sau scanere

- dezavantajul acestui mod de excitare este randamentul redus

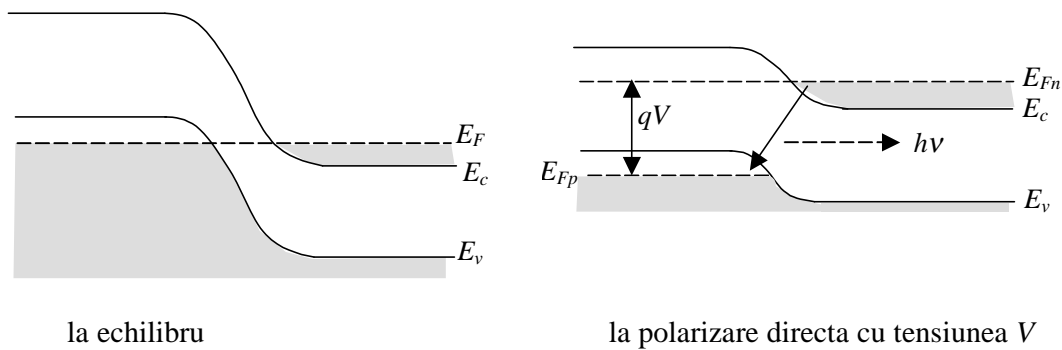
EXCITARE OPTICA

- metoda este asemanatoare cu cea anterioara, in loc de fascicul de electroni folosindu-se un fascicul optic cu $h\nu > E_g$

EXCITARE PRIN MULTIPLICARE IN AVALANSA

- daca intr-o regiune a semiconductorului campul electric este foarte intens, purtatorii de sarcina generati termic la inceput, sunt accelerati si pot acumula o energie sufficient de mare pentru a produce ionizari ale atomilor, si deci perechi electron-gol

EXCITARE PRIN INJECTIA PURTATORILOR DE SARCINA IN JONCTIUNEA P-N



- la polarizarea directa a unei jonctiuni p-n bariera de potential din regiunea de sarcina spatiala se micșoreaza si purtatorii de sarcina majoritari trec in regiunile adiacente, devenind purtatori de sarcina minoritari de neechilibru. Se realizeaza astfel injectia electrica a purtatorilor de sarcina minoritari

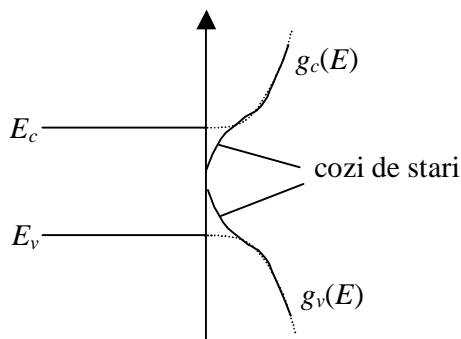
- diferenta de potential la polarizare directa cade in principal pe regiunea de sarcina spatiala, cu rezistenta mare (numar de purtatori liberi mic) in care, datorita creșterii purtatorilor de sarcina minoritari, cvasinivelele Fermi pentru electroni si goluri se distanteaza la $qV = E_{Fn} - E_{Fp}$.

Regiunea de sarcina spatiala devine astfel zona cu inversie de populatie, sau zona activa.

Largimea ei este de 5 – 10 μm

- recombinarea banda-banda cu emisie spontana sau stimulata de radiatie are loc in zona cu concentratii mari a purtatorilor de sarcina de neechilibru, deci in imediata vecinatate a stratului de sarcina spatiala

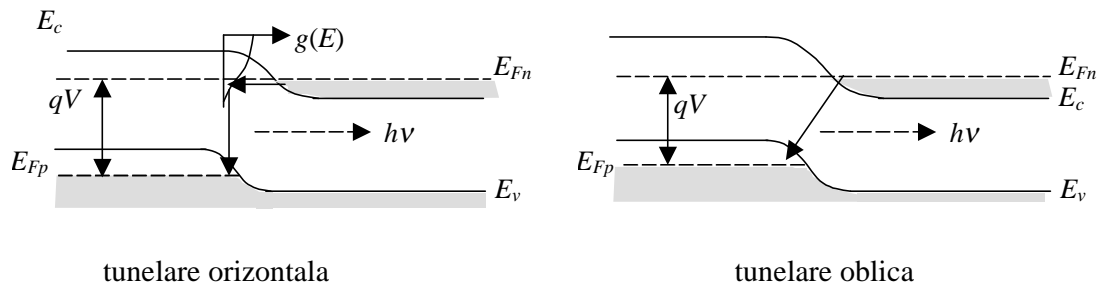
- rata de recombinare depinde de $g(E)$ care, pentru concentratii mici a purtatorilor de sarcina este $\approx E^{1/2}$ (asa am presupus si in calculul de mai sus). La semiconductori puternic dopati $g(E)$ e perturbata datorita concentratiei mari de impuritati si datorita distributiei lor haotice in rețeaua cristalina. Din aceasta cauza BC nu mai are o limita neta E_c ci in toata banda interzisa exista stari a caror densitate descrește exponential $\approx \exp(-E/E_0)$ de la E_c spre banda interzisa si de la E_v spre banda interzisa (vezi figura de mai jos)



- prezenta acestor cozi de stari duce la tunelarea electronilor din BC in BV, tunelare care poate fi

a) tunelare orizontala, la polarizari mari

b) tunelare oblica, la polarizari mai mici, cand pe directia de tunelare nu sunt stari libere



EXEMPLE DE LASERI CU SEMICONDUCTORI

Material	Energia fotonilor (eV)	λ (μm)	Metoda optima de pompaj
ZnS	3.82	0.32	fascicul de electroni
ZnO	3.30	0.37	fascicul de electroni
CdS	2.50	0.49	fascicul de electroni, optic
GaSe	2.09	0.59	fascicul de electroni
$\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$	1.80 – 2.50	0.49 – 0.69	fascicul de electroni
CdSe	1.82	0.68	fascicul de electroni
CdTe	1.58	0.78	fascicul de electroni
$\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$	1.41 – 1.95	0.88 – 0.63	injectie
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	1.5	0.82	injectie
GaAs	1.47	0.84	injectie, fascicul de electroni, optic, avalansa
InP	1.37	0.9	injectie
GaSb	0.82	1.5	injectie, fascicul de electroni
$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$	0.77	3.1	injectie, fascicul de electroni, optic
Te	0.34	3.64	fascicul de electroni
$\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$	0.30 – 0.33	3.7 – 4.1	optic
PbS	0.29	4.26	fascicul de electroni, injectie
InSb	0.23	5.2	injectie, fascicul de electroni, optic
PbTe	0.19	6.5	fascicul de electroni, injectie, optic
PbSe	0.145	8.5	fascicul de electroni, injectie
$\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$	0.09 – 0.19	6.5 – 13.5	optic

(laserul cu Yag:Nd+ emite la 1.06 μm , prin pompaj optic)

- acolo unde sunt mai multe metode de pompaj posibile, folosirea uneia sau a alteia depinde si de puterea de emisie dorita a laserului

DISPERSIA OMOGENA SI NEOMOGENA A LINIEI SPECTRALE

- spre deosebire de tranzitiile care au loc intre nivele energetice discrete (la care radiatia emisa sau absorbita are o frecventa fixa), tranzitiile intre BC si BV nu se petrec la o frecventa fixa ci intr-un interval de frecvente

- in afara de dispersia in frecventa datorata existentei unui cvasicontinuum de nivele in interiorul BC si BV care participa la tranzitie, banda de frecvente emise mai poate fi largita si de dispersia omogena si neomogena, care au un rol important in functionarea laserilor. Dispersia omogena si neomogena sunt prezente in orice sursa de radiatie (chiar la cele cu nivele discrete)

- functia care descrie distributia in frecventa a intensitatii emise, $f(\nu)$, se numeste functie de forma spectrala; ea este normata la 1, adica

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) d\nu = 1.$$

$f(\nu) d\nu$ este probabilitatea ca la tranzitia de pe nivelul 2 pe 1, fotonul rezultat sa aiba frecventa intre ν si $\nu + d\nu$

DISPERSIA OMOGENA

- este cauzata in principal de timpul de viata finit τ al nivelului superior. Deoarece orice atom de pe nivelul superior are un timp de viata finit, $f(\nu)$ descrie in acest caz raspunsul fiecarui atom care este nediferentiabil fata de ceilalti.

- daca consider emisia de pe starea superioara ca fiind datorata unui oscilator amortizat in timp, campul radiat este

$$E(t) = E_0 \exp(-t/\tau) \exp(i\omega_0 t)$$

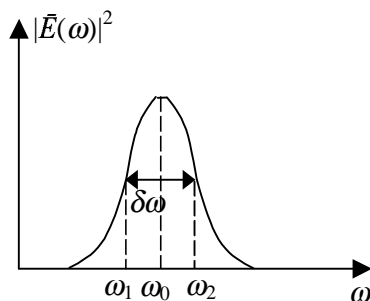
(presupun ca incep observarea la $t = 0$)

- transformata Fourier a campului este

$$\bar{E}(\omega) = \int_0^{\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt = E_0 \frac{i}{\omega_0 - \omega + i/\tau}$$

- functia de forma spectrala este proportionala cu spectrul radiatiei emisiei

$$|\bar{E}(\omega)|^2 \approx \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + (1/\tau)^2}$$



- dependenta functionala de mai sus este de tip Lorentzian

- notand cu $\delta\nu = \delta\omega/(2\pi)$ separarea intre frecventele la care Lorentziana scade la 1/2 din valoarea la varf, se obtine

$$\delta\nu = \frac{1}{\pi\tau}$$

($\delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, unde $\omega_{1,2}$ se obtin din ecuatia $\frac{1}{(\omega_0 - \omega_{1,2})^2 + (1/\tau)^2} = \frac{1}{2} \frac{1}{(1/\tau)^2}$, sau

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \mp 1/\tau)$$

- functia de forma Lorentziana normata este deci

$$f(\nu) = \frac{\delta\nu}{2\pi[(\nu - \nu_0)^2 + (\delta\nu/2)^2]}$$

DISPERSIA NEOMOGENA

- apare cand atomii individuali sunt diferentiabili, fiecaruia corespunzandu-i alta frecventa a tranzitiei ν_0 , putin diferita. In acest caz distributia spectrala a emisiei reflecta distributia frecventelor de tranzitie individuale. Exista doua situatii tipice pentru dispersia neomogena: 1) nivelele de energie (frecventele) ionilor prezenti ca impuritati in cristal depind de imediata vecinatate a cristalului, astfel incat imperfectiunile retelei cristaline duc la variatia vecinatatii ionilor, 2) in gaze (si in semiconductori daca am purtatori liberi cu mobilitate mare) frecventa de tranzitie este deplasata Doppler datorita vitezei finite a atomilor/ionilor: $\nu = \nu_0(1 + v_x/c)$, unde v_x este viteza de-a lungul directiei de observare x . La echilibru termic v_x sunt date de legea de distributie a vitezelor Maxwell – vezi cursul de statistica

- calculez functia de forma spectrala pentru deplasarea Doppler; forma functiei de forma este aceeasi si pentru celelalte mecanisme care duc la dispersia neomogena

- functia de distributie dupa viteze Maxwell pentru un gaz cu masa atomica M si care este in echilibru la temperatura T este

$$F(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{M}{2k_B T}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\right]$$

$F(v_x, v_y, v_z)dv_x dv_y dv_z$ este probabilitatea ca vectorul viteza \mathbf{v} al unui atom sa fie intre \mathbf{v} si $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$

- frecventa observata este siftata Doppler $\nu = \nu_0(1 + v_x/c)$ dupa directia de observare x , deci probabilitatea $f(\nu)d\nu$ ca frecventa de tranzitie sa fie intre ν si $\nu + d\nu$ este egala cu

probabilitatea ca v_x sa fie intre $\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}c$ si $\frac{\nu + d\nu - \nu_0}{\nu_0}c$, indiferent de valorile lui v_y si v_z .

Aceasta probabilitate o obtin integrand $F(v_x, v_y, v_z)$ dupa v_y si v_z :

$$f(\nu)d\nu = \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dv_y dv_z \exp\left[-\frac{M}{2k_B T}(v_y^2 + v_z^2)\right] \cdot \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2}(\nu - \nu_0)^2\right] \frac{c}{\nu_0} d\nu$$

sau, efectuand integralele:

$$f(\nu) = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{\nu_0^2}(\nu - \nu_0)^2\right]$$

Obtinem o dependenta functionala de tip Gaussian.

- notand, ca si mai inainte, cu $\delta v = v_2 - v_1$ intervalul intre frecventele pentru care $f(v)$ este $1/2$ din valoarea la varf (la v_0), obtinem

$$\exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{v_0^2} (v_{1,2} - v_0)^2\right] = \frac{1}{2}$$

sau

$$\ln 2 = \frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{v_0^2} (v_{1,2} - v_0)^2,$$

adica

$$v_{1,2} = v_0 \mp \sqrt{\frac{2k_B T}{M c^2} v_0^2 \ln 2}$$

si

$$\delta v = 2v_0 \sqrt{\frac{2k_B T}{M c^2} \ln 2},$$

din care obtinem functia de forma normata ca

$$f(v) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\delta v \sqrt{\pi}} \exp\left[-4 \ln 2 \frac{(v - v_0)^2}{(\delta v)^2}\right]$$

In aceasta ultima forma nu mai intra parametrii specifici M, T , deci aceasta este o forma generala.

CONDITIA DE COERENTA A RADIATIEI LASER

- conditia $E_{F_n} - E_{F_p} > h\nu$ este conditia de amplificare (de castig net) a radiatiei. Pentru ca radiatia rezultata sa fie radiatie laser ea trebuie in plus sa fie si coerenta, adica trebuie sa existe o relatie de faza bine definita intre fotonii emisi

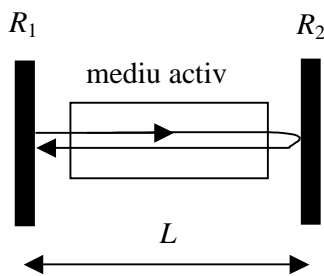
- conditia de amplificare, chiar puternica, nu implica coerenta. Adica daca rata de recombinare radiativa este mai mare ca cea a absorbtiei, densitatea de fotoni creste progresiv, ceea ce stimuleaza noi recombinari. Daca initial am creat dezechilibrul necesar ca $E_{F_n} - E_{F_p} > h\nu$ (am o inversie de populatie) si am un spectru de emisie spontana, fotonii stimuleaza noi recombinari care se propaga din nou cu faze arbitrare (ca cei initiali). Fotonii cu frecventa din centrul spectrului (la care $f(v)$ are un maxim) sunt mai numerosi, deci tranzitiile la aceste frecvente sunt favorizate si spectrul se ingusteaza. In acest fel intensitatea maximului spectral de emisie creste, si curba spectrala se ingusteaza. Daca aceasta crestere este supraliniara fata de intensitatea excitatiei procesul se numeste superradiant. Superradianta duce la ingustarea spectrala dar radiatia ramane incoerenta pentru ca se amplifica intensitatea unor fotoni de faze arbitrare; ingustimea spectrului nu este identica cu coerenta (vezi tabelul de mai jos)

radiatie	intensitate	spectru	iesire directionata	coerenta
spontana (LED)	slaba	larg	nu	nu

superradianta	intensa	ingust	nu neaparat	nu
laser	intensa	foarte ingust	da	da

- coerenta se obtine plasand sursa de radiatie intr-o cavitate rezonanta care favorizeaza aparitia unei frecvente si a unei faze. Aceasta amplificare selectiv este rezultatul unui feedback pozitiv pentru acele unde electromagnetice care formeaza o unda stationara in cavitate. In acest caz castigul este egal cu pierderile. Gradul de coerenta depinde de factorul de calitate al cavitatii rezonante Q (vezi Q -switch la Selectarea radiatiei). Q mare implica un grad de coerenta mare, dar in acelasi timp un transfer mic de putere spre exterior

CONDITIA DE PRAG A RADIATIEI LASER



- cavitatea (Fabry-Perot) este formata din doua suprafete partial reflectante (oglinzi), de reflectivitati R_1 , R_2 , plane si paralele, situate la distanta L . In cavitate se afla sursa de radiatie (mediul activ in care se realizeaza conditia de amplificare a radiatiei), care emite o intensitate I_0 spre R_1 . La R_1 fractiunea R_1 din I_0 se reflecta spre R_2 si apoi, dupa reflexia pe R_2 , o parte din radiatie se reintoarce in pozitia initiala cu intensitatea I . Daca g este coeficientul de castig pe unitatea de lungime si γ_i este coeficientul de pierderi interne pe unitatea de lungime, atunci

$$I = I_0 R_1 R_2 \exp(2gL - 2\gamma_i L).$$

γ_i se datoreaza absorbtiei neradiative, imprastierilor pe impuritatile mediului activ, etc.

- conditia de stationaritate $I = I_0$ implica

$$g = \gamma_i - \frac{1}{2L} \ln R_1 R_2 = g_p$$

adica g trebuie sa egaleze pierderile interne si pierderile externe, datorate suprafetelor reflectante, descrise de $-\frac{1}{2L} \ln R_1 R_2$. Aceasta valoare a lui g se numeste valoare de prag, g_p ,

iar relatia de mai sus este conditia de prag a radiatiei laser

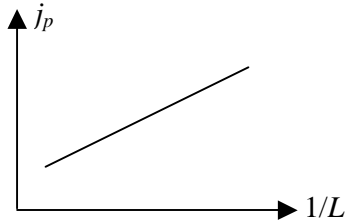
- pentru laserii cu injectie g este proportional cu intensitatea curentului j , $g = Kj$. Deci, densitatea curentului de prag pentru laseri, pentru care castigul este egal cu pierderile totale, este

$$j_p = \frac{\gamma_i}{K} - \frac{1}{2LK} \ln R_1 R_2$$

sau, daca $R_1 = R_2 = R$,

$$j_p = \frac{\gamma_i}{K} - \frac{1}{LK} \ln R$$

- din relatia de mai sus rezulta ca dependenta lui j_p de L ar trebui sa arate ca in figura de mai jos



iar parametrii γ_i , K ar trebui sa se obtina din graficul $j_p = f(1/L)$. Valorile tipice ale acestor parametrii sunt $\gamma_i = 10 - 100 \text{ cm}^{-1}$, $K = 10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm/A}$. Este de preferat un K mare si un γ_i mic, adica un j_p mic

- din figura de mai sus rezulta ca j_p este minim pentru L mari. Alte considerente care nu au fost luate in calcul aici (de disipare de putere, de exemplu) impun o lungime optima pentru cavitatea rezonanta (un L mare presupune o viteza de racire a dispozitivului mai mica).

- $j = edN_r$, unde d este latimea regiunii active si N_r este numarul total de acte de recombinare in unitatea de volum a regiunii active pe unitatea de timp. Daca $n = p$ (numarul total de electroni este egal cu cel de goluri), $N_r = n/\tau$, unde

$$\frac{1}{\tau} = P = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

este probabilitatea totala de recombinare (radiativa si neradiativa), $P_r = 1/\tau_r$ reprezentand probabilitatea de recombinare radiativa

- raportul

$$\eta_{ci} = \frac{P_r}{P} = \frac{\tau}{\tau_r} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}}$$

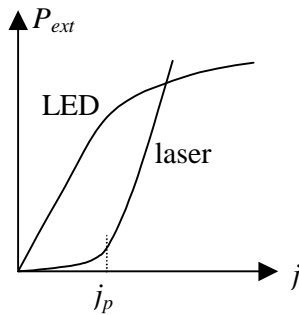
se numeste randament cuantic intern, si este egal cu numarul de fotoni emisi la un act de recombinare.

- in semiconductori cu benzi energetice directe $\tau_r \ll \tau_{nr}$, si $\eta_{ci} \cong 1$
- in semiconductori cu benzi indirecte $\tau_r \gg \tau_{nr}$, si $\eta_{ci} \cong 10^{-4}$

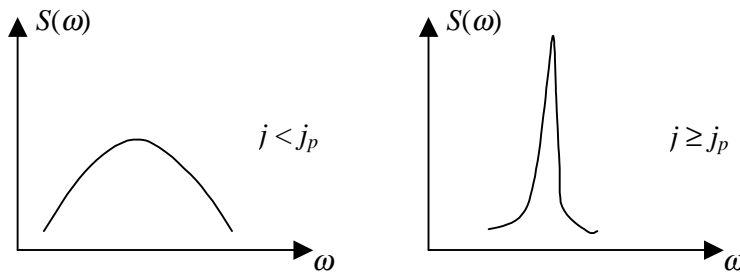
Deci, pentru un randament cuantic intern mare trebuie folositi semiconductori cu benzi

energetice directe, pentru care, daca $n = p$, $j = \frac{ed}{\eta_{ci}} \frac{n}{\tau_r}$

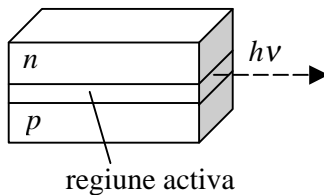
- la atingerea densitatii de curent de prag j_p se satisface atat conditia de amplificare a radiatiei cat si cea de autoexcitare a mediului activ. La aceasta valoare a densitatii de curent, puterea radiatiei emise in exterior P_{ext} creste brusc (vezi figura de mai jos)



- in acelasi timp continutul spectral $S(\omega) \approx |\bar{E}(\omega)|^2$ se ingusteaza (vezi figura de mai jos)



- pentru laserii cu semiconductori oglinzile sunt chiar fetele slefuite ale structurii



radiatia fiind emisa in planul jonctiunii. Exista si laseri la care radiatia emisa este fortata sa iasa intr-o directie normala pe planul jonctiunii. Acest tip de laser, la care mediul activ este de obicei format de obicei din gropi cuantice, se numeste laser cu emisie verticala sau VCSEL (vertical cavity surface-emitting laser)

- cavitatea rezonanta astfel formata favorizeaza aparitia unor moduri stationare axiale (care vor fi amplificate), a caror lungime de unda satisface relatia

$$m \frac{\lambda}{2n} = L$$

unde m este un intreg, iar λ/n este lungimea de unda in mediul activ de indice de refractie n

- diferenta de frecventa intre doua moduri axiale vecine este

$$\Delta \nu = \frac{nc}{\Delta \lambda} = \frac{nc}{2nL} = \frac{c}{2L}$$

unde am tinut cont ca $\nu = \frac{nc}{\lambda}$.

Daca tin cont si de dispersia materialului

$$\Delta v = \frac{c}{2L \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)}$$

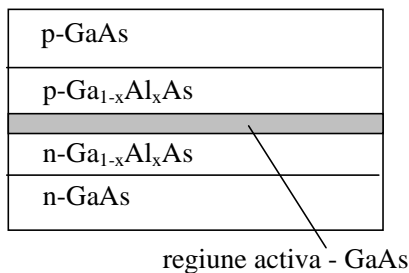
CARACTERISTICILE DIODELOR LASER CU INJECTIE

CARACTERISTICA SPATIALA A RADIATIEI

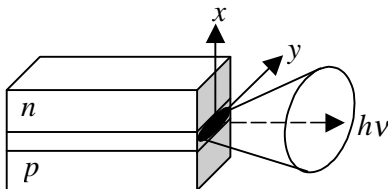
- depinde foarte mult de geometria regiunii active

- laserii cu injectie cu emisie in planul jonctiunii au nevoie de un ghid de unda pentru concentrarea radiatiei in interiorul regiunii active care are dimensiuni foarte mici. De exemplu, la diodele laser din GaAs lungimea de difuzie a purtatorilor de sarcina este de 5 – 10 μm in timp ce regiunea activa are o grosime de 1 – 3 μm . In aceste conditii campul electric al radiatiei emise se poate extinde in afara regiunii active, ceea ce genereaza pierderi interne de radiatie datorate difuziei purtatorilor de sarcina. Aceste pierderi contribuie la γ_i . De aceea in laserii cu semiconductori regiunea activa unde are loc emisia stimulata are un indice de refractie mai mare (purtatorii de sarcina liberi au o concentratie mai mica) ca regiunea adiacenta, ceea ce duce la ghidarea radiatiei.

- un efect mai pronuntat de ghidare se intalneste la diodele cu heterojonctiuni unde regiunile adiacente celei active sunt realizate din semiconductori cu indici de refractie mai mici (vezi figura de mai jos; $n_{\text{GaAs}} = n_{\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}} + 0.62x$)



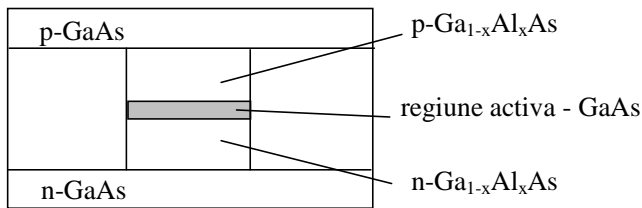
- deci, in general, radiatia generata este ghidata de-a lungul regiunii active si iese in exterior printr-o regiune cu largimea data de grosimea regiunii active si cu lungimea data de latimea regiunii active. Deoarece lungimea de unda a radiatiei emise este comparabila cu dimensiunea ghidului, fenomenul de difractie nu poate fi neglijat.



Datorita difractiei, unghiul de divergenta este diferit pe cele doua directii x si y (vezi figura de mai sus), spotul luminos fiind eliptic. Elipticitatea se poate corecta cu o lentila astigmatice

(care are focale diferite pe x și y) pentru a obține un spot circular. În planul perpendicular pe regiunea activă (pe x) unghiul de divergență este $\theta_x \cong \lambda/d$ unde d este grosimea regiunii active, în timp ce în planul regiunii active (pe direcția y) $\theta_y \cong \lambda/l$, cu l lățimea regiunii active. Pentru o diodă laser tipică din GaAs la temperatura 77 K, și $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$, $d = 1.5 \mu\text{m}$, $l = 100 \mu\text{m}$, astfel încât $\theta_x \cong 30^\circ$, iar $\theta_y \cong 0.5^\circ$ (teoretic). În practică $\theta_y \cong 3 - 5^\circ$, iar distribuția unghiulară a radiației este aproximativ Gaussiană pe y , în timp ce în planul perpendicular pe joncțiune distribuția radiației nu este Gaussiană datorită difracției.

- pentru a obține de la început un laser cu spot aproximativ circular, se pot folosi structuri de laseri îngropati (vezi figura de mai jos), care au însă o putere de emisie mai mică; puterea poate crește folosind baterii de laseri îngropati



- la laserii cu emisie verticală (VCSEL) spotul emis este de la început circular, și are o divergență relativ mică, pentru că radiația nu mai este confinată în planul joncțiunii. De aceea, acești laseri au aplicații importante în comunicații optice, deși puterea lor de emisie este mică

CARACTERISTICA I-V

- joncțiunea p-n fiind echivalentă cu o diodă obișnuită, caracteristica I-V este de tipul

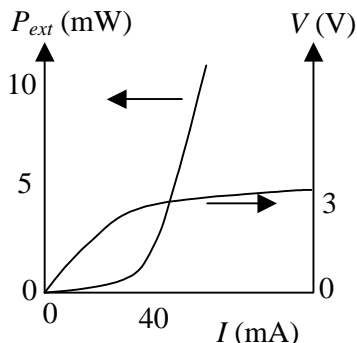
$$I = I_s \{ \exp[a(V - IR_s)] - 1 \}$$

unde I_s este curentul de saturație, R_s rezistența serie, iar $a = e/(\alpha k_B T)$. Valori tipice ale acestor parametri sunt $I_s/S = 2 \times 10^{-11} \text{ A/cm}^2$, unde S este secțiunea transversală, $R_s = 1 - 10 \Omega$, $a = 30 \text{ V}^{-1}$ sau $\alpha = 1.2 - 1.3$. Această caracteristică este valabilă doar până la prag. După aceea, ar trebui ca $V \cong E_g/e$ să rămână constant, dar în realitate

$$V = \frac{E_g}{e} + IR_s$$

astfel încât R_s se poate determina din panta dreptei $V = f(I)$ pe porțiunea liniară

- o caracteristică tipică I-V arată ca în figura de mai jos



PUTEREA DISIPATA

- o parte din puterea de alimentare se disipeaza in laser sub forma de 1) pierderi prin effect Joule, 2) putere consumata in radiatii neradiative, sau 3) o parte din radiatia emisa este reabsorbita

- ultima componenta a pierderilor se ia in considerare definindu-se randamentul cuantic extern al laserului

$$\eta_{ext} = \eta_{ci} \frac{\gamma_r}{g_p} = \eta_{ci} \frac{\gamma_r}{\gamma_i + \gamma_r}$$

unde $g_p = \gamma_i - \frac{1}{2L} \ln R_1 R_2 = \gamma_i + \gamma_r$, cu γ_r pierderile datorate reflexiei (γ_r este in acelasi timp radiatia utila – extrasa din cavitate – a dispozitivului). γ_r / g_p este raportul intre radiatia emisa si cea absorbita in interior, astfel incat η_{ext} reprezinta numarul de fotoni emisi in exterior pentru un proces de recombinare (un electron injectat in regiunea de sarcina spatiala)

- daca I este curentul prin laser la tensiunea V , puterea totala disipata se defineste ca

$$P_d = (1 - \eta_{ext})IV + I^2 R_s$$

PUTEREA RADIATIEI EMISE

- se calculeaza presupunand ca toti purtatorii de sarcina de deasupra pragului, deci cei care contribuie la $\Delta I = I - I_p$, produc radiatie coerenta. Numarul de fotoni in regiunea activa in unitatea de timp este deci $\Delta I / e$, iar puterea radiatiei laser emisa in exterior este

$$P_{ext} = \eta_{ext}(I - I_p)V$$

RANDAMENTUL DE CONVERSIE

- randamentul de conversie a energiei electrice in energie luminoasa este definit ca

$$\eta_{conv} = \frac{P_{ext}}{IV} = \frac{P_{ext}}{I(IR_s + E_g / e)}$$

(in ultimul termen al ecuatiei de mai sus s-a folosit caracteristica I-V). Valori tipice pentru η_{conv} sunt de 20% pentru diodele laser din AlGaAs/GaAs la temperatura camerei (creste la 50% la temperatura azotului lichid 77 K), si de doar 2 – 4% pentru laserii cu gaz sau celelalte tipuri de laser cu corp solid (YAG, rubin, etc.)

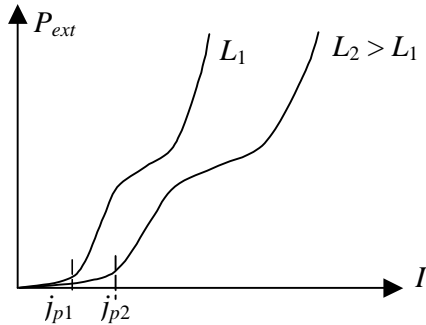
CARACTERISTICA WATT-AMPER

- se defineste in regim stationar de generare a radiatiei laser (la laserii in regim pulsant se defineste ca medie)

- caracterizeaza dependenta puterii radiatiei emise P_{ext} de curentul de injectie, prin panta acestei caracteristici

$$\eta_{WA} = \frac{dP_{ext}}{dI}$$

- daca η_{WA} ar fi constant, ar rezulta ca $P_{ext} = \eta_{WA}(I - I_p)$, deci P_{ext} ar fi proportional cu I daca toti parametrii care caracterizeaza mediul activ si cavitatea optica rezonanta ar fi constanti si n-ar depinde de tipul de injectie. In realitate, dependenta lui P_{ext} de I arata ca in figura de mai jos



Se observa ca $j_p \approx L$ (pentru ca disiparea puterii este determinanta in functionarea si deci designul laserului), si ca fenomenele fizice care determina comportarea neliniara a P_{ext} cu I incep sa se dezvolte practice la aceeasi valoare a puterii radiatiei emise

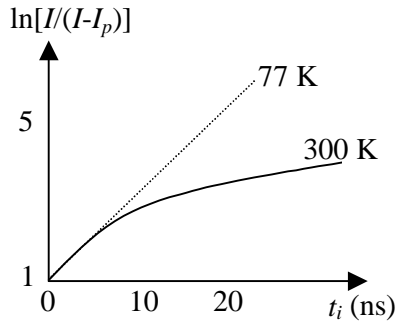
- la nivele mari de injectie comportarea neliniara a P_{ext} cu I se poate datora

- 1) incalzirii regiunii active, care micsoreaza factorul de amplificare si creste pierderile datorate tranzitiilor neradiative. Panta η_{WA} scade si poate avea loc chiar intreruperea generarii radiatiei laser. Acest fenomen limiteaza puterea laserilor in regim de functionare continua
- 2) absorbtiei multifotonice, care creste cu intensitatea radiatiei si poate duce la o caracteristica $P_{ext} - I$ subliniara
- 3) scaderii pierderilor interne datorate neomogenitatii spatiale a mediului activ. La cresterea curentului de pompaj, regiunile cu concentratii mai mici a purtatorilor de sarcina injectati se restrang, volumul regiunii active creste, si deci creste eficienta de pompaj, reducandu-se totodata imprastierile radiatiei pe neomogenitatile spatiale. Acest fenomen duce la o caracteristica $P_{ext} - I$ supraliniara; se observa in general in diodele laser cu suprafata mare, imediat dupa curentul de prag
- 4) cresterii eficientei de pompaj datorita scaderii lungimii de difuzie a purtatorilor. La nivele mari de injectie cresc concentratiile de purtatori de neechilibru si deci scade timpul de viata efectiva a lor, astfel incat lungimea de difuzie scade, si scade si fluxul de purtatori de sarcina spre suprafetele dispozitivului, unde se pierd prin recombinari neliniare. $P_{ext} - I$ devine supraliniara datorita acestui fenomen
- 5) autofocalizarii in spatiul regiunii active cauzata de cresterea (neliniara) a indicelui de refractie in aceasta regiune. Intensitatea mare a radiatiei duce la cresterea numarului tranzitiilor stimulate, deci la o depopulare, adica scade local concentratia purtatorilor de sarcina. Aceasta scadere a concentratiei de purtatori duce la cresterea indicelui de refractie, deci la cresterea locala a intensitatii radiatiei, urmata de cresterea recombinarii stimulate....Acest fenomen de autofocalizare influenteaza negativ eficienta laserilor cu injectie, si poate duce chiar la distrugerea dispozitivului

CONSTANTE DE TIMP CARACTERISTICE

- daca se aplica un impuls de current unei diode laser se observa doua efecte. Mai intai are loc o intarziere cu τ_i pana la aparitia radiatiei laser – acesta este timpul in care se realizeaza concentratia de purtatori de sarcina de neechilibru (inversia de populatie). Apoi are loc cresterea intensitatii radiatiei emise in τ_c – timp de crestere – pana la valoarea maxima in impuls a radiatiei emise. τ_i si τ_c depind de valoarea curentului

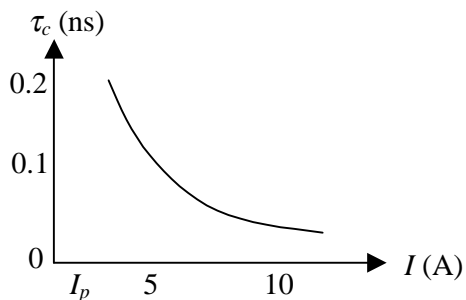
- τ_i creste cu cresterea curentului prin dioda laser. O formula aproximativa este



$$\tau_i = \tau_r \ln \frac{I}{I - I_p}$$

unde τ_r este timpul de viata a purtatorilor de sarcina determinat de procesele de recombinare radiative, I este valoarea de varf a curentului in impuls si I_p este valoarea in impuls a curentului de prag. Aceasta relatie este valabila pentru GaAs, la temperatura camerei, pentru $\tau_i \geq 5$ ns

- din determinari experimentale se constata ca τ_c scade cu cresterea curentului prin dioda



Nu exista o formula unica pentru timpul de crestere; el depinde de calitatea cavitatii rezonante. Pentru un rezonator de calitate (Q mare, $\tau_i \gg \eta_{ci} \tau_r$)

$$\tau_c = \frac{\tau_R}{1 - I_p / I}$$

unde $\tau_R = \frac{n/c}{g_p} = \left(\frac{\gamma_{ic}}{n} - \frac{c}{2nL} \ln R_1 R_2 \right)^{-1}$ este constanta de timp a rezonatorului optic.

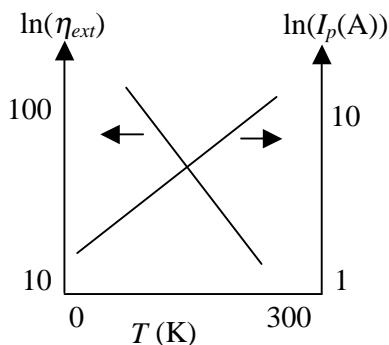
Pentru un rezonator de calitate slaba (Q mic, $\tau_r \eta_{ci} \gg \tau_R$)

$$\tau_c = \frac{1}{2\eta_{ci}\tau_r} \frac{I_p}{I}$$

DEPENDENTA DE TEMPERATURA A CARACTERISTICILOR LASERILOR CU SEMICONDUCTORI

- parametrii materialelor semiconductoare, deci si cei ai laserilor cu semiconductori, depind puternic de temperatura. De exemplu, I_p creste cu temperatura, deci si concentratia purtatorilor de sarcina creste, si cresc si pierderile optice γ_i (o parte a pierderilor este determinata de absorbtia radiatiei generate pe purtatorii liberi). I_p , pe de alta parte, creste cu temperatura pentru ca 1) indicele de refractie al mediului activ creste lent cu temperatura si I_p creste cu n , 2) la cresterea temperaturii creste si grosimea regiunii active care determina cresterea I_p

- forma aproximativa a dependentei lui I_p de temperatura este $I_p \cong I_0 \exp(T/\Theta)$ (vezi figura de mai jos), unde I_0 este valoarea lui I_p cand $T = 0$ K, iar $\Theta = 50 - 110$ K si depinde de nivelul de dopare (creste cu doparea)



- aceasta relatie se explica prin dependenta de temperatura a E_g in semiconductori. La GaAs, de exemplu, pragul de absorbtie fundamentala depinde de energia fotonilor ca

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{E_g - h\nu}{E_0}\right)$$

unde γ_0 este valoarea coeficientului de absorbtie cand $h\nu = E_g$, iar E_0 caracterizeaza distributia starilor energetice din vecinatatea BV si BC (distributia cozilor de stari)

- deoarece $E_g = E_{g0} - aT$, cu $a \cong 5 \times 10^{-4}$ eV/K,

$$\gamma = \gamma_0' \exp(aT/E_0)$$

cu $\gamma_0' = \gamma_0 \exp[-(E_{g0} - h\nu)/E_0]$.

- curentul de prag $I_p \approx g_p = \gamma_i - (1/2L) \ln R_1 R_2$. Daca $\gamma_i > (1/2L) \ln R_1 R_2$,

$$I_p = I_0 \exp(aT/E_0) = I_0 \exp(T/\Theta)$$

unde $\Theta = E_0/a$

- de asemenea, deoarece $\eta_{ext} \approx 1/g_p$, in aceeași aproximatie

$$\eta_{ext} = \eta_0 \exp(-aT/E_0) = \eta_0 \exp(-T/\Theta)$$

- dacă pierderile sunt dominate de alte mecanisme în afara absorbției fundamentale se obține alta dependență de temperatură. Dependența exponențială este însă cea mai întâlnită