

STĂRI STAȚIONARE ALE LASERULUI CU MEDIU ACTIV PUNCTE CUANTICE CU FEEDBACK OPTIC

DOI: 10.5281/zenodo.3989139

CZU: 535.33+621.38

Doctor în științe fizico-matematice, conferențiar universitar **Spiridon RUSU**

E-mail: spiridon.rusu@adm.utm.md

Doctorand **Eugeniu GRIGORIEV**

E-mail: eugeniu.grigoriev@fiz.utm.md

Doctor habilitat în științe fizico-matematice, profesor universitar **Vasile TRONCIU**

E-mail: vasile.tronciu@fiz.utm.md

Universitatea Tehnica a Moldovei

STATIONARY STATES OF QUANTUM DOTS LASER WITH OPTICAL FEEDBACK

Summary. The equations of stationary states of quantum dots lasers under the influence of double external optical feedback are obtained. The external feedback comes from a distant resonator with different reflectivities. The investigations are based on the Bloch equations model.

Keywords: quantum dots, laser, external optical feedback, stationary states.

Rezumat. Au fost obținute ecuațiile stărilor staționare ale laserului cu puncte cuantice sub influența feedback-ului optic dublu. Feedback-ul extern provine de la un rezonator distanțat cu coeficienți de reflexie diferiți. Investigațiile au la bază modelul ecuațiilor Bloch.

Cuvinte-cheie: puncte cuantice, laser, feedback optic, stări staționare.

1. INTRODUCERE

Laserele semiconductoare au devenit indispensabile în societatea modernă. Astăzi activitatea de zi cu zi este inimaginabilă fără computere personale, acces internet, imprimante laser, display-uri etc., a căror funcționare este bazată pe dispozitive laser. Laserele semiconductoare sunt utilizate pe larg într-un șir de domenii, cum ar fi medicină, comunicații optice, industria chimică, sisteme CD, DVD, BD, mecanică și măsurători, spectroscopie, sisteme display și multe altele.

De menționat că laserele semiconductoare prezintă interes nu numai sub aspectul aplicațiilor extrem de utile, ci și al cercetărilor fundamentale, întrucât constituie sisteme nelineare. În ultimii ani progresele înregistrate la elaborarea noilor dispozitive optoelectronice au impulsat cercetarea diferitor aspecte ale tehnologiilor de creștere a structurilor cu puncte cuantice. Importanța acestor tehnologii optoelectronice este determinată de necesitățile crescânde ale societății în elaborarea și construirea dispozitivelor cu viteze tot mai mari de transfer al datelor, cu dimensiuni și costuri cât mai mici, dar și cu eficiență energetică înaltă. Astfel, structurile cu puncte cuantice au devenit un mediu activ destul de prielnic al laserelor, înlocuind structurile cu gropi cuantice.

Pentru a fi util în diverse aplicații, doar elaborarea laserului nu este suficientă. Laserul trebuie să posedă și proprietăți atât controlabile, cât și compatibile cu cerințele ingineresti, de exemplu, ale rețelelor existente. De asemenea, este foarte importantă stabilitatea funcționării laserelor, care joacă un rol decisiv practic în fiecare aplicație posibilă a acestor dispozitive.

Avantajele laserelor cu mediu activ puncte cuantice au fost prezise în urmă cu aproximativ douăzeci de ani. Printre acestea pot fi menționate: valoarea mică a curentului de prag; dependență slabă de temperatură, coeficienți de amplificare atât de material, cât și diferențiali mai mari; frecvențe mai înalte de modulare, bruij mai slab în funcție de impuls, semnale slab modulate în frecvență și sensibilitate joasă la acțiunea feedback-ului optic [1; 2; 3]. Avantajele nominalizate ale laserelor cu puncte cuantice s-au bazat pe existența unor densități de sarcină discrete. Cu toate acestea, realizarea practică a dispozitivelor respective a fost relativ lentă. Chiar și pentru cel mai frecvent studiat material GaAs, proprietățile controlabile ale laserilor nu au fost încă valorificate pe deplin [4; 5].

În prezent, se atestă progrese în fabricarea fiabilă a structurilor cu puncte cuantice de tip GaN. Este cunoscut că până și valorile mici ale intensității feedback-ului optic pot destabiliza funcționarea laserelor,

inducând instabilități și generând un comportament dinamic foarte complicat, numit haos. În cazul sistemelor de comunicare CD și DVD feedback-ul se datorează reflexiei de la interconectare sau de la CD și poate provoca creșterea zgomotului de fază și/sau de intensitate, comutarea modurilor, distrugerea coerenței, lărgirea liniei spectrale etc. [6]. O abordare cuantică-optică completă pentru auto-feedbackul optic al unui laser cu micro-cavitate este dezvoltată în [6].

În acesta lucrare este studiat comportamentul laserului cu mediu activ puncte cuantice cu feedback provenit de la un rezonator Fabry-Perot exterior. În paragraful 2 al lucrării vom descrie schema laserului și modelul matematic, iar în paragraful 3 sunt prezentate rezultatele calculelor stărilor staționare. În paragraful 4 sunt trase concluziile.

2. SCHEMA LASERULUI. MODELUL MATEMATIC

Modelul schematic al laserului cu puncte cuantice este prezentat în figura 1. Studiul teoretic are la bază o structură a laserului cu puncte cuantice similară celei relatate în [7]. Acest laser constă din stratul care reprezintă mediul activ cu puncte cuantice GaN și un rezonator exterior Fabry-Perot.

Este bine cunoscut că modelul ecuațiilor ratelor constituie o metodă standard pentru a descrie și examina dinamica diferitelor lasere semiconductoare. Totuși, mai complex este modelul ecuațiilor Bloch, în care rata de anihilare a fotonilor și degradarea polarizării are mărime de ordin similară.

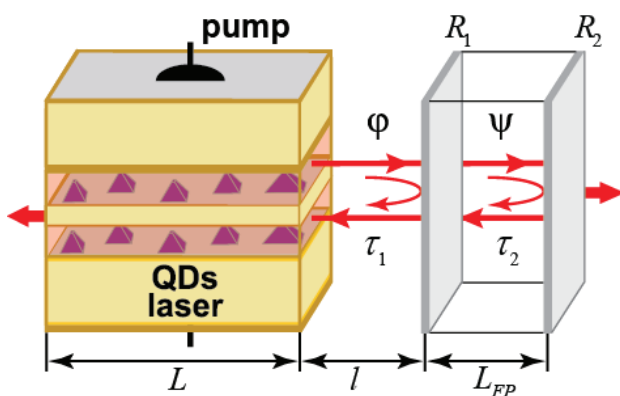


Figura 1. Schema laserului pe bază de puncte cuantice: R_1 – coeficientul de reflexie al oglinzii mai apropiate de laser; R_2 – coeficientul de reflexie al oglinzii mai îndepărtate; L – lungimea laserului; l – distanța dintre laser și rezonator; L_{FP} – lungimea rezonatorului Fabry-Perot.

Curentul este injectat numai în regiunea activă.

Considerăm structura prezentată în figura 1 și modelul laserului cu mediu activ puncte cuantice folosind următorul sistem de ecuații Bloch [7; 8; 9], în care E este amplitudinea câmpului, p – polarizarea, N – inversiunea, iar termenii cu G_1 și cu G_2 descriu feedbackul dublu

$$\frac{dE}{dt} = -\kappa E + 2Z^{QD}\Gamma|g|p + \frac{Z^{QD}\Gamma\beta F_p}{\tau_{sp}E^*} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 e^{i\varphi} E(t-\tau_1) + \Gamma_2 e^{i\psi} E(t-\tau_2), \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma p + |g|EN, \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} = -4|g|Ep + \frac{N_0(w_e) - N}{T_1(w_e)} - \frac{F_p}{\tau_{sp}} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2. \quad (3)$$

Numărul de puncte cuantice din regiunea activă a laserului este notat cu Z^{QD} . $t_1 = 2l/c$ și $t_2 = 2L_{FP}/c_g$ sunt timpuri de întârziere dintre laser și rezonator și, respectiv, în rezonator. c este viteza luminii în vid, iar c_g în rezonator. Factorul de umplere G reprezintă partea de puncte cuantice din volumul modului care contribuie la emisia laser. El constituie partea din regiunea activă care amplifică un anumit mod, iar pentru un laser cu un singur mod G este un parametru constant. Timpul de viață al inversiunii $T_1(w_e)$ depinde de densitatea purtătorilor de sarcină. κ este rata de anihilare a fotonilor, iar g este parametrul de degradare a polarizării. t_{eff} este rata efectivă a emisiilor spontane și este dată de factorul Purcell F_p și de rata de emisie spontană t_{sp} , adică $t_{eff} = F_p/t_{sp}$. g și β reprezintă factorii de cuplare și de emisie spontană. Factorul β descrie procentul de fotoni cu emisie spontană, care sunt emiși în modul de undă al cavității rezonante [7].

Pentru mediul activ puncte cuantice GaN parametrii din sistemul de ecuații (1) – (3) au următoarele valori: $\kappa = 10^{11} \text{ s}^{-1}$; $t_{sp}^{-1} = 10^{10} \text{ s}^{-1}$; $\gamma = 0,1$; $g = 3,5 \text{ ns}^{-1}$; $T_1(w_e) = 8 \cdot 10^{10} \text{ s}$; $N_0(w_e) = 0,9$; $Z^{QD} = 10^6$; $\tau_0 = 10^{-9} \text{ s}$.

Pentru analiza numerică ulterioară a sistemului de ecuații (1) – (3) este mai comod să normăm ecuațiile acestui sistem la timpul de viață al purtătorilor de sarcină τ_0 , introducând următorii parametri noi și coeficienți adimensionali:

$$\tilde{\kappa} = \kappa \cdot \tau_0; \quad |\tilde{g}| = |g| \cdot \tau_0; \quad \frac{1}{\tilde{\tau}_{sp}} = \frac{1}{\tau_{sp}} \cdot \tau_0; \quad \frac{1}{\tilde{T}_1} = \frac{1}{T_1} \cdot \tau_0;$$

$$A = 2Z^{QD}\Gamma|\tilde{g}|; \quad B = \frac{Z^{QD}\Gamma\beta F_p}{\tilde{\tau}_{sp}}; \quad C = \frac{F_p}{\tilde{\tau}_{sp}}. \quad (4)$$

Cu ajutorul noilor notații (4), parametrii adimensionali capătă valorile: $\tilde{\kappa} = 100$; $\tilde{\gamma} = 3,5$; $\tilde{\tau}_{sp}^{-1} = 10$; $\tilde{\gamma} = 100$ și $\tilde{T}_1^{-1} = 80$, iar sistemul de ecuații (1) – (3) obține forma

$$\frac{dE}{d\tau} = -\tilde{\kappa}E + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} p + \frac{B}{E^*} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2 +$$

$$+\Gamma_1 e^{-i\varphi} E(\tau - \tau_1) + \Gamma_2 e^{-i\psi} E_2(\tau - \tau_2), \quad (5)$$

$$\frac{dp}{d\tau} = -\tilde{\gamma} p + \tilde{g} N E, \quad (6)$$

$$\frac{dN}{d\tau} = -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} E^* p + \frac{d_0 - N}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2. \quad (7)$$

Ecuțiile adimensionale (5) – (7) reprezintă un sistem de ecuații diferențiale neliniare ce descriu dinamica laserului cu puncte cuantice reprezentat schematic în figura 1.

3. ANALIZA CAZULUI STAȚIONAR

În continuare vom analiza soluțiile sistemului de ecuații (5) – (7) sub forma așa-numitelor moduri ale cavității exterioare

$$E = E_s e^{i\omega_s t}; \quad p = p_s e^{i\omega_s t + i\alpha_s}; \quad N = N_s. \quad (8)$$

Pentru comoditate vom utiliza următoarele notații

$$\omega_s \tau_1 + \varphi \equiv \Phi; \quad \omega_s \tau_2 + \psi \equiv \Psi. \quad (9)$$

În cazul staționar ($dE_s/d\tau = dp_s/d\tau = dN_s/d\tau = 0$), din sistemul de ecuații (5) – (7), utilizând (8) și (9), obținem următorul set de ecuații

$$\left\{ \begin{aligned} i\omega_s E_s &= -\tilde{k} E_s + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} p_s (\cos \alpha_s + i \sin \alpha_s) \\ &+ \frac{B}{E_s^*} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 E_s (\cos \Phi - i \sin \Phi) \\ &+ \Gamma_2 E_s (\cos \Psi - i \sin \Psi), \\ i\omega_s p_s &= -\tilde{\gamma} p_s + \tilde{g} N_s E_s (\cos \alpha_s - i \sin \alpha_s), \\ 0 &= -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} E_s^* p_s (\cos \alpha_s + i \sin \alpha_s) \\ &+ \frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

După separarea părții reale și a celei imaginare în (10), obținem:

$$\left\{ \begin{aligned} 0 &= -\tilde{k} E_s + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} p_s \cos \alpha_s + \frac{B}{E_s^*} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2 \\ &+ \Gamma_1 E_s \cos \Phi + \Gamma_2 E_s \cos \Psi, \\ \omega_s E_s &= \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} p_s \sin \alpha_s - \Gamma_1 E_s \sin \Phi - \Gamma_2 E_s \sin \Psi, \\ 0 &= -\tilde{\gamma} p_s + \tilde{g} N_s E_s \cos \alpha_s, \\ \omega_s p_s &= -\tilde{g} N_s E_s \sin \alpha_s, \\ 0 &= -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} E_s^* p_s \cos \alpha_s + \frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2, \\ 0 &= -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} E_s^* p_s \sin \alpha_s. \end{aligned} \right. \quad (11)$$

În ecuațiile (8) – (11) N_s este valoarea de amplitudine a densității purtătorilor de sarcină, p_s – valoarea de amplitudine a vectorului de polarizare, E_s este amplitudinea câmpului laserului, iar ω_s este frecvența modurilor exterioare. În urma unor transformări algebrice simple obținem următorul sistem de ecuații:

$$\left\{ \begin{aligned} 0 &= -\tilde{k} + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} \cdot \frac{p_s}{E_s} + \frac{B}{|E_s|^2} \cdot \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2 \\ &+ \Gamma_1 \cos \Phi + \Gamma_2 \cos \Psi, \\ \omega_s &= -\Gamma_1 \sin \Phi - \Gamma_2 \sin \Psi, \\ 0 &= -\tilde{\gamma} \frac{p_s}{E_s} + \tilde{g} N_s, \\ 0 &= -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} |E_s|^2 \frac{p_s}{E_s} + \frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Din sistemul de ecuații (12), folosind notațiile (9) pentru frecvența modurilor cavității externe se obține următoarea ecuație transcendentă pentru ω_s :

$$\omega_s = -\Gamma_1 \sin(\omega_s \tau_1 + \varphi) - \Gamma_2 \sin(\omega_s \tau_2 + \psi). \quad (13)$$

Tot din (11) se obțin și valorile de amplitudine ale intensității câmpului laserului și ale vectorului de polarizare

$$E_s = \sqrt{\frac{1}{CN_s} \left[\frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2 \right]}, \quad (14)$$

și

$$p_s = \sqrt{\frac{\tilde{g}^2 N_s}{C\tilde{\gamma}^2} \left[\frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s + 1}{2} \right)^2 \right]}, \quad (15)$$

în care densitatea purtătorilor de sarcină N_s este soluția ecuației de ordinul trei

$$\begin{aligned} &\tilde{T}_1 D N_s^3 + [\tilde{T}_1 \Gamma_f + 2\tilde{T}_1 D - 4\tau_{eff} A] N_s^2 + \\ &+ [\tilde{T}_1 D + 2\Gamma_f (T_1 + 2\tau_{eff}) + 4d_0 A \tau_{eff}] N_s + \\ &+ \Gamma_f (T_1 - 4d_0 \tau_{eff}) = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

unde

$$\Gamma_f = \tilde{k} - \Gamma_1 \cos \Phi - \Gamma_2 \cos \Psi; \quad D = \tilde{\tau}_{eff} B C - A.$$

Astfel am obținut un set de ecuații ce descriu stările staționare ale sistemului laser prezentat în figura 1.

În final, considerăm că rezultatele expuse în această lucrare oferă o bază pentru studiile viitoare, în special pentru investigații mai detaliate privind funcționarea laserelor cu puncte cuantice sub influența feedback-ului optic exterior.

4. CONCLUZII

În aceasta lucrare au fost studiate stările staționare ale laserului cu mediu activ puncte cuantice sub influența feedback-ului optic. În acest scop a fost utilizat modelul ecuațiilor Bloch, în cadrul căruia au fost obținute expresiile pentru valorile de amplitudine ale intensității câmpului laserului și ale vectorului de polarizare, precum și o ecuație algebrică de ordinul trei pentru determinarea densității purtătorilor de sarcină. De asemenea, a fost obținută o ecuație transcendentă pentru determinarea modurilor cavității exterioare.

Îndeplinirea acestei lucrări a fost posibilă cu susținerea financiară a proiectului 20.80009.5007.08.

BIBLIOGRAFIE

1. Arakawa Y. and Sakaki H. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40. 1982, p. 939-941.
2. Asada M., Kameyama A., Suematsu Y. Gain and inter-valence band absorption in quantum-well lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 1984, QE-20, p. 745-753.
3. Miyamoto Y., Miyake Y., Asada M., Suematsu Y., Threshold current density of GaInAsP/InP quantum-box lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 1989, 25, p. 2001-2006.
4. Grundmann M., The present status of quantum dot lasers. In: *Physica E* 5, 2000, p. 167-184.
5. Bimberg D., Ribbat Ch., Quantum dots: lasers and amplifiers. In: *Micro-electronics Journal*, 2003, 34, p. 323-328.
6. Lingnau B., Chow W. W., Schöll E., Lüdge K. Feedback and injection locking instabilities in quantum-dot lasers: a microscopically based bifurcation analysis. In: *New J. Phys.* 2013, 15, 093031.
7. Aust R. et al. *Optical and Quantum Electronics*. vol. 48. 2016, nr. 2, 109.
8. Luedge K. in *Nonlinear Laser Dynamics - From Quantum Dots to Cryptography*, ed. by K. Luedge (WILEY-VCH Weinheim, Weinheim, 2012), chap. 1, p. 3-34.
9. Lingnau B., Luedge K., Chow W.W., Schoell, Influencing modulation properties of quantum-dot semiconductor lasers by carrier lifetime engineering. In: *E. Appl. Phys. Lett.* 2012, 101(13), 131107.



Iurie Canașin. *Ovidiu*, 1982, bronz, Kiev, Ucraina.