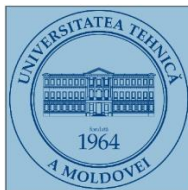


UNIVERSITATEA TEHNICĂ A MOLDOVEI

Departamentul Fizică



Cu titlu de manuscris

C.Z.U: 05.45.-a, 42.65.Sf, 42.55.Px

OLOINIC TATIANA

**DINAMICA COMPLEXĂ A LASERELOR SEMICONDUCTOARE CU MEDIU ACTIV
GROPI SI PUNCTE CUANTICE**

131.03 – FIZICĂ STATISTICĂ ȘI CINETICĂ

Teză de doctor în fizică

Conducător științific: V. F. Vasile TRONCIU prof. univ., dr. hab. în șt. fiz-mat.

Comisia de îndrumare: Spiridon RUSU conf. univ., dr. în șt. fiz-mat.

N. CIOBANU conf. univ., dr. în șt. fiz-mat.

Deniș NICA conf. cerc., dr. hab. în șt. fizice.

Autor: Tatiana OLOINIC

CHIȘINĂU 2026

© Oloinic Tatiana, 2026

CUPRINS

ADNOTARE.....	5
SUMMARY.....	6
LISTA ABREVIERILOR.....	7
LISTA FIGURILOR.....	8
INTRODUCERE.....	12
1.LASERE SEMICONDUCTOARE – ELEMENT CHEIE A SISTEMELOR OPTOELECTRONICE DE COMUNICARE.....	21
1.1 Scurt istoric din domeniul laserelor semiconductoare.....	21
1.2 Punctele cuantice ca mediu activ al laserelor.....	28
1.3 Modele teoretice ale laserelor cu puncte cuantice	32
1.4 Elemente de control a emisiei laserului cu semiconductoare	38
1.5 Concluzii la CAPITOLUL 1.....	40
2. LASERELE SEMICONDUCTOARE CU MEDIU ACTIV GROPI ȘI PUNCTE CUANTICE SUB INFLUENȚA FEEDBACKULUI OPTIC EXTERIOR MULTIPLU CA ELEMENT DE BAZA A SISTEMELOR DE COMUNICARE BAZATE PE HAOS.....	41
2.1. Introducere	41
2.2 Lasere cu mediu activ gropi cuantice cu cavități aer.	43
2.2.1 Rezultate numerice ale dinamicii laserelor și a comunicării bazate pe haos....	44
2.3 Lasere cu puncte cuantice si cavități aer	49
2.3.1 Schema laserului si ecuațiile care-i descriu dinamica.....	49
2.3.2 Ecuațiile cazului staționar	50
2.3.3 Bifurcațiile din sistem	55
2.3.4 Rezultatele simulării numerice. Sincronizarea laserelor identice.....	61
2.4 Sincronizarea a două lasere cu puncte cuantice și cavități aer cu parametri diferiți	69
2.5 Concluzii la Capitolul 2.....	74
3. UTILIZAREA DIFERITOR SCHEME LASER PENTRU CODIFICAREA ȘI DECODIFICAREA INFORMAȚIEI ÎN SISTEMUL DE COMUNICARE OPTICĂ BAZATĂ PE HAOS. APLICAȚII.	77
3.1. Sistemele de comunicare optică cu haos.....	77

3.2. Schema laserului sub formă literei T, parametri și ecuațiile ce-l descriu.....	78
3.3 Rezultatele calculelor numerice	79
3.4 Propuneri noi de dispozitive fotonice cu secțiuni pasive și cavități de aer la scară Nanometrică	86
3.5 Concluzii la Capitolul 3	93
4. COMPORTAMENTUL LASERULUI CU PUNCTE CUANTICE SUB INFLUENȚA FEEDBACK-ului CONVENȚIONAL ȘI FEEDBACK OPTIC CU FILTRU.....	94
4.1 Introducere.....	94
4.2 Ecuații de baza ale dinamicii neliniare a laserelor.....	95
4.3 Distribuția modurilor cavităților exterioare și evoluția în timp a puterii emergente.	103
4.4 Concluzii la Capitolul 4	107
CONCLUZII GENERALE ȘI ECOMANDĂRI.....	108
BIBLIOGRAFIE.....	110
Anexa 1 Lista publicațiilor la tema tezei	125
MULȚUMIRI.....	128
Declarație privind asumarea răspunderii.....	129
CURRICULUM VITAE.....	130

ADNOTARE

la teza „**Dinamica complexă a laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi și puncte cuantice**”, prezentată de Tatiana OLOINIC pentru conferirea gradului de doctor în științe fizice la specialitatea 131.03 „Fizică statistică și cinetică”. Chisinau 2026.

Structura tezei include: introducere, 4 capitole, concluzii generale și recomandări. Teza se expune pe 131 pagini, bibliografia utilizată în teză constă din 147 titluri, 56 figuri. Rezultatele științifice prezentate în teză au fost publicate în 18 lucrări.

Cuvinte cheie: lasere semiconductoare cu puncte cuantice, comportament haotic, bifurcații, dinamica complexă, sincronizare, comunicare optică bazată pe haos.

Domeniul de studiu: Științe ale naturii.

Scopul tezei: Scopul tezei constă în dezvoltarea teoriei dinamicii neliniare și complexe a laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi și puncte cuantice prin propunerea de noi dispozitive cu secțiuni aer pentru utilizarea lor în sistemele optice de comunicare bazată pe haos.

Obiectivele: Dezvoltarea unui model ce descrie dinamica complexă a laserelor semiconductoare cu un mediu activ puncte cuantice supus unui feedback optic rezultat de la un rezonator exterior cu cavitate aer. Simularea efectelor dinamice neliniare a laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice prin metodele modelării numerice. Analiza bifurcațiilor și stărilor staționare care apar în sistemul de ecuații diferențiale cu întârziere ce descriu sistemul laser cu feedback de la cavități exterioare și obținerea soluțiilor analitice. Determinarea parametrilor și a modului de apariție a diferitor structuri temporale precum autopulsații, turbulență optică și haos. Determinarea condițiilor de sincronizare perfectă a două lasere semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice cu feedback multiplu și cavități aer cuplate unidirecțional. Analiza utilizării diferitor tehnici de codificare a informației în sistemul de comunicare bazate pe haos. Cercetarea comportamentului staționar al laserului cu puncte cuantice cu feedback dublu: unul convențional, iar altul cu filtru.

Noutatea și originalitatea științifică a rezultatelor: pentru prima dată este prezentat o structură nouă al laserului semiconductor și s-a analizat funcționarea acestuia sub influența unui feedback optic având origine de la mai multe cavități exterioare. S-a observat prezența unui comportament haotic în evoluția puterii emergente. De asemenea, s-a studiat funcționarea sincronă a două lasere semiconductoare cu mediu activ și puncte cuantice prin cuplarea lor unidirecțională. S-a realizat codificarea și decodificarea informației transmise prin astfel de sistem.

Problema științifică soluționată în teză constă în studiul teoretic al structurilor noi ale laserului cu semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la mai multe cavități exterioare pentru aplicații în sistemele de comunicare bazate pe haos. Prin simulare numerică a fost obținut domeniul parametrilor ce caracterizează dinamica neliniară a laserelor propuse, în particular pentru regiunile haotice.

Semnificația teoretică și aplicativă constă în prezentarea unui model teoretic inedit al laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice fiind influențat de feedback-ul de la mai multe cavități unele fiind aer. Obținerea expresiilor analitice ale stărilor staționare. Identificarea, folosind programul DDE-biftool, a bifurcațiilor ce apar în sistem în condițiile comportamentului dinamic nelinear. Identificarea domeniului de apariție în planul a doi parametri a autopulsațiilor și haos optic puternic în laserele considerate. Elaborarea schemei de conectare a două lasere cuplate unidirecțional pentru a realiza sincronizarea perfectă în cazul laserelor identice. Studiarea teoretică a fenomenelor optice ce apar în laserele cu puncte cuantice care prezintă interes major pentru înțelegerea funcționării lor și ulterior realizarea experimentală. Abordarea teoretică a procesului de comunicare optică bazată pe haos într-un sistem de lasere cu gropi cuantice cuplate unidirecțional în cazul laserelor non-identice.

Implementarea rezultatelor științifice: rezultatele științifice ale tezei au fost cu succes implementate în cadrul proiectului din Programul de Stat 20.80009.5007.08.

SUMMARY

of the thesis “**Complex dynamics of semiconductor lasers with active medium quantum wells and dots**”, presented by Tatiana Oloinic to obtain the PhD degree in physical science in the specialty 131.03 “Statistical and kinetic physics”. Chisinau 2026.

The structure of the thesis includes: introduction, 4 chapters, as well as general conclusions and recommendations. The thesis is presented on 131 pages. The bibliography of scientific papers consist of 147 titles. 56 figures are present. The results of this thesis are published in 18 papers.

Keywords: semiconductor quantum dot lasers, chaotic behavior, bifurcations, complex dynamics, timing, chaos-based optical communications.

Research field: Natural Sciences.

The main purpose of the thesis consists in developing the theory of nonlinear dynamics of semiconductor lasers with active medium of quantum dots; proposing new air-section devices for their use in optical chaos-based communication system; the development of new programs for performing numerical calculations in order to find parameters that correspond to the operation of lasers in a chaotic regime, the theoretical explanation of the phenomena observed in the experiments.

The objectives: Development of a model that describes the complex dynamics of semiconductor lasers with active medium quantum dots with optical feedback from an external resonator with an air cavity. Analysis of bifurcations and steady states occurring in the system of delayed differential equations describing the laser system with feedback from external cavities and obtaining analytical solutions, as appropriate. Determining the parameters and the mode of appearance of different temporal structures such as self-pulsations, optical turbulence and chaos. The latter is the necessary condition for optical communication systems based on chaos. Determination of perfect synchronization conditions of two active medium semiconductor lasers with multiple feedback quantum dots and unidirectional coupled air cavities. Analysis of the use of different information coding techniques in chaos-based communication system. Simulations of nonlinear dynamic effects of semiconductor lasers with quantum dot active medium through numerical modelling methods. Investigating the steady state behavior of double feedback quantum dot laser: one conventional and one with filter. The study of chaos-based communication using quantum-hole lasers and multiple feedback. Numerical modelling by simulating the nonlinear dynamical effects of self-pulsations, optical turbulence and chaos.

Scientific novelty and originality of the results: for the first time, a new structure of the semiconductor laser is presented and its operation under the influence of optical feedback from several external cavities was analyzed. The presence of chaotic behavior in the evolution of emerging power was observed. The synchronous operation of two active medium semiconductor lasers and quantum dots by their unidirectional coupling was also studied. Coding and decoding of the information transmitted through such a system was achieved. Numerical modelling by simulating the nonlinear dynamical effects of self-pulsations, optical turbulence and chaos.

The scientific problem solved consists in proposing new structures of semiconductor lasers with quantum dot active media, with the aim of a theoretical analysis of the dynamic behaviour and its operation for their use in chaos-based optics.

Theoretical and practical significance: in this thesis, the complex dynamics of semiconductor lasers with active medium quantum dots influenced by an optical feedback from several external cavities is demonstrated. New structures of lasers were proposed and optical phenomena such as optical turbulence, unidirectional synchronization of lasers were theoretically investigated. According to the presented theoretical results, lasers have their applicability in various fields and in everyday life their rapid development is a current requirement.

Implementation of scientific results: the results of this thesis were successfull implemented within the State Programs 20.80009.5007.08.

LISTA ABREVIERILOR

LS –Laser Semiconductor

FO – Feedback Optic

FOC – Feedback Optic Convențional – (conventional optical feedback – COF)

UC – unde continui (CW continue wave)

AP- AutoPulsații

FP – Fabry-Perot

MCE - Moduri ale Cavității Exterioare

AMCE – Antimoduri ale Cavității exterioare

ODE - ecuație diferențiale ordinare

DDE – ecuații diferențiale cu întârziere

AUTO - pachetul software pentru ecuații diferențiale ordinare

DDE-biftool - pachetul software pentru ecuații diferențiale cu întârziere

LISTA FIGURILOR

Fig.1.1. Scheme energetică cu trei nivele pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic	26
Fig.1.2. Schema de funcționare a unui laser cu rubin	26
Fig.1.3. Dioda laser homojonctiune	27
Fig.1.4. Reprezentarea schematică a structurii mediului activ al diodei laser cu heterostructură dublă de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP	28
Fig. 1.5. Reprezentarea schematică a unei gropi cuantice	29
Fig. 1.6. Imaginea cristalelor de InAs pe substratul de GaAs	20
Fig. 1.7. Metodă ce are la bază tehnicile de gravură pornește de la o structură de tip „groapă cuantică”, în care alternează straturile de GaAs cu cele de AlGaAs și electronii sunt confinați într-un plan, formând un gaz electronic bidimensional. Nanocristalele vor rezulta din îndepărtarea materialului din gravură, rămânând punctul cuantic de formă cilindrică	31
Fig.1.8 Schema de configurare a dispozitivului laser considerat cu feedback optic întârziat de la o cavitate externă	36
Fig. 2.1 Schema laserului semiconductor cu feedback optic din cavități cu mai multe secțiuni.	44
Fig. 2.2. Comportamentul periodic. (a) puterea emergentă și (b) densitatea purtătorilor de sarcină. (c) Portretul de fază al laserelor semiconductoare sub influența feedbackului optic din mai multe cavități în planul a doi parametri (P-N). Alți parametri sunt $\alpha = 5$, $\gamma_1 = 5$, $\gamma_2 = 5$, $\gamma_3 = 5$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 0$.	45
Fig. 2.3. Comportamentul haotic. Puterea emergentă în funcție de timp (a) și densitatea purtătorilor de sarcină (b). Faza laserelor semiconductoare sub influența feedbackului optic provenit de la mai multe cavități în planul mai multor cavități (P-N). Alți parametri sunt $\alpha = 5$, $\gamma_1 = 5$, $\gamma_2 = 10$, $\gamma_3 = 15$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 0.11$.	46
Fig. 2.4. Diagrama bifurcației pentru γ_1 (a) și γ_2 (b) ca parametri ai bifurcației. Alți parametri sunt: $\phi = \pi/2$, $\psi = 0$, $\phi = 3\pi/2$.	46
Fig. 2.5. Diagrama bifurcației pentru $\psi/2\pi$ (sus) și $\phi/2\pi$ (jos) ca parametri ai bifurcației. Alt parametru este $\phi = \pi/2$.	47
Fig. 2.6. Diagrama bifurcației pentru $\phi/2\pi$ ca parametru al bifurcației. Alt parametru este: $\phi = \pi/2$.	47
Fig. 2.7. Configurația transmițător receptor.	48
Fig. 2.8. Diagrama de sincronizare în planul $\phi-\phi$ pentru parametrului nivelului de cuplare $k = 100 \text{ ns}^{-1}$ și diferite valori ale fazei ψ : (a) $\psi=0$, (b) $\psi=\pi/4$.	48
Fig. 2.9. Rezultatul numeric de transmitere și decodare a unui mesaj digital de 5 Gbit/s	49
Fig. 2.10. Schema laserului. l_0 este lungimea laserului, l este distanța dintre partea laterală a laserului și prima oglindă a rezonatorului. L este distanța dintre oglinzi, ω_0 este frecvența laserului, ϕ este faza feedback-ului în cavitatea cu aer și ψ este faza în interiorul rezonatorului. τ_l și τ_L sunt timpul pentru cavitățile exterioare respective.	50

Fig. 2.11. Locul geometric al modurilor cavităților exterioare (MCE) în planul ($N_s - \omega_s$) pentru faza feedback - ului fixată $\psi = \pi/2$ și diferite valori ale puterii feedback - ului (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 0$ (COF), (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$, (c) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$, (d) $\Gamma_1 = 20, \Gamma_2 = 20$. Anti-modurile cavităților exterioare AMCE. SN, bifurcația șa - nod.	55
Fig. 2.12. (a) Liniile bifurcațiilor șa-nod (subțiri) și trans-critice (îngroșate) pentru diferite locații și numere a modurilor cavităților exterioare ECM în corespundere cu regiunile respective. (b) Diagrama bifurcațiilor pentru stările de echilibru în planul $ E $ în dependență de puterea feedback-ului Γ_1 pentru $\varphi = \pi/2$. Liniile solide reprezintă modurile, iar liniile punctate anti-modurile. Pătratele indică bifurcațiile șa-nod. Rombul caracterizează bifurcația trans-critică. Alt parametru: $\Gamma_2 = 10$.	56
Fig. 2.13. Bifurcațiile principale a sistemului (2.1) – (2.3) pentru $\psi = \pi/2$ și (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$, (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$. Pătratul, bifurcația șa-nod (SN) care separă modurile de anti-moduri. Cercul reprezintă bifurcația Hopf.	58
Figura 2.14. Liniile ce determină bifurcațiile Hopf ale modurilor cavităților exterioare pentru $\psi = \pi/2$ la diferite locații în planul $(\varphi - \Gamma_1)$ pentru (a) $\Gamma_2 = 10$ și (b) $\Gamma_2 = 20$.	59
Fig. 2.15. Exemplu de soluții ale ecuației caracteristice (2.30) pentru diferite tipuri de stări de echilibru. (a) echilibru stabil – focus, (b) bifurcația Hopf, (c) echilibru instabil – ciclul limita, (d) echilibru instabil. Parametri utilizați în figura aceasta corespund celor din Figura 2.14.	61
Fig. 2.16. Timpul de evoluție a puterii emergente (stânga) și portretul de fază (dreapta) pentru diferite valori ale fazei. faza φ (a) $\varphi = \pi/2$, unde continui, (b) $\varphi = 0$, auto-pulsații, și (c) $\varphi = \pi$, comportamentul haotic. Alți parametri: $\Gamma_1 = 20, \Gamma_2 = 20, \psi = \pi/2$.	64
Fig. 2.17 Haos optic dinamic: Evoluția în timp pentru (a) puterea emergentă P , (b) densitatea purtătorilor N , și (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic ρ . (d) Portretul de fază a puterii emergente P - densitatea purtătorilor N . Pentru următorii parametri $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 20, \varphi = \pi/2, \psi = \pi$.	65
Fig. 2.18. Haos cu amplitudine mică: Evoluția în timp pentru (a) puterea emergentă P , (b) densitatea purtătorilor N , și (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic ρ . (d) Portretul de fază a puterii emergente si densitatea purtătorilor N . Pentru următorii parametri: $\Gamma_1 = 11.0, \Gamma_2 = 25.0, \varphi = \pi/2, \psi = \pi$.	66
Fig. 2.19 Comportamentul cvasi - periodic: Evoluția în timp pentru (a) puterea emergentă P , (b) densitatea purtătorilor N , și (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic ρ . (d) Portretul de fază a puterii emergente P - densitatea purtătorilor N . Pentru următorii parametri: $\Gamma_1 = 11.0, \Gamma_2 = 20.0, \varphi = -\pi/2, \psi = \pi$.	677
Fig. 2.20. Diagrama numerică a bifurcației pentru faza φ și parametrul bifurcației $\psi = \pi/2$ și diferite puteri ale feedback-ului (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$; (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$, și (c) $\Gamma_1 = 20, \Gamma_2 = 20$.	68
Fig. 2.21 Diagrama bifurcațiilor obținută numeric pentru valorile γ_1 (stânga) și γ_2 (dreapta). CW - indică regimul de de operare prin unde continue, cerculețul H indică bifurcația Hopf,	69

iar P arată maximul soluțiilor periodice. Parametrii sunt: $B = 0.01$, $C = 40$, $J = 20$, $g = 1200$, $\gamma_{ns} = 1.0$, $\gamma_{np} = 500.0$, $\alpha = 2.0$.	
Fig. 2.22. Procesul de sincronizare a două lasere identice prezentate în Figura 2.10. (a) traseul pulsului laserului principal care prezintă un comportament haotic. (b) traseele pulsurilor laserelor master și slave în procesul de sincronizare. Jos: Diagrama de sincronizare.	70
Fig. 2.23 Schema laserului cu mediu activ puncte cuantice influențat de un feedback optic multiplu extern. Fazele ψ și Θ sunt controlate de un curent aplicat. R_1 și R_2 sunt reflectivitatea fațetei aer-material a primei secțiuni de fază. R_3 și R_4 sunt reflectivitățile celei de a doua secțiune de fază.	71
Fig. 2.24. Coeficient de corelație încrucișată în funcție de diferența de fază de reacție (master de fază – slave de fază) pentru cuplarea $\zeta = 20$. Parametri: $\varphi_s = 0$, $\psi_m = \psi_s = \pi/5$, $\chi_s = 0$, $\theta_m = \theta_s = \pi/4$.	73
Fig. 2.25. Sincronizarea pentru punctul A și B din 2.16.	74
Fig. 2.26. Coeficient de corelație încrucișată în funcție de diferența dintre (a) coeficientul de amplificare și (b) numărul de puncte cuantice ale laserelor master și slave. Parametri: $\varphi_s = \varphi_m = 0$, $\psi_m = \psi_s = \pi/5$, $\chi_m = \chi_s = 0$, $\theta_m = \theta_s = \pi/4$. Parametrii cu valoare fixă pentru laserul slave sunt $G(\text{slave})=60$, $ZQD(\text{slave}) = 1000$.	75
Fig. 3.1. Schema laserului semiconductor sub influența unui feedback optic dublu provenit de la cavitățile exterioare de tip T.	79
Fig. 3.2. Evoluția temporală a puterii emergente (stânga), portretul de fază (centru) precum și spectrul de putere (dreapta) a laserului semiconductor influențat de un feedback optic provenit de la cavitățile exterioare de tip T pentru (a) $\Gamma_1 = 15$, $\Gamma_2 = 16,2$ (comportament periodic), (b) $\Gamma_1 = 15$, $\Gamma_2 = 20$ (perioadă dublă), (c) $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 30$ (comportament haotic). Fazele sunt $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$.	81
Fig. 3.3. Diagrama bifurcațiilor pentru $\Gamma_2 = 25$ și $\psi = 3\pi/2$. (a) Γ_1 - parametrul bifurcației, iar faza $\phi = \pi/2$, (b) ϕ este parametrul bifurcației, iar $\Gamma_1 = 20$	82
Fig. 3.4. Timpul de autocorelare în planul ($\psi - \phi$) atunci când intensitățile feedback-ului sunt $\Gamma_1 = 20$ și $\Gamma_2 = 25$. Pasul de variere a fazei este 0.05 radiani.	82
Fig. 3.5. Reprezentarea schematică a tehnicii de modulare.	83
Fig. 3.6. Fenomenul nonlinear de sincronizare a două lasere semiconductoare unite unidirecțional pentru parametrul de cuplare $k = 50$. Evoluția temporală a puterii emergente a laserelor (a) principal (b) secundar. (c) ambele semnale ale laserelor principal și secundar. Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$ și $\Gamma_2 = 25$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$.	84
Fig. 3.7. Diagrama sincronizării numerice calculate în comportamentul haotic pentru diferite valori ale parametrului de cuplare: (a) $k = 0$, (b) $k = 30$, (c) $k = 40$, (d) $k = 50$. Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$.	85
Fig. 3.8 Coeficientul de corelație încrucișată în planul fazelor ($\psi - \phi$) pentru coeficientul de cuplare $k = 50$ și intensitățile de feedback $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$.	85

Fig. 3.9. Rezultatele calculelor numerice a codificării și decodificării unui mesaj digital de 15 Gbit/s. (a) Mesajul digital codificat; (b) Semnalul de ieșire a laserului principal fără mesaj; (c) Semnalul transmis (cu mesaj); (d) Mesajul decodificat și reconstituirea mesajului după filtrare (linia continuă) și mesajul transmis (întreruptă). Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$, și $k = 50$.	86
Fig. 3.10. (a) Schema laserului cu mediu activ puncte cuantice influențat de feedback-ul optic de la cavități multiple. (b) Propunere de realizarea practică a laserului cu două cavități de aer utilizat ulterior pentru sincronizare haotică, codificare și în final decodificarea mesajului digital sub influența reacției inverse multiple. Lungimea cavităților de aer 5 μm , similar cu cea din dispozitivul cu o singură cavitate de aer. Reflexia de la ambele cavități de aer este de 30%.	88
Fig. 3.11. Evoluția în timp a puterii emergente din laser (a se vedea coloana stânga), portretul de fază în planul a două parametri (centru), și spectrul de putere (dreapta) a laserului cu semiconductoare influențat de feedbackul optic de la mai multe cavități pentru: (a) $\gamma = 9 \text{ ns}^{-1}$ semnal periodic, (b) $\gamma = 10,5 \text{ ns}^{-1}$ – dublare de perioadă, și (c) $\gamma = 15 \text{ ns}^{-1}$ – haos puternic.	88
Fig. 3.12. Diagrama bifurcațiilor obținută numeric pentru valorile $\phi=\pi/2$; $\psi=\pi$ ale fazelor. CW indică regimul de unde continue, H – bifurcația Hopf, iar P – maximul soluțiilor periodice.	90
Fig. 3.13. Timpul de evoluție a puterii de emergente P (stânga), portretul de fază în planul a doi parametri (centru) și spectrul de putere (dreapta).	91
Fig. 3.14. Diagrama bifurcațiilor: (a) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 10$, $\phi = \pi/2$; (b) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 20$, $\phi = \pi/2$	91
Figura 3.15. Timpul de autocorelare în planul $\phi - \Gamma_5$ pentru $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 10$.	92
Fig. 3.17 Diagrama de sincronizare a două lasere unite unidirecțional, obținută numeric pentru diferite valori ale coeficientului de cuplaj k având C ca coeficientul de corelare.: (a) $k = 0$ (sistemul nu este corelat $C=0$), (b) $k = 50 \text{ ns}^{-1}$ ($C = 0.75$), (c) $k = 75 \text{ ns}^{-1}$ ($C = 0.95$) (d) $k = 100 \text{ ns}^{-1}$ ($C = 0.99$).	93
Fig. 3.18. Timpul de corelare încrucișată calculat în planul $\psi - \gamma$.	94
Fig. 4.1 Schema laserului	98
Fig. 4.2. Modurile cavităților exterioare în planul ($N_s - \omega_s$) pentru diferite valori ale intensității feedback-ului din ramura convențională, dar în absența celui din ramura filtrului.	107
Fig. 4.3. Localizarea modurilor cavităților exterioare pentru valori invariabile ale intensității feedback-ului optic convențional ($\gamma_1=0$) și diferite valori ale intensității feedbackului în prezența filtrului: (a) $\gamma_2 = 0$, (b) $\gamma_2 = 5$, (c) $\gamma_2 = 10$, (d) $\gamma_2 = 15$.	108
Fig. 4.44. Reprezentarea grafică a puterii de ieșire în funcție de timp (partea stânga), portretul de fază (centrul) și spectrul puterii (partea dreaptă): (a) $\gamma_1 = \gamma_2 = 15$, (b) $\gamma_1 = \gamma_2 = 20$, (c) $\gamma_1 = \gamma_2 = 40$.	109

INTRODUCERE

Actualitatea temei și importanța problemei investigate

În ultimii ani laserele semiconductoare au devenit dispozitive importante care sunt utilizate pe larg în viața cotidiană precum și ca elemente cheie în cercetările interacțiunii dintre substanță și lumină. Pe parcursul anilor au urmat diverse etape care au condus la crearea structurilor laser funcționale stabile. Datorită timpului lung de funcționare și stabilitatea emisiei laser a fost posibilă dezvoltarea ramurii optica din fizica modernă. Structurile laser noi, apărute recent, au fost elaborate având la bază o funcționare mai bună, care generează regimuri de emisie controlabile și stabile. Laserele au devenit mai ieftine și pentru construcția lor se utilizează materiale în cantități mici. Astfel, cercetarea științifică actuală are stabilită o prioritate în domeniul dat, de a efectua analiza teoretică a fenomenelor optice observate în diferite structuri cu lasere. Apariția de noi efecte optice neliniare în lasere a crescut interesul pentru cercetările teoretice din optica neliniară. Unele din cele mai observate efecte din laserele semiconductoare cu feedback optic sunt autopulsațiile, bistabilitatea optică, haosul optic, rezonanța optică, etc. Optica neliniară este un domeniu foarte mult dezvoltat și cu aplicații în diverse ramuri ca rezultat al utilizării laserelor semiconductoare. Cercetările din optica neliniară au condus la crearea de noi structuri laser cu diferite topologii. Un domeniu precum sinergetica are la bază principii care sunt pe larg aplicate în laserele semiconductoare, în știința corpului solid și în alte domenii. Principiile de funcționare a dispozitivelor optoelectronice au la bază fenomenul autoorganizării. Acestea sunt utilizate pe larg în telecomunicații, rețele de calculatoare, în sistemele de iluminat, în medicină etc. Teza prezentată este bazată pe teoria neliniară aplicată în laserele semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice influențat de feedback-ul optic provenit de la mai multe cavități optice.

Este bine știut că punctele cuantice au o importanță largă în domeniul nanotehnologiilor, acestea fiind elemente de bază în dezvoltarea laserelor cu puncte cuantice [1], [2]. Proprietățile optice ale punctelor cuantice sunt determinate de dimensiunile lor și structura acestora. Din punct de vedere al aplicării, punctele cuantice pot fi considerate atomi artificiali [3], [4]. Utilizarea punctelor cuantice în semiconductoare ca atomi artificiali se formează molecule de dimensiuni nano care sunt unite structural și electronic. La cuplarea a două sau multe puncte cuantice se obține o moleculă artificială, hibridizează cu o temperatură mică [5]. Punctele cuantice se aplică pe larg în lasere [6], tranzistoare cu un singur electron, surse cu un singur foton, celule solare, LED-uri, imagistică medicală, cercetare în biologie medicală [7]-[9].

Scopul și obiectivele cercetării

Scopul tezei constă în dezvoltarea teoriei dinamicii neliniare și complexa a laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi și puncte cuantice prin propunerea de noi dispozitive cu secțiuni aer pentru utilizarea lor în sistemele optice de comunicare bazată pe haos.

Din scopul propus rezultă următoarele obiective:

1. Dezvoltarea unui model ce descrie dinamica complexă neliniară a laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice influențat de feedback optic care provine de la un rezonator exterior cu cavitare aer.
2. Studiul comunicării bazate pe haos cu ajutorul laserelor cu gropi cuantice și feedback multiplu.
3. Analiza bifurcațiilor și stărilor staționare care apar în sistemul de ecuații diferențiale cu întârziere ce descriu sistemul laser cu feedback de la cavități exterioare și obținerea soluțiilor analitice, după caz.
4. Determinarea parametrilor și a modului de apariție a diferitor structuri temporale precum autopulsații, turbulență optică și haos. Acesta din urmă reprezintă condiția necesară pentru sistemele de comunicare optică bazate pe haos.
5. Determinarea condițiilor de sincronizare perfectă a două lasere semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice cu feedback multiplu și cavități aer cuplate unidirecțional.
6. Analiza utilizării diferitor tehnici de codificare a informației în sistemul de comunicare bazate pe haos.
7. Simularea efectelor dinamice complexe și neliniare a laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice prin metodele modelării numerice.
8. Cercetarea comportamentului staționar al laserului cu puncte cuantice cu feedback dublu: unul convențional, iar altul cu filtru.
9. Modelarea numerică în simulări ale efectelor dinamice neliniare complexe a autopulsațiilor, turbulenței optice și a haosului.

Metodologia cercetării științifice

Suportul teoretic al tezei a fost realizat în urma analizei literaturii din domeniul teoriei laserilor semiconductoare accesând sursele accesibile la Universitatea Tehnică a Moldovei, precum și lucrările cu acces online deschis.

Pentru realizarea obiectivelor scrise mai sus au fost aplicate următoarele:

1. Au fost utilizată aproximația câmpului mediu.
2. S-au efectuat calcule numerice utilizând metode precum Runge-Kutta de ordinul patru și Euler elaborate în FORTRAN și C++.
3. Au fost integrate ecuații diferențiale cu întârziere de tipul Lang- Kobayashi și Bloch.
4. A fost utilizat softul MATLAB pentru elaborarea de algoritmi și calculul valorilor numerice ale parametrilor ce descriu materialul mediului activ al laserului.
5. A fost utilizat softul DDE-biftool pentru determinarea soluțiilor staționare, periodice și ale bifurcațiilor ecuațiilor diferențiale cu întârziere ce descriu laserele cu puncte cuantice și feedback multiplu.

Noutatea și originalitatea științifică:

1. S-au efectuat simulări numerice pentru laserul semiconductor cu gropi cuantice sub influența feedback-ului multiplu pentru realizarea procesului de comunicare optică criptată bazată pe haos.
2. A fost analizată teoretic dinamica nelineară pentru o structură nouă a laserului semiconductor cu puncte cuantice influențat de un feedback optic provenit de la mai multe cavități exterioare.
3. A fost demonstrată apariția diverselor fenomene precum autopulsații, turbulență și haos optic puternic în laserele considerate.
4. A fost demonstrat teoretic că două lasere semiconductoare cu puncte cuantice cu feedback multiplu pot fi cuplate unidirecțional și sincronizate perfect.
5. În premieră a fost analizat teoretic codificarea și decodificarea informației prin două metode în comunicarea optică bazată pe haos cu utilizarea laserelor cu puncte cuantice haotice cu feedback multiplu.
6. Teoretic au fost studiate proprietățile laserului cu puncte cuantice sub influența feedback-ului dublu: unul convențional și altul cu filtru.

Problema științifică soluționată în teză constă în studiul teoretic al structurilor noi ale laserului cu semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice influențat de un feedback optic rezultat de la mai multe cavități exterioare pentru aplicații în sistemele de comunicare bazate pe haos. Au fost investigate fenomene optice, ce caracterizează comportamentul haotic al noilor structuri laser propuse. Prin simulare numerică a fost obținut domeniul parametrilor ce caracterizează dinamica neliniară a laserelor respective, în particular pentru regiunile haotice. De

asemenea, au fost sistematizați parametrii obținuți în simulările numerice și transmiși pentru realizarea experimentală a structurilor cu puncte cuantice și feedback optic.

Semnificația teoretică și valoarea aplicativă a tezei constă în:

- Prezentarea unui model teoretic inedit al laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice influențat de feedback-ul de la mai multe cavități. Obținerea expresiilor analitice ale stărilor staționare.
- Identificarea, utilizând programul DDE-biftool, a bifurcațiilor ce apar în sistem în condițiile comportamentului dinamic nelinear.
- Identificarea domeniului de apariție în planul a doi parametri a autopulsațiilor și haos optic puternic în laserele considerate.
- Elaborarea schemei de conectare a două lasere cuplate unidirecțional pentru a realiza sincronizarea perfectă în cazul laserelor identice.
- Studiarea teoretică a fenomenelor optice ce apar în laserele cu puncte cuantice care au o valoare importantă pentru înțelegerea funcționării lor și realizarea experimentală ulterioară.
- Realizarea teoretică a procesului de comunicare optică bazată pe haos într-un sistem de lasere cu gropi cuantice cuplate unidirecțional în cazul laserelor non-identice.
- Propunerea de dispozitive noi ale laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice sub influența feedback-ului de la mai multe cavități, în unele din care fiind aer.

Valoarea practică a tezei constă în:

- estimarea parametrilor geometrici și de material ai laserelor pentru regiunile cu haos puternic;
- explicarea fenomenelor raportate în diferite experimente;
- recomandări practice pentru lasere cu proprietăți controlabile în aplicații de comunicare optică bazată pe haos;
- implementarea rezultatelor prezentate în teză a fost în două proiecte științifice naționale din cadrul programelor de stat finanțate de ANCD.

Rezultatele științifice principale înaintate spre susținere:

1. Au fost prezentate rezultate teoretice ale dinamicii laserului semiconductor cu mediu activ gropi și puncte cuantice sub influența și acțiunea unui feedback optic provenit de la mai

- multe cavități. Au fost analizate stările staționare ale ecuațiilor diferențiale cu întârziere care descriu sistemele studiate pentru a caracteriza comportamentul laserului.
2. Au fost efectuate studii ale fenomenelor optice nelineare prin modelare numerică.
 3. Au fost obținute bifurcațiile care conduc la apariția fenomenelor de autopulsații și haos optic dinamic în lasere semiconductoare cu cavități aer adiționale.
 4. Au fost propuse lasere cu dimensiuni mult mai mici față de cele raportate în literatură pentru utilizarea în structuri de comunicare securizată.
 5. Au fost sincronizate două lasere unidireționale prin cuplarea acestora.
 6. A fost realizată comunicarea bazată pe haos în sistemele laser cu puncte cuantice și feedback optic.

Aprobarea rezultatelor obținute:

Principalele rezultate științifice au fost prezentate la următoarele conferințe:

1. Seminar, schimb de experiență, Trieste, Italia (2019).
2. The 6th International Conference on Telecommunications, Electronics and Informatics, Chișinău, 24-27 mai, p. 225 – 227, 2018.
3. The 9th International Conference on Microelectronics and Computer Science, Chișinău, 19-21 octombrie, p. 88-81, 2017.
4. TIM18 International Physics Conference, 24 - 26 May 2018, Timișoara, Romania, AIO06.
5. Conferința Științifică a Doctoranzilor „Tendențe contemporane a dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători”, ediția a VI-a, p. 84-88, 2017.
6. Școala doctorală de vară ECODAM, Iași, România, 19 – 21 iunie, 2017.
7. Humboldt Kolleg on Multidisciplinary in Modern Science, Chișinău, 2017.
8. Școala doctorală de vară ECODAM, Iași, România, 21 – 26 iunie, 2016.
9. Conferința Științifică a Doctoranzilor „Tendențe contemporane a dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători”, ediția a V-a, p. 84-88, 2016.
10. 59th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences, Open Readings 2016, 15-18 martie, Vilnius, Lituania.
11. Humboldt Kolleg on Multidisciplinary in Modern Science, Chișinău, 2015.

Publicații la tema tezei

Rezultatele științifice principale ale tezei au fost publicate în 18 lucrări, 2 dintre care articole în reviste internaționale cotate WoS și SCOPUS, 3 articole în reviste din Registrul Național al

revistelor de profil categoria B+(1) C(2) , 4 articole în culegeri de lucrări ale conferințelor naționale cu participare internațională, 9 teze la foruri științifice, conferințe internaționale. Lista contribuțiilor autorului este prezentată la sfârșitul tezei în Anexa 1.

Volumul și structura tezei

Teza constă din introducere, patru capitole, concluzii generale și recomandări. Teza este expusă pe 131 pagini de text, cu 56 figuri. Bibliografia conține 147 referințe. Teza a fost elaborată în cadrul Laboratorului de cercetare a dispozitivelor laser și a materialelor nanostructurate, al Departamentului Fizică, Universitatea Tehnică a Moldovei cu participare în proiectul din cadrul Programelor de Stat 20.80009.5007.08 cu titlul „Studiul structurilor optoelectronice și a dispozitivelor termoelectrice cu eficiență înaltă” și în proiectul 15.817.02.22F „Proprietățile termoelectrice și optice ale materialelor nanostructurale și dispozitivelor cu puncte cuantice”.

CONȚINUTUL TEZEI

Introducerea descrie actualitatea și relevanța temei tezei, precum și scopul, obiectivele și noutatea științifică a cercetărilor.

În **CAPITOLUL 1** este inclusă o descriere a rezultatelor precedente din domeniul dinamicii complexe a laserelor semiconductoare. În ultimii ani dinamica neliniară a proceselor optice a devenit un domeniu de cercetare în dezvoltare. Cercetările intense din acest domeniu se datorează atât interesului fundamental, cât și celui aplicativ al fenomenelor descoperite. Performanța dispozitivelor laser poate fi modificată de feedbackul optic, care apare la interfața elementelor circuitelor fotonice integrate, sau la reflexia de la un obstacol. Sistemele optoelectronice de comunicare reprezintă dispozitivele electronice care generează, măsoară, recombina și folosesc radiația luminoasă a domeniului optic. Dispozitivele optoelectronice au un rol important și se regăsesc în diverse scheme electrice cum ar fi: diode laser, module laser, LED-uri și accesorii pentru acestea. În această varietate a dispozitivelor optoelectronice laserele semiconductoare reprezintă elementul cheie în dezvoltarea comunicării optice bazate pe haos. Laserul semiconductor a devenit deosebit de atractiv datorită prețului său redus și a dimensiunilor mici. De asemenea, este foarte eficient, spre deosebire de majoritatea celorlalte tipuri de laser.

Am început **CAPITOLUL 2**, partea 1, cu expunerea rezultatelor numerice ale comportamentului dinamic și complex al unui laser semiconductor cu mediul activ gropi cuantice, sub influența mai multor bucle de feedback optic, laser similar celui reprezentat în [10]. Configurația laserului constă dintr-o secțiune activă cu gropi cuantice cu feedback distribuit, cuplată cu cavități cu mai multe secțiuni. S-a demonstrat că, datorită buclelor multiple de feedback

și în anumite condiții de funcționare, laserul prezintă comportamente haotice adecvate pentru comunicație optică bazate pe haos. Au fost identificate condițiile optime și parametrii laserului cu gropi cuantice potriviți pentru generarea haosului. A fost studiată sincronizarea a două sisteme cuplate unidirecțional de tipul laser principal – laser secundar (en. master-slave). În cele din urmă, au fost descrise și discutate exemple de codificare și decodificare a mesajelor cu rată mare de biți. În acest capitol s-a analizat modul în care laserul poate fi destabilizat de cavitățile externe, precum și utilizarea oscilațiilor haotice produse de configurația dată într-un sistem de comunicații bazat pe haos. S-a demonstrat că comunicarea bazată pe haos devine mai atractivă deoarece permite o îmbunătățire suplimentară a securității transmisiei optice de date. Astfel la începutul acestui Capitol am demonstrat că laserul cu gropi cuantice este util ca element cheie în sistemele de comunicare bazate pe haos. Întrebarea este dacă laserele cu puncte cuantice ar putea satisface aceste condiții. Menționăm, că în grupul de cercetare UTM s-a propus pentru investigații schiță nouă a laserului cu multe secțiuni, unele din ele fiind aer și a fost studiată teoretic. Ulterior a fost crescută, investigată experimental și utilizată în scheme de comunicare prin haos în Pavia Italia. Rezultatele experimentale confirmă prezicerile teoretice ale fenomenelor de sincronizare. Comunicarea bazată pe haos devine mai atractivă deoarece permite o îmbunătățire suplimentară a securității transmisiei optice de date. Interesul pentru acest domeniu a avut o creștere considerabilă după demonstrarea practică a comunicării bazate pe haos în rețeaua cu fibre optice din Atena [11],[12].

În partea a doua a **CAPITOLULUI 2** este expusă teoria laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice și cavități exterioare. Schema laserului este alcătuită dintr-un laser cu mediu activ puncte cuantice care funcționează influențat de un feedback optic de la două cavități exterioare. Pentru a studia dinamica complexă a laserului se utilizează un set de ecuații pentru variabile adimensionale și pentru feedback optic de tipul Lang-Kobayashi. S-a studiat cazul staționar prin obținerea soluțiilor sub formă de moduri ale cavităților exterioare (MCE). În rezultat s-au obținut ecuații analitice ce descriu amplitudinea câmpului electric, probabilitatea de ocupare în puncte cuantice, densitatea purtătorilor de sarcină și o ecuație transcendentă pentru frecvența MCE. S-a trasat locul geometric al modurilor cavităților exterioare în planul densității purtătorilor de sarcină frecvența de emisie pentru diferite valori ale intensității feedback-ului. S-a obținut ecuația analitică a bifurcației nod-șa. S-au trasat liniile bifurcațiilor șa-nod și trans-critice pentru diferite locații și numere ale modurilor cavităților exterioare. S-a obținut diagrama bifurcațiilor pentru stările de echilibru în planul diferitor parametri pentru diferite intensități ale feedback-ului optic. S-a utilizat soft-ul DDE-biftool pentru studiul stabilității stărilor staționare. S-a obținut locul geometric al bifurcațiilor Hopf. Rezultatele obținute cu ajutorul DDE-biftool au fost verificate prin

metoda integrării directe a ecuațiilor de mișcare. În rezultat s-au obținut evoluția în timp a puterii emergente și portretele de fază pentru diferite regimuri de evoluție, precum, unde continui, autopulsații și unde haotice. Au fost trasate diagramele bifurcațiilor obținute numeric. S-a demonstrat sincronizarea a două lasere „principal –secundar” unite în direcție longitudinală. Din rezultatele obținute rezultă, că schița propusă pentru aceste lasere este promițătoare pentru aplicații practice ale acestor lasere în sistemele de comunicare optică.

S-a mai studiat comportamentul dinamic al laserului cu puncte cuantice și feedback optic este studiat în termenii modelului ecuațiilor Bloch similar celui din [13]. S-au găsit condițiile optime pentru funcționarea haotică. Sunt studiate sincronizarea a două sisteme cuplate unidirecțional (master-slave) și efectul nepotrivirii parametrilor asupra calității sincronizării. De obicei, pentru a obține un comportament haotic al laserelor convenționale cu feedback de la o oglindă îndepărtată, este necesar un timp de întârziere dus-întors de cel puțin câteva nanosecunde. În acest caz, oglinda trebuie plasată la o distanță de câteva zeci de centimetri de fața din spate a laserului. Pe de altă parte, laserele cu cavități externe multiseccióni pot fi candidați potriviți pentru emițători haotici integrați care au dimensiuni mici. Laserele supuse feedback-ului din cavitățile cu goluri de aer au fost luate în considerare în acest capitol. S-a arătat că sincronizarea este degradată atunci când există o nepotrivire a parametrilor materialelor și dispozitivului laserului master și slave. Totuși numărul de puncte cuantice nu afectează puternic caracteristicile de sincronizare ale laserelor cu puncte cuantice.

În următorul **CAPITOL 3** pentru prima dată au fost prezentate rezultatele simulărilor numerice privind comportamentul haotic al laserului cu puncte cuantice supus unui feedback optic de tip T. S-a demonstrat, că în condiții specifice, datorită influenței feedback-ului extern, sistemul prezintă un comportament haotic puternic, potrivit pentru comunicațiile bazate pe haos. S-a demonstrat influența parametrilor relevanți ai dispozitivului, cum ar fi fazele și intensitatea feedback-ului asupra dinamicii laserului. S-a calculat timpul de autocorelare care delimitează regiunile haotice de cele ale undelor continui. S-a demonstrat sincronizarea a două lasere cuplate unidirecțional și s-au obținut condițiile potrivite pentru codificarea mesajelor cu o rată de biți ridicată prin tehnica de modulare a haosului folosind laserele cu puncte cuantice compacte sub influența buclelor de feedback T. După procesul de sincronizare perfectă a laserelor principal (transmițător) și secundar (receptor), mesajul se decodifică la receptor adică laserul secundar prin compararea semnalului de intrare cu cel de ieșire. Aceasta metoda a fost utilizată și în experimente. Ulterior am venit cu propuneri de dispozitive fotonice noi cu secțiuni pasive și cavități de aer la scară nanometrică. Structura laserului constă din secțiunea activă cuplată la un strat de aer și la multiple secțiuni exterioare. S-a constatat, din cauza feedback-ului optic multiplu

În condiții anumite de funcționare, sistemul are un comportament complet haotic cu amplitudini majorate. S-a demonstrat un nou scenariu de apariție a haosului sub influența feedback-ului multiplu. Spectrul de putere este larg și portretul de fază este un atractor straniu. S-a demonstrat că semnalele transmise și decodificate sunt aceleași și este posibilă codificarea și decodificarea mesajelor la diverse viteze de transmitere a informației. Aceste lasere dispun de o performanță îmbunătățită față de cele anterioare mai ales în aplicațiile, unde rata de codificare trebuie să fie mare.

În **CAPITOLUL 4** s-a elaborat o metodă teoretică nouă de tratare a influenței feedback-ului filtrat asupra dinamicii laserului cu un singur mod și cu puncte cuantice. Stările staționare sunt exprimate prin moduri ale cavităților exterioare. A fost prezentat sistemul de ecuații și a fost descrisă fiecare etapă de obținere a mărimilor ce pot fi aplicate pentru investigarea dinamicii complexe a laserului. Astfel, laserele semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice care funcționează sub influența feedback-ului optic dublu unul convențional și altul filtrat sunt elemente de bază potrivite în comunicarea optică. Faza feedbackului optic are un rol deosebit în controlul emisiei laser. În acest capitol am demonstrat teoretic că prin metoda de calcul numerică se poate obține stabilitatea modurilor cavității exterioare, a bifurcației Hopf, a undelor continue, periodice și haotice. Aceasta permite îmbunătățirea structurii laserului și a dinamicii complexe. Teoria elaborată în acest capitol oferă noi posibilități de cercetare la nivel experimental.

Teza se finalizează cu Concluzii Generale și Recomandări.

1. LASERE SEMICONDUCTOARE – ELEMENT CHEIE A SISTEMELOR OPTOELECTRONICE DE COMUNICARE

1.1 Scurt istoric din domeniul laserelor semiconductoare.

În acest capitol este inclusă o descriere a rezultatelor precedente din domeniul dinamicii complexe a laserelor semiconductoare. În ultimii ani dinamica neliniară a proceselor optice a devenit un domeniu de cercetare în dezvoltare. Cercetările intense din acest domeniu se datorează atât interesului fundamental, cât și celui aplicativ al fenomenelor descoperite. Aplicațiile laserelor sunt de asemenea foarte importante în viața cotidiană. Fiecare din noi utilizează diferite dispozitive bazate pe sisteme laser precum ar fi computerele, discurile, comunicarea optică, imprimantele, etc. Laserul este cel care emite lumină și poate fi parte componentă a acestor dispozitive enumerate mai sus. Laserele Semiconductoare (LS) sunt de fapt dispozitive care au o structură formată din heterojuncțiuni ale diferitor straturi semiconductoare. Din cauză că au o aplicabilitate enormă în diferite domenii precum ar fi cele ale telecomunicațiilor, laserele semiconductoare reprezintă un obiectiv de studiu important pentru cercetători. Comportamentul dinamic al LS este deosebit deoarece ele sunt și sisteme neliniare. Dinamica LS se caracterizează prin perturbații externe, feedback optic și unde haotice. Această caracteristică a comportamentului haotic al LS cu Feedback Optic (FO) ca sisteme neliniare necesită o analiză profundă din perspectiva sincronizării lor. Pe de altă parte, micșorarea dimensiunilor LS este o cerință actuală, deoarece odată cu micșorarea acestora LS devin mult mai eficiente și pot fi utilizate la scară largă. Prin urmare, în domeniul tehnologiei opticii integrate pentru circuitele fotonice integrate se urmărește ca scop obținerea unei structuri de dimensiuni mai mici și a unui produs mult mai complex. Performanța dispozitivelor laser poate fi modificată de feedbackul optic, care apare la interfața elementelor circuitelor fotonice integrate, sau la reflexia de la un obstacol. Prin urmare investigarea teoretică a influenței feedbackului optic asupra comportamentului LS este necesară în descrierea dinamicii modelelor și comportamentului haotic a dispozitivelor.

În prezent, viața cotidiană a ajuns la un nivel de dezvoltare atât de avansat, încât este dificil să ne imaginăm o zi fără utilizarea tehnologiilor bazate pe laser, a computerelor personale, a domeniului IT sau a comunicațiilor prin fibră optică. În acest context, devine necesară descoperirea continuă de noi aplicații pentru dispozitivele capabile să identifice, să genereze și să utilizeze surse de lumină. Un astfel de dispozitiv este laserul, ale cărui proprietăți constituie tema principală a investigațiilor din prezenta teză. Se cunoaște faptul că lumina reprezintă o formă de radiație electromagnetică. Pentru a fi percepută de ochiul uman, aceasta trebuie să aibă anumite caracteristici, în special lungimi de undă cuprinse în intervalul sensibilității vizuale a receptorilor

fotosensibili ai retinei, aproximativ între 410 și 780 nm. În sens mai larg, termenul de „lumină” este utilizat și pentru a desemna radiații electromagnetice invizibile pentru om, precum radiația infraroșie sau ultravioletă.

Sistemele optoelectronice de comunicație sunt ansambluri de dispozitive electronice capabile să genereze, să detecteze, să combine și să utilizeze radiația luminoasă din domeniul optic. Dispozitivele optoelectronice au un rol esențial și sunt integrate într-o varietate de scheme electrice, precum diode laser, module laser, LED-uri și accesoriile aferente acestora. Din această gamă largă de dispozitive, laserele semiconductoare constituie elementul central în dezvoltarea comunicațiilor optice bazate pe haos. Aceste tipuri de lasere sunt utilizate în mod specific în cadrul comunicației optice bazate pe haos, care include diverse metode de criptare, precum modularea haosului, deplasarea haotică a cheii și mișcarea haotică. Pentru implementarea acestor metode sunt folosite diferite dispozitive integrate de codificare și decodificare. În procesul de sincronizare a laserelor, mesajul transmis este decodificat la nivelul receptorului prin compararea semnalului care intră cu semnalul de ieșire al acestuia.

Este bine știut că acronimul “laser” provine de la amplificarea luminii de către emisia stimulată a radiației. Laserele semiconductoare sunt dispozitive optoelectronice care au schimbat radical dezvoltarea tehnologiilor începând cu anii 60. Anterior, principiile general de funcționare ale laserului au fost formulate în 1916 de Albert Einstein introducând conceptul de emisie spontană și cel de emisie stimulată [14]. Prima realizare în practică a fost conceptul bazat pe emisia stimulată enunțat de Basov și Prokhorov și a fost numit “maser” din motiv că a emis microunde [15]-[17]. În anul 1958 fizicianul american Charles Townes [18] și, independent de el doi savanți ruși Nikolai Basov și Aleksandr Prohorov [19], [20] au propus primul laser care avea un spectru electromagnetic lărgit. Totodată, au constatat că emisia fotonilor poate fi produsă în semiconductori de o recombinare a sarcinilor injectate într-o joncțiune *p-n*. Primele lasere cu joncțiune *p-n* au fost aplicate în GaAs (infraroșu) și GaAsP (vizibil în 1962 și acest lucru a făcut laserul o parte importantă a tehnologiilor dispozitivelor semiconductoare [21], [22].

Pe lângă domeniile menționate anterior, în prezent, laserele sunt utilizate pe scară largă în domenii precum industria, medicina, protecția mediului și cercetarea științifică. Laserul a devenit unul dintre cele mai puternice instrumente pentru oamenii de știință din întreaga lume în fizică, chimie, biologie și medicină [23], [24]. Laserul semiconductor a devenit deosebit de atractiv datorită prețului său redus și a dimensiunilor mici. De asemenea, este foarte eficient, spre deosebire de majoritatea celorlalte tipuri de laser. La fel prezintă interes laserele cu mediu activ puncte cuantice care funcționează sub influența și acțiunea unui feedback optic care provine de la mai multe cavități exterioare. Laserele au fost clasificate în trei clase: A, B și C. Laserele sunt alcătuite

dintr-un mediu activ, un sistem de excitare (pompa) și un rezonator optic. Mediul activ al laserului poate fi solid, lichid sau gazos. Prin procesul de pompa, mediul activ primește energie din exterior, ceea ce conduce la excitarea atomilor acestuia, respectiv la trecerea unor electroni sau atomi de pe niveluri energetice superioare. Astfel după pompa, electronii din mediul activ trec pe nivelurile energetice superioare și are loc fenomenul de inversie a populației. Amplificarea este procesul în care fotonul interacționează cu atomul excitat și determina emisia spontană a unui nou foton, de aceeași direcție, lungime de undă, fază și stare de polarizare. Toate fasciculele de lumină obținute sunt coerente.

Rezonatorul optic este constituit din două oglinzi aflate la capetele mediului activ. Fotonii, care sunt emiși pe o anumită direcție, sunt selectați și redirectionați prin mediul activ de mai multe ori. În urma selectării și redirectionării fotonilor prin mediul activ are loc excitarea invazivă a atomilor și deci micșorarea drastică a factorului de amplificare optică a mediului. Prin acest proces se obține un echilibru, din care numărul atomilor excitați prin pompa este egal cu numărul atomilor excitați prin invazie sau emisie stimulată, iar laserul capătă o intensitate constantă [25]. Un factor important în descrierea dinamicii laserelor o are relația dintre ratele de dezintegrare. Laserele din clasa A au rata atenuării fotonilor mică în comparație cu polarizarea și inversia populației. Polarizarea și contribuțiile inversiei pot fi eliminate adiabatic, astfel încât sistemul de trei ecuații se va reduce la o singură ecuație pentru sistemul optic. Din clasa B fac parte laserele semiconductoare în stare solidă. Comportamentul dinamic al laserelor din clasa B se descrie utilizând câmpurile electrice și inversia populației. Pentru această clasă de lasere semiconductoare câmpul de polarizare poate fi eliminat. Laserele din clasa C au aceeași rată de atenuare și cele trei ecuații pot fi luate în considerare la descrierea comportamentului dinamic al laserelor din clasa C. Însă comportamentul lor dinamic este diferit în comparație cu laserele din clasele A și C. Cunoașterea celor trei clase ale laserelor este foarte importantă pentru a descrie comportamentul dinamic. Laserele din clasa A funcționează în regim normal utilizând două stări de echilibru: închis și deschis. Laserele din clasa B sunt bidimensionale și au o caracteristică a dinamicii destul de complicată. Comportamentul dinamic al laserelor nu poate fi observat la cele din clasa B dacă asupra sistemului nu se aplică perturbații exterioare. Spre deosebire de clasa B laserele din clasa C prezintă o dinamică mult mai complicată în comparație cu celelalte [26], [27].

Laserele semiconductoare sunt utilizate în diverse scopuri și sunt deosebit de atractive din cauza cererii de lasere mai ieftine și mai mici. Laserele se aplică în domenii precum transmiterea și stocarea optică a datelor, metrologie, spectroscopie, procesarea materialelor, pompa laserelor în stare solidă și diverse tipuri de tratamente medicale. Este bine știut că realizarea laserelor cu lungimi de undă mai mici [28] a făcut posibilă stocarea mai multor informații pe discuri. Laserele

semiconductoare sunt, de asemenea, utilizate ca emițătoare în legături cu fibră optică. Acestea sunt părți ale unui sistem de comunicații cu fibră optică care oferă o conexiune de date între două parti componente ale sistemului de comunicare. Aceste tipuri de fibre optice sunt utilizate, de exemplu, pentru conectarea dintre un amplificator și difuzoare. O altă aplicație importantă constă în utilizarea laserelor semiconductoare ca surse de pompaj pentru laserele cu stare solidă de înaltă eficiență. Creșterea eficienței de conversie electric–optică a laserelor semiconductoare conduce la extinderea utilizării acestora în numeroase domenii. Un obiectiv major al comunității optoelectronice îl reprezintă realizarea emițătoarelor cu eficiență ridicată în regiunile spectrale roșu, verde și albastru. Totodată, diodele emițătoare de lumină (LED-urile) se caracterizează printr-o durată de viață mult mai mare și o eficiență energetică superioară, la un cost relativ redus, ceea ce le face potrivite pentru iluminatul convențional. Costul scăzut, posibilitatea largă de reglaj, consumul redus de energie și răspunsul spectral favorabil le recomandă drept surse ideale pentru transmisia optică, având aplicații actuale extinse, disponibilitate comercială ridicată și perspective promițătoare de dezvoltare a laserelor semiconductoare. Analiza comparativă a acestor lasere identifică implementarea lor în diferite rețele optice [29], [30].

Laserele generează fascicule de lumină cu energii și lungimi de undă bine definite, care se caracterizează printr-o divergență mult mai redusă comparativ cu lumina naturală. Puterea unui laser poate varia de la valori sub un miliwatt până la ordinul kilowaților. Funcționarea laserului poate avea loc atât în regim de undă continuă, cât și în regim impulsional. Toate laserele sunt construite în jurul unui element esențial numit rezonator optic. Mediul activ al unui laser poate fi solid, lichid, gazos sau constituit dintr-un material semiconductor, care poate fi excitat la niveluri de energie superioare. Stimularea externă a unui mediul laser activ în vederea creării inversiei de populație peste nivelul de prag poate fi obținută prin diferite mecanisme. Aici se menționează cele mai utilizate: ciocnirile electronice, transferul rezonant de excitație, pompajul optic, procesele gaz-dinamice, reacții chimice, injecția de curent, pompajul cu fascicule de electroni [26], [27]. Astfel stimularea prin ciocniri electronice este metoda cea mai des utilizată pentru laserele cu gaz. Adică în urma unei descărcări electrice într-un gaz apar ioni și electroni care prin accelerare în câmpul electric pot excita prin ciocniri atomii și moleculele neutre. Câmpul electric accelerator poate fi atât continuu precum și pulsatoriu. Când procesele de stimulare optică rezonantă depășesc pe cele nestimulate se poate crea în mediul active studiat inversia de populație caracteristică dispozitivelor de tip laser. Putem da ca exemplu laserul cu rubin care este pompat optic cu un bec cu Xe, laserul cu iod este pompat tot cu bec cu Xe, pe când iar laserul cu cesiu este pompat cu o sursă conținând He [26].

Scheme cu trei nivele normale și inversate pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic sunt prezentate în Fig. 1.1. (a, b).

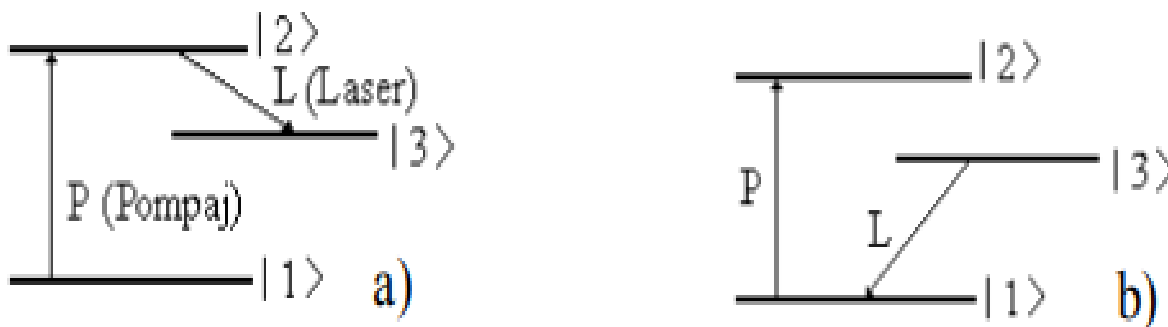


Fig. 1.1. Scheme cu trei nivele pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic [26],[27].

Laserele pot fi clasificate după mai multe criterii, printre care se numără modul de funcționare — în regim continuu, de autopulsații sau în regim impulsional, natura mediului activ utilizat, respectiv lasere cu mediu solid, lichid sau gazos, precum și domeniu spectral în care ei emit radiația. Deasemenea, o altă clasificare a laserelor se realizează în funcție de natura electronilor implicați în procesul de generare a radiației laser, distingându-se astfel laserele cu electroni legați și laserele cu electroni liberi. Este știut că, laserul cu rubin a fost realizat experimental de către T. H. Maiman și colaboratorii în anul 1960 [31]. Mediul activ care este utilizat la realizarea laserului cu rubin este cristalul de Al_2O_3 , care constituie elementul activ responsabil de emisia radiației laser. Cavitățile optice sunt formate din două oglinzi, dintre care una este total reflectorizantă, iar cealaltă este parțial reflectorizantă, permițând astfel extracția semnalului laser. Schema de principiu a unui laser cu rubin este reprezentată în Fig. 1.2.

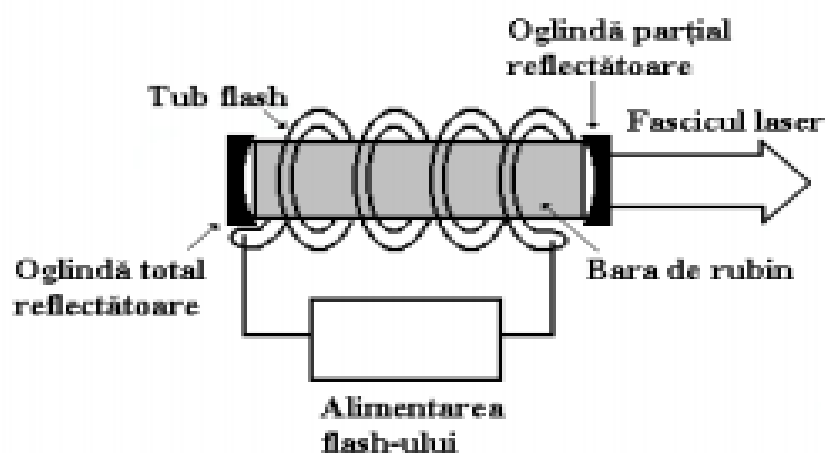


Fig. 1.2. Schema funcționării unui laser cu rubin [31], [27].

Oglinzile cavității optice se realizează fie prin depunerea unor straturi subțiri de argint, fie prin straturi dielectrice cu indicii de refracție care sunt alternanți. Funcționarea laserului cu rubin care poate avea loc în regim impulsional, precum și în regim continuu. Pentru regim impulsional s-au obținut puteri cuprinse între 10^8W și 10^9W , pentru durate ale impulsurilor de ordinul microsecundelor. Laserele care emit la diferite lungimi de undă sunt utile în studierea spectrului și a proprietăților optice ale substanțelor, fiind utilizate în domenii precum optica neliniară, spectroscopia de absorbție atomică și moleculară, studiul fenomenului de fotoluminescență și telecomunicațiile. În spectroscopie, cele mai frecvent utilizate sunt laserele cu mediu activ Ti:safir, care pot fi acordate spectral într-un interval cuprins între 650 nm și 1050 nm, având o putere optică de până la 5 W.

Ca urmatoare etapa în dezvoltarea surselor laser este radiația ei fiind obținută în urma recombinării electronilor și golurilor într-o joncțiune semiconductoare p-n adică diodă laser dacă câștigul depășește pierderile [33], [26], [27]. Tinem să menționăm că diodele laser constituie unicul sistem laser unde emisia stimulată a radiației electromagnetice poate fi modulată în amplitudine în mod direct prin modularea energiei de pompaj. Totuș există caracteristici ale diodelor laser care trebuiesc menționate precum dimensiunile foarte mici ale acestor dispozitive și posibilitatea modulării radiației prin varierea curentului exterior. Funcționarea unei diode laser homojoncțiune este caracterizată de joncțiunea p-n având grosimea zonei active d este prezentată în Fig. 1.3.

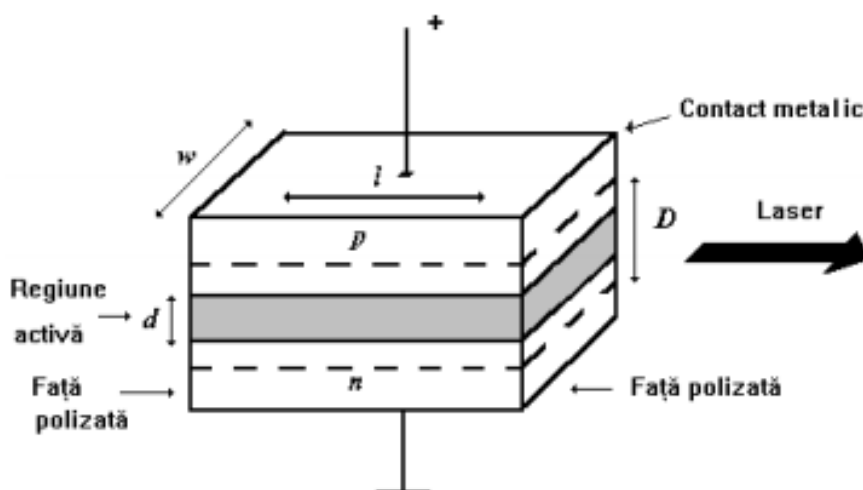


Fig. 1.3. Dioda laser homojoncțiune [27],[33].

În zona activă a joncțiunii de lățime d , numită și distanța de confinare de $1\text{ }\mu\text{m}$ 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 ($D > d$) (Fig.1.3). În cazul unei diode laser, câștigul la prag poate fi exprimat în funcție de curentul care traversează dioda [27]. Curentul electric de prag necesar realizării inversiei de populație se determină dintr-un sistem cu două ecuații, corespunzătoare principalelor aspecte fizice ale funcționării: condiția de prag impusă de un parcurs complet al radiației în cavitatea rezonantă și relația dintre amplificarea optică și densitatea curentului electric de pompaj.

Următoarea etapă în evoluția performanțelor diodelor laser a avut o îmbunătățire semnificativă care s-a obținut utilizând medii active pregătite din semiconductori cu heterostructură dublă. O heterostructură este o joncțiune între două cristale semiconductoare cu chimic diferite și dopaje de diferite tipuri. Astfel conform definiției [33], [26], o heterostructură dublă 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. Un exemplu al schemei structurii mediului activ al diodei laser cu heterostructură dublă de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP este reprezentată în Fig.1.4. Fețele cristalului semiconductor formează cavitatea laserului, perpendiculare pe planul joncțiunii. Indicele de refracție al materialului din stratul central este mai mare decât cel al straturilor laterale, ceea ce permite ghidarea radiației rezultate din emisia stimulată prin zona activă a diodei.

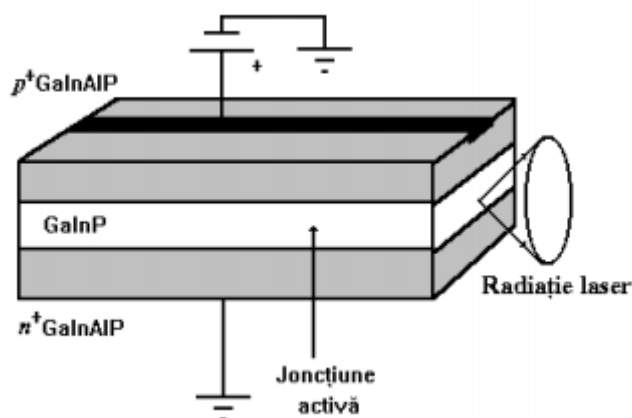


Fig. 1.4. Reprezentarea schematică a structurii mediului activ al diodei laser cu heterostructură dublă de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP [33], [26].

Etapa următoare în dezvoltarea diferitelor dispozitive optoelectronice a fost reprezentată de laserele cu mediu activ bazat pe gropi cuantice. Utilizarea gropilor cuantice semiconductoare continuă să fie un domeniu central în cercetările actuale din optoelectronică și microelectronică. Cea mai simplă structură a unei gropi cuantice constă în trei straturi semiconductoare realizate din

două materiale diferite sau din același material dopat în mod diferit, având grosimi de ordinul nanometrilor. Pentru a obține cazul cât mai apropiat celui ideal al gropilor de potențial este necesar ca aceste două materiale să îndeplinească următoarele condiții:

- să posede aceeași structură cristalină,
- să conțină constante de rețea foarte apropiate [34].

În calitate de exemplu, vezi în Figura 1.5 schema unei gropi cuantice frecvent întâlnite.

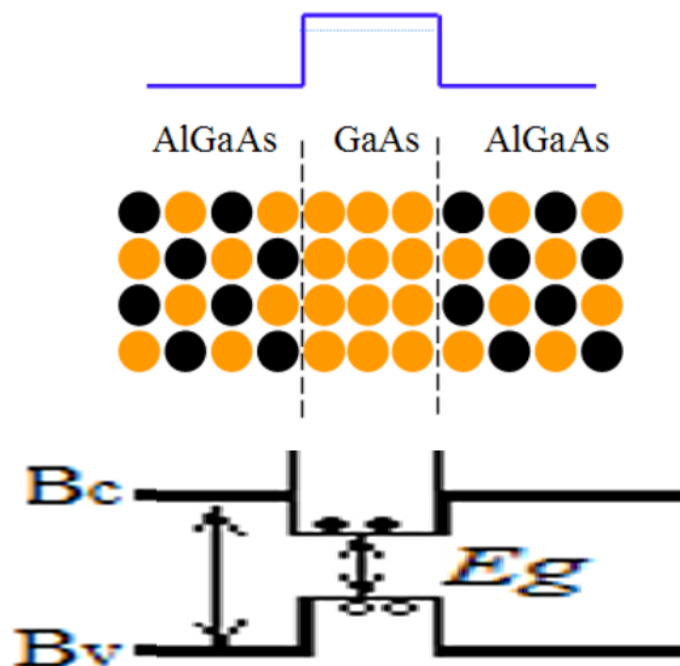


Fig. 1.5. Reprezentarea schematică a unei gropi cuantice [34].

1.2 Punctele cuantice ca mediu activ al laserelor.

Deja de mai mult de un deceniu au fost fabricate noi structuri de tip puncte cuantice (PC) în materiale dielectrice izolatoare care conțin materiale semiconductoare sau materiale metalice care au dimensiunile de $2 \div 20$ nm a punctelor cuantice. Noțiunea de puncte cuantice a fost propusă pentru prima dată în anul 1982 de către Yasuhiko Arakawa și Hiroyuki Sakak, odată cu laser-ul ce folosea această nouă tehnologie [35]. În cazul acestor structuri ca exemplu structurile CdS sau CdSe structura benzii energetice a materialului cu puncte cuantice este relevantă în structura sa electronică. În acest caz electronii sunt confinați după toate cele trei direcții și ca urmare spectrul de absorbție este format dintr-o serie de linii largi. După cum s-a menționat anterior, obiectul de studiu al tezei se referă la laserele cu puncte cuantice. Înainte de a aprofunda subiectul, vom oferi o scurtă descriere a modalităților de obținere a punctelor cuantice. Una dintre cele mai cunoscute metode de creștere a punctelor cuantice este metoda Stranski–Krastanov. În cazul sistemului InAs/GaAs, principiul de creștere constă în depozitarea materialului InAs, a cărui

constantă de rețea este mai mare decât cea a substratului GaAs. În faza inițială a depunerii, se formează un strat rezidual. Dacă grosimea acestui strat nu atinge valoarea critică, creșterea punctelor cuantice este favorizată energetic; în caz contrar, are loc tranziția către formarea gropilor cuantice, care ating grosimea critică. Astfel, stratul imediat următor se va organiza sub forma unor mici insule, eliberând o parte din tensiunea inițială acumulată. În Fig. 1.8 se pot observa insulele care s-au format pe substratul de GaAs crescut prin metoda Stranski – Krastanov care au o formă simetrică a punctelor cuantice. Menționăm că forma și densitatea punctelor cuantice pot fi controlate prin ajustarea parametrilor de creștere. În același timp, proprietățile punctelor cuantice pot fi modificate în acest proces datorită interacțiunii cu materialul substrat, proces care implică depunerea stratului de GaAs până la acoperirea completă a insulelor. Metoda de creștere Stranski–Krastanov s-a dovedit a fi cea mai eficientă pentru fabricarea mediului activ al laserelor cu puncte cuantice, avantajul principal fiind integrarea întregului proces într-o singură etapă tehnologică, deși cu un cost de fabricație ridicat. Un alt beneficiu este densitatea mare a nanocristalelor obținute pe același suport; totuși, metoda prezintă și limitări, precum imposibilitatea de a controla poziția individuală a punctelor cuantice și dificultatea realizării contactului electric [36]-[38].

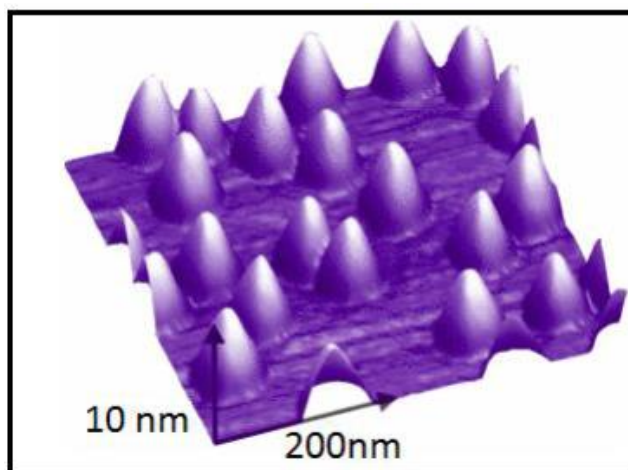


Fig. 1.6. Imaginea cristalelor de InAs pe substratul de GaAs [38].

Există și alte metode de creștere a punctelor cuantice. În această lucrare ne vom opri asupra sintezei coloidale pentru fabricarea nanoparticulelor. Structurile obținute prin această metodă diferă de cele realizate prin metoda Stranski–Krastanov, deoarece nu sunt atașate de un substrat specific, ci sunt libere sau fac parte din soluții sau amestecuri de soluții (mixturi). Din acest motiv, punctele cuantice obținute prin această metodă sunt denumite și nanopulberi sau nanocristale.

Un aspect important în sinteza nanocristalelor semiconductoare este obținerea miezului structurii, care poate avea forme variate: sferice, cilindrice sau piramidale. În această metodă,

camera de reacție este un reactor care conține o mixtură lichidă a componentelor necesare pentru prepararea punctelor cuantice. Fiecare tip de atom care intră în componența nanostructurii este introdus sub forma unui material primar, numit precursor. Precursorul poate fi o moleculă sau un complex de molecule, format din unul sau mai multe tipuri de atomi, care se vor descompune, generând monomeri ce declanșează nucleația și creșterea nanocristalelor [39]. Menționăm că experimentele au evidențiat anumite neajunsuri, precum apariția frecventă a defectelor și prezența imperfecțiunilor în rețeaua cristalină a straturilor periferice. Aceste probleme au fost remediate prin aplicarea unui strat protector, denumit „envelope”, format din ZnS.

În final, metoda litografică cu un jet de electroni reprezintă o tehnică de tipar (matriță) care utilizează o placă cu suprafață perfect netedă. Pe substrat se gravează modelul dorit, adică se creează zone goale care ulterior pot fi umplute cu materialul semiconductor corespunzător. (vezi Figura 1.7).

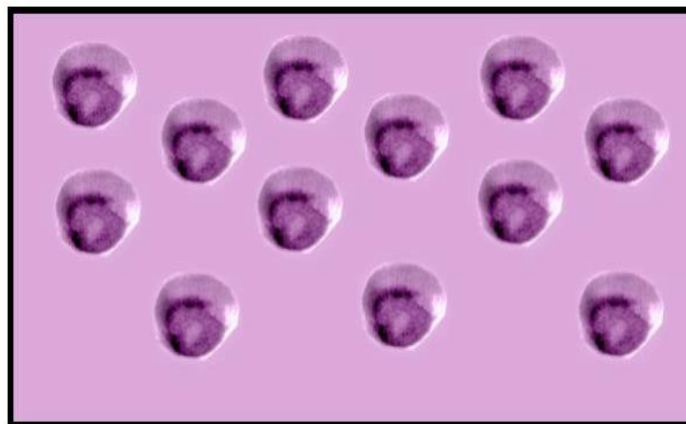


Fig. 1.7. Metodă ce are la bază tehnicile de gravură pornește de la o structură de tip „groapă cuantică”, în care alternează straturile de GaAs cu cele de AlGaAs și electronii sunt confinați într-un plan, formând un gaz electronic bidimensional. Nanocristalele vor rezulta din îndepărtarea materialului din gravură, rămânând punctul cuantic de formă cilindrică [40].

Pornind de la faptul că punctele cuantice sunt structuri de dimensiuni foarte mici, care conțin un număr redus de electroni liberi, ele sunt realizate din materiale semiconductoare și au dimensiuni tipice de la câțiva nanometri până la câțiva micrometri. Dimensiunea și forma acestor structuri, și implicit numărul de electroni pe care le pot conține, pot fi controlate cu mare precizie. Astfel, un punct cuantic poate găzdui un singur electron sau chiar câteva mii. În ultimul deceniu, au fost observate și măsurate numeroase fenomene interesante în structurile cu puncte cuantice.

Punctele cuantice au dimensiuni foarte mici de ordinul nanometri, având proprietăți optice și electronice care sunt diferite de cele ale particulelor mai mari datorită efectelor cuantice. Studiul proprietăților lor sunt un subiect central în nano-tehnologie. Laserul cu puncte cuantice este un dispozitiv semiconductor care utilizează ca material activ punctele cuantice pentru a emite lumină. Datorită limitării strânse a purtătorilor de sarcină în puncte cuantice, punctele cuantice prezintă o structură electronică similară cu atomii [41],[42]. Performanța laserelor cu puncte cuantice este mai apropiată de laserele cu gaz. Variind dimensiunea și compoziția punctelor cuantice laserele pot funcționa la diferite lungimi de undă care nu erau posibile anterior folosind tehnologia convențională a laserelor cu semiconductor [43].

Menționăm că au fost trecute în revistă unele dintre proprietățile laserelor cu puncte cuantice, cu accent pe originea lor bidimensională. S-a arătat că două efecte principale influențează curentul de prag: densitatea redusă a stărilor, care reprezintă un factor favorabil, și confinarea optică diminuată, care acționează ca un factor nefavorabil. Funcționarea bună a laserelor cu puncte cuantice GaAs-GaAlAs se bazează, de asemenea, pe efecte mai subtile, cum ar fi 2D [44], elementul de matrice optică îmbunătățită, eficiența cuantică ridicată. Funcționarea slabă a laserelor cu puncte cuantice bazate pe GaInAs se datorează efectului Auger dăunător, care este mai mare decât în laserele 3D din cauza densităților mai mari de purtători la care operează laserul.

Laserul cu puncte cuantice prezintă, în prezent, câteva proprietăți superioare comparativ cu laserele cu gropi cuantice. Printre acestea se numără curenți de prag extrem de mici, mult sub valorile estimate prin simple extensii ale teoriei laserelor cu heterostructură dublă, coeficienți de temperatură ai curentului de prag uneori mai buni decât cei ai laserelor cu gropi cuantice sau heterostructură dublă, capacități de modulare la frecvențe înalte și rate scăzute de degradare. [37], [45], [46]. Prin urmare, este interesant de înțeles baza fizică care conduce la aceste caracteristici operaționale, deoarece ele sunt strâns legate de natura bidimensională a stărilor electronilor din structură. După cum s-a menționat mai sus avantajele laserelor cu puncte cuantice include un curent de prag mic, dependență slabă de temperatură, amplificare crescută, frecvență de modulație ridicată, jitter scăzut la funcționarea în impulsuri, etc. Avantajele prezise inițial ale laserelor cu mediu activ puncte cuantice au avut la baza existența unor densități de stări asemănătoare atomice, discrete. Totuși dezvoltarea dispozitivelor reale practice s-a dovedit a fi relativ lentă și, chiar pentru lasertul de tipul GaAs – care a fost frecvent studiat, proprietățile controlabile ale dispozitivelor nu au fost încă pe deplin înțelese [47] - [54]. Cu toate acestea, sensibilitatea laserelor semiconductoare cu puncte cuantice la feedback-ul optic a fost analizată în [55, 56], iar experimentele au raportat apariția fenomenelor de bistabilitate și autopulsării în aceste lasere, atunci când sunt utilizate absorbânți intracavități saturabili [57]. Acum, odată cu progresele în fabricarea fiabilă a

structurilor laser cu puncte cuantice, considerăm oportună extinderea cercetărilor teoretice asupra dinamicii neliniare a acestor lasere, oferind totodată ghiduri detaliate grupurilor experimentale pentru verificarea predicțiilor noastre privind dispozitivul. Deși laserele cu puncte cuantice depășesc în general performanțele laserelor cu gropi cuantice, caracteristicile lor se abat încă de la cazul ideal. Investigarea dinamicii laserelor cu puncte cuantice și aplicarea acestora în sisteme de comunicații bazate pe haos prezintă un interes deosebit. Aceasta se datorează faptului că mediul activ de amplificare al unui laser cu puncte cuantice diferă calitativ de cel al unui dispozitiv convențional cu gropi cuantice. În acest context, pot fi utilizate diferite modele de ecuații care descriu captarea și recombinarea purtătorilor de sarcină în punctele cuantice, luând în considerare multiplele procese neliniare implicate.

1.3 Modele teoretice ale laserelor cu puncte cuantice.

Aplicațiile din medicină, tehnologii de afișare, spectroscopie și telecomunicații au crescut interesul către laserele cu puncte cuantice. Anume astfel de lasere care nu sunt sensibile la schimbările de temperatură sunt ideale pentru utilizarea în rețele și comunicații optice de date. Electronii limitați în puncte cuantice au niveluri discrete ale energiei, la fel ca electronii din atomi. Din acest motiv, punctele cuantice sunt cunoscute și ca atomi artificiali. Datorită naturii discrete a energiei, laserele semiconductoare care folosesc punctele cuantice sunt caracterizate prin proprietăți precum stabilitatea excelentă a temperaturii și puritatea spectrală. Dacă ar fi plasat un singur electron într-un punct cuantic pentru a emite lumină, ar putea fi generat un singur foton. O astfel de sursă unică de fotoni servește ca element de bază în comunicarea criptografică cuantică și poate fi, de asemenea, aplicată la procesarea informației cuantice pentru aplicații precum calculatoare cuantice. În plus, prin utilizarea nivelului de energie discret al punctelor cuantice, absorbția luminii cu lungime de undă lungă ar putea fi utilizată pentru a permite dezvoltarea celulelor solare de înaltă eficiență în viitor. Există, de asemenea, o gamă largă pentru aplicarea punctelor cuantice, inclusiv sensibilitatea ridicată, detectoare cu infraroșu. Progresul științific în dezvoltarea și cunoașterea dispozitivelor cu puncte cuantice a fost posibil în cadrul diferitor cercetări științifice internaționale.

Există mai multe modele ce descriu dinamica laserelor cu puncte cuantice. În continuare prezentăm câteva din ele. În [58] s-a analizat un laser cu puncte cuantice auto-asamblat, în care nivelurile de laser sunt pompate exclusiv prin captura purtătorilor Auger. Analiza arată că captura purtătorilor Auger și transportul Auger al purtătorilor între punctele cuantice pot oferi o pompă laser eficientă și o modulație rapidă de cel puțin până la 10 GHz. Transportul purtătorilor Auger reduce arderea spectrală a găurilor, care, împreună cu arderea găurilor din bariera de puncte, poate

amortiza oscilațiile de relaxare. Dinamica purtătorilor de sarcină și a fotonilor în laserul SAQD poate fi, prin urmare, descrisă de următoarele ecuații de rată [58]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{ql} - \frac{N}{\tau_0} - CN^2 2N_D (1 - \bar{\rho}), \quad (1.1)$$

$$\frac{d\rho_{res}}{dt} = -v_g \sigma_{res} (2\rho_{res} - 1) S - \frac{\rho_{res}}{\tau_{D0}} + CN^2 (1 - \rho_{res}) - B_{tran} (\rho_{res} - \bar{\rho}), \quad (1.2)$$

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} = -v_g \sigma_{res} r^* (2\rho_{res} - 1) S - \frac{\bar{\rho}}{\tau_{D0}} + CN^2 (1 - \bar{\rho}), \quad (1.3)$$

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{S}{\tau_{ph}} + \Gamma v_g S. \quad (1.4)$$

unde N este densitatea purtătorilor 2D, ρ_{res} este probabilitatea de ocupare a electronilor și a golurilor de către acelea dintre punctele cuantice care sunt în rezonanță cu fotonii, ρ este probabilitatea medie de ocupare în ansamblul de puncte cuantice lărgit neomogen, S este densitatea fotonilor. S-a demonstrat că captarea și transportul purtătorilor Auger între puncte cuantice pot oferi pompare și modulare eficiente în laserele propuse în [58] de cel puțin până la 10 GHz. Spre deosebire de caracteristicile $P-I$, caracteristicile de modulație sunt sensibile la constantele de viteză Auger. Am introdus așa-numitul transport Auger, un nou mecanism care pare să joace un rol destul de important în eliminarea arderii găurilor spectrale, care, împreună cu arderea găurilor prin bariera de puncte, poate suprima oscilațiile de relaxare.

În [59] este analizat un model microscopic de ecuații de rată pentru laserele cu puncte cuantice. Modelul tratează separat dinamica electronilor și a golurilor, iar ratele de împrăștiere purtător–purtător depind neliniar de densitățile purtătorilor de sarcină din stratul umectant. Obiectivul nostru este de a determina expresii analitice pentru frecvența oscilației de relaxare și pentru rata de amortizare. În acest scop, considerăm limita de clasă B a celor cinci ecuații de rată și aplicăm tehnici asimptotice, analizând două cazuri: rate de descreștere echivalente sau semnificativ diferite pentru electroni și goluri. Se arată modul în care aceste rate influențează creșterea amortizării oscilațiilor de relaxare în comparație cu laserul convențional și se identifică condiții optime ale parametrilor de control pentru a observa amortizarea maximă.

Modelul ecuației de rată electron–gol presupune că, în laserul cu puncte cuantice, purtătorii de sarcină sunt mai întâi injectați în rezervorul bidimensional de purtători (WL), înainte de a fi capturați de punctele cuantice (QD). Modelul consideră un sistem de electroni și goluri în starea fundamentală, aplicabil în mod obișnuit pentru QD-urile auto-organizate în sistemul material InAs/InGaAs. Ecuațiile neliniare ale ratei descriu dinamica densităților purtătorilor de sarcină în

puncte cuantice n_e și n_h ; densitățile purtătorilor de sarcină w_e și w_h (e și h reprezintă electroni și, respectiv, goluri); și densitatea fotonilor, n_{ph} [59]- [61]:

$$\dot{n}_e = S_e^{in} N^{QD} - \frac{1}{\tau_e} n_e - R_{ind}(n_e, n_h, n_{ph}) - R_{sp}(n_e, n_h), \quad (1.5)$$

$$\dot{n}_h = S_h^{in} N^{QD} - \frac{1}{\tau_h} n_h - R_{ind}(n_e, n_h, n_{ph}) - R_{sp}(n_e, n_h), \quad (1.6)$$

$$\dot{\omega}_e = \eta \frac{j}{e_0} + \frac{n_e N^{sum}}{\tau_e N^{QD}} - S_e^{sum} N^{sum} - \tilde{R}_{sp}(\omega_e, \omega_h), \quad (1.7)$$

$$\dot{\omega}_h = \eta \frac{j}{e_0} + \frac{n_h N^{sum}}{\tau_h N^{QD}} - S_h^{sum} N^{sum} - \tilde{R}_{sp}(\omega_e, \omega_h), \quad (1.8)$$

$$\dot{n}_{ph} = -2kn_{ph} + \Gamma R_{ind}(n_e, n_h, n_{ph}) + \beta R_{sp}(n_e, n_h). \quad (1.9)$$

S-a demonstrat că amortizarea redusă observată pentru concentrația de dopare p se datorează unei scăderi a duratei de viață a electronilor, fenomen care are la bază creșterea ratei proceselor mixte de împrăștiere Coulomb electron–gol, ca urmare a excesului de goluri din rezervor. Acest rezultat confirmă faptul că doparea p este benefică pentru răspunsul de modulație al laserelor cu puncte cuantice.

În [62] s-a studiat un model electron-gaură cu cinci variabile pentru un laser cu punct cuantic supus feedback-ului optic. Modelul include rate de împrăștiere Coulomb calculate microscopic. S-a considerat cazul unui factor de amplificare a lățimii liniei scăzut și a unei cavități externe scurte. S-a determinat diagrama de bifurcație a primelor trei moduri ale cavității externe și analizăm bifurcațiile acestora. Prima bifurcație Hopf marchează rata critică de feedback sub care laserul este stabil. S-a dedus o aproximare analitică pentru această rată critică de feedback care este proporțională cu rata de amortizare a oscilațiilor de relaxare (RO) și invers proporțională cu factorul de amplificare a lățimii liniei. Rata de amortizare este descrisă în termeni de durate de viață ale purtătorilor. Acestea depind de structura specifică a benzii dispozitivului QD și sunt calculate numeric. Sistemul de ecuații este similar celui de mai sus cu excepția următoarelor două ecuații ale ratelor unde feedback-ul este introdus:

$$\dot{n}_{ph} = -2kn_{ph} + \Gamma R_{ind}(n_e, n_h, n_{ph}) + \beta R_{sp}(n_e, n_h) + 2 \frac{K}{\tau_{in}} \sqrt{n_{ph, \tau_{ec}} n_{ph}} \cos(\phi - \phi_{\tau_{ec}} + C), \quad (1.10)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha}{2} \left\{ \Gamma W A(n_e + n_h - N^{QD}) - 2k \right\} - \frac{K}{\tau_{in}} \sqrt{\frac{n_{ph, \tau_{ec}}}{n_{ph}}} \sin(\phi - \phi_{\tau_{ec}} + C). \quad (1.11)$$

Schema laserului este următoarea (Fig. 1.8)

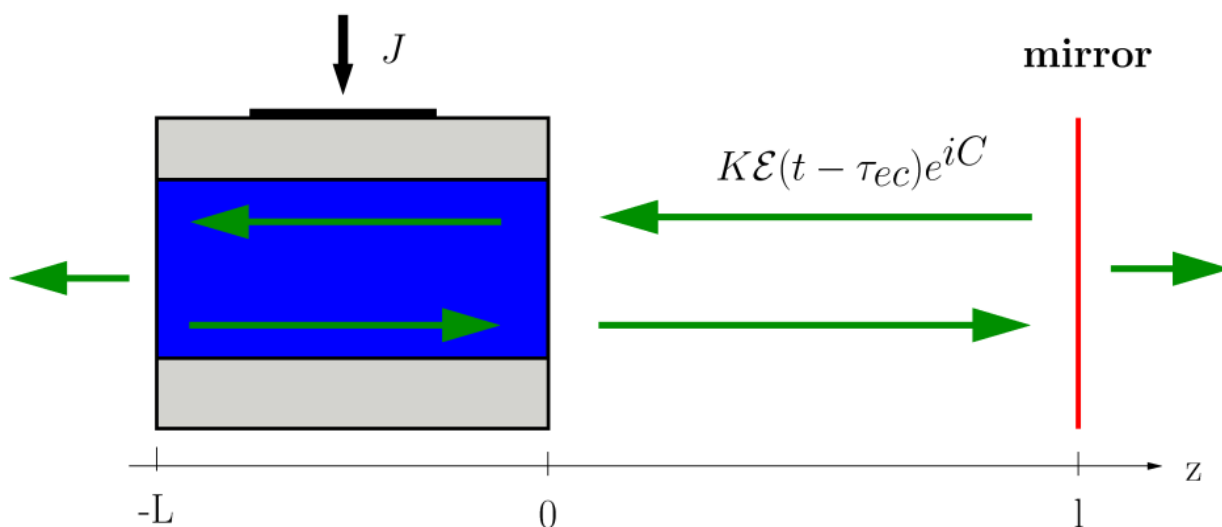


Fig. 1.8. Schema de configurare a dispozitivului laser considerat cu feedback optic întârziat de la o cavitate externă [62].

Pentru sistemul reprezentat în Fig. 1.8, s-a realizat o analiză liniară a stabilității pentru soluțiile de bază și s-a discutat dinamica mai complexă în regiunea de instabilitate a diagramei de bifurcație. În continuare, a fost derivată o formulă analitică pentru intensitatea critică de feedback la care laserul cu puncte cuantice devine instabil printr-o bifurcație Hopf. Această formulă a permis explicarea toleranței mai mari la feedback a laserelor cu puncte cuantice observată experimental. Compararea aproximării analitice cu prima linie de bifurcație Hopf obținută prin continuare numerică, în funcție de factorul α , a arătat că analiza propusă în [62] oferă o estimare fiabilă pentru limita inferioară a instabilității.

În [63] este analizat un model de ecuații de rată cu trei variabile, care ia în considerare captura purtătorilor și blocarea Pauli în laserele semiconductoare cu puncte cuantice. Descreșterea exponențială a oscilațiilor de relaxare este studiată pe baza ecuațiilor liniarizate, în funcție de trei parametri cheie ce controlează scările de timp ale laserului. În funcție de valorile relative ale acestor parametri, se obțin două reduceri distincte, cu două variabile, ale ecuațiilor de rată în limita ratelor mari de captură. Primul caz conduce la ecuațiile de rată pentru laserele cu sonde cuantice, caracterizate printr-o dinamică a oscilațiilor de relaxare. Al doilea caz corespunde punctelor aproape saturate cu purtători și se caracterizează prin absența oscilațiilor de relaxare. Ecuațiile de rată constau din trei relații pentru: intensitatea I a câmpului laser în cavitate, probabilitatea de ocupare a unui punct cuantic și numărul n de purtători în stratul wetting per punct. Ecuațiile adimensionale necesare pentru analiza analitică sunt prezentate în [63].

$$I' = [-1 + g(2\rho - 1)]I, \quad (1.12)$$

$$\rho' = \eta[F(\rho, n) - \rho - (2\rho - 1)I], \quad (1.13)$$

$$n' = \eta[J - n - 2F(\rho, n)]. \quad (1.14)$$

Utilizând aceste ecuații, s-a analizat descreșterea oscilațiilor de relaxare (RO) și s-a discutat rolul ratei de captură și al coeficientului de câștig. Analiza prezentată în [63] se bazează pe o teorie liniară și, prin urmare, nu poate prezice răspunsul neliniar al laserului la perturbații arbitrare ale stării staționare. Cu toate acestea, scalările identificate în acest cadru liniar pot fi considerate utile pentru analiza completă a comportamentului neliniar al sistemului.

La finalul acestui paragraf, menționăm că, în ultimul an, interesul pentru efectele observate în laserele cu puncte cuantice a crescut semnificativ. În [64] au fost prezentate laserele haotice, care, datorită comportamentului lor neliniar și puterii spectrale largi, reprezintă o soluție promițătoare pentru comunicațiile bazate pe haos. În acest studiu, a fost introdus un laser cu emisie de suprafață cu puncte cuantice (spin-VCSEL) cu funcționare liberă, capabil să genereze patru canale de lumină polarizată haotică. Aceste ieșiri prezintă o corelație redusă și sunt lipsite de semnături de întârziere temporală, depășind astfel limitările metodelor tradiționale de generare a semnalelor haotice. S-a analizat influența parametrilor cheie ai laserului - intensitatea pompei, elipticitatea polarizării și rata de relaxare intra-punct - asupra dinamicii haotice. Aceste rezultate [64] subliniază potențialul QD spin-VCSEL ca platforme compacte de înaltă performanță pentru luarea deciziilor fotonice paralele, avansând dezvoltarea tehnologiilor inteligente de procesare de generație următoare.

În [65] este analizat comportamentul dinamic al unui model de laser semiconductor cu puncte cuantice supus injecției optice provenite de la un alt laser. Modelul propus a fost studiat numeric utilizând MATLAB, inclusiv sistemul de injecție optică. Laserul cu puncte cuantice, un laser semiconductor cuantic, prezintă stabilitate ridicată în absența perturbațiilor externe. În momentul în care este supus feedback-ului optic, acesta afectează semnificativ comportamentul laserului, determinând trecerea de la starea stabilă anterioară injecției către un regim de dinamică neliniară. Studiul a investigat efectele atât ale intensității feedback-ului optic, cât și ale timpului de întârziere asupra performanței și comportamentului modelelor de bifurcație în ieșirea laserului, luând în considerare modificările parametrilor de bifurcație, forța de injecție k , frecvența laserului secundar și timpul de întârziere al acestuia.

Deja au fost dezvoltate LED-uri cu puncte cuantice. În lucrarea [66], un sistem de diode emițătoare de lumină cu puncte cuantice este modelat ca un sistem diferențial adimensional. În

cadrul acestui model au fost identificați trei parametri esențiali: 1 - rata de cuplare a fotonilor în modul optic la rata de descreștere neradiativă a purtătorilor din stratul de umectare, 2 - rata coeficientului Einstein la rata de descreștere neradiativă a purtătorilor de sarcina, 3 - rata curentului de injecție la coeficientul Einstein înmulțit cu sarcina elementară. Pe baza acestor parametri, a fost dezvoltată o metodă pentru evaluarea stabilității dinamice, bazată pe numărul de soluții de echilibru interior admise de sistem. Studiul a investigat domeniul de aplicabilitate al modelului în dinamică și a identificat diverse bifurcații experimentate de sistem în spațiul parametrilor, inclusiv bifurcația de tip nod-șea, bifurcația transcritică și bifurcația de tip furcă. În [66] sunt prezentate dovezi matematice pentru apariția acestor bifurcații în sistemul dinamic, pe măsură ce parametrii variază între regiunile corespunzătoare din spațiul parametrilor, iar aceste rezultate au fost confirmate și prin simulări numerice.

Recent, învățarea automată (Machine Learning, ML) este utilizată pentru optimizarea creșterii laserelor cu puncte cuantice. În [67], difracția electronilor de înaltă energie este combinată cu ML pentru a corela reconstrucția suprafeței cu fotoluminescența punctelor cuantice InAs/GaAs, care servesc drept regiune activă a laserelor. Pentru procesarea în timp real a datelor de intrare se utilizează un model ResNet-GLAM ușor, permițând identificarea eficientă a performanței optice. Această abordare ghidează optimizarea dinamică a parametrilor de creștere, oferind control în timp real asupra feedback-ului pentru ajustarea emisiilor punctelor cuantice în lasere. Laserele cu puncte cuantice InAs, cu cinci straturi, au demonstrat funcționare în undă continuă cu un curent de prag scăzut de $150 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ la temperatura camerei, performanță comparabilă cu probele obținute prin metode tradiționale manuale de optimizare multi-parametru. Aceste rezultate reprezintă un pas semnificativ către producția de emițătoare de lumină inteligente, cu costuri reduse și reproductibile.

La finalul acestui paragraf, menționăm următorul capitol al lucrării [68], în care sunt discutate progresele recente în domeniul laserelor cu puncte cuantice pentru fotonica pe siliciu. În primul rând, este prezentată evoluția laserelor cu puncte cuantice InAs/GaAs, incluzând prima propunere din 1982, caracteristicile superioare de laserizare prognozate teoretic, realizarea efectivă a laserelor QD în anii 1990 și demonstrarea curentului de prag insensibil la temperatură. În al doilea rând, este prezentată integrarea laserelor QD prin metoda flip-chip, ca una dintre principalele abordări pentru integrarea acestora pe platforma de siliciu. Este introdusă metoda de asamblare a laserelor QD pe circuitul fonic din siliciu prin lipire flip-chip și sunt introduse aplicațiile acestei tehnici la miezul optic I/O pentru interconectarea placă-placă și la interpozitorul optic din Si pentru interconectarea cip-cip. În al treilea rând, este discutată lipirea plachetelor pentru formarea laserelor QD InAs/GaAs pe substraturi de siliciu prin lipire intermediară metalică

și lipire directă. După ce este discutat fluxul procesului de lipire a plachetelor și fabricare cu laser, sunt descrise caracteristicile dispozitivului laser fabricat. În cele din urmă, este discutată creșterea epitaxială directă pentru formarea laserelor QD InAs/GaAs pe substraturi de siliciu. Structuri laser QD InAs/GaAs pe substrat de Si utilizând doar epitaxia cu fascicul molecular. O singură creștere prin epitaxie pe un substrat axial de siliciu (001) compatibil CMOS poate forma o structură laser QD. După introducerea fluxului de proces de creștere a cristalelor și fabricare cu laser, sunt descrise caracteristicile dispozitivului laser fabricat.

1.4 Elemente de control a emisiei laserului cu semiconductoare.

Este bine cunoscut faptul că chiar și o cantitate mică de feedback poate destabiliza laserele, generând instabilități și conducând la un comportament dinamic complex, adesea haotic. În cazul sistemelor de comunicații, feedback-ul apare din reflexiile de la interconectări sau de la suprafața mediilor optice și poate provoca creșteri ale zgomotului de fază și intensitate, salturi de mod și colapsuri ale coerenței. În [68] este dezvoltată o abordare cuantic-optică completă pentru auto-feedback-ul optic al unui laser cu microcavități. Este important de menționat că multe aplicații, în special comunicațiile bazate pe haos, necesită un comportament foarte neregulat al sistemului pentru a fi implementate eficient în configurația emițător–receptor. Conceptul de sincronizare a haosului a fost propus în 1990 de Pecora și Carroll [69]. Primul raport despre posibilitatea sincronizării între două sisteme optice haotice a fost raportat în [70]- [72]. După aceste activități de pionierat, cercetările în domeniul comunicării bazate pe haos au crescut exponențial. Diferite grupuri de cercetare din întreaga lume au raportat un număr mare de lucrări teoretice și experimentale, concentrate în principal pe aspecte fundamentale privind sincronizarea sistemelor optice dinamice neliniare [73] - [77]. O atenție specială a fost acordată sistemelor bazate pe laserul semiconductor [78]- [82]. Diferite consorții au făcut progrese în procesul tehnologic și în înțelegerea sistemului de comunicare bazată pe haos. Conceptul de comunicații optice securizate bazate pe haos a atras un interes considerabil. În acest context, ne propunem investigarea sistemelor de comunicații optice securizate bazate pe haos, utilizând lasere cu mediu activ de tip puncte cuantice. Obiectivul este dezvoltarea de subsisteme compacte și cu cost redus, compatibile cu infrastructura de rețea existentă, pentru implementarea comunicațiilor optice bazate pe haos.

În [83] s-a studiat o metodă de control al haosului unui laser semiconductor întârziat prin intermediul unui rețea de refracție. Laserul haotic poate fi controlat într-o stare periodică, în care oscilația periodică poate fi blocată. În [84] se prezintă o metodă optoelectronică de feedback încrucișat cu timp întârziat pentru a controla haosul în două lasere cuplate. Prin ajustarea nivelurilor de feedback sau a timpului de întârziere se realizează controlul haosului. S-a demonstrat

că haosul a două lasere este suprimat în stări diferite de ciclul unu, ciclul 2, ciclul 3, ciclul 5 ș.a.m.d. Rezultatele obținute indică faptul că controlul comportamentului haotic al două lasere cuplate poate fi realizat eficient prin utilizarea metodei de feedback încrucișat cu întârziere optoelectronică. Rezultatul prezentat în [84] este foarte util pentru studiile noastre de control al sistemelor dinamice complexe, haosului și tehnologiei laser. În [85] se prezintă o schemă de generare a semnalului de haos optic bazată pe un laser semiconductor supus injecției optice cu intensitate modulată. În această schemă, au fost investigate numeric caracteristicile semnalului haotic generate prin dinamica neliniară asociată destabilizării perioadei unu. Rezultatele arată că, deși semnalele haotice obținute în scenariul injecției optice cu intensitate modulată prezintă limitări în detectarea neambiguă a intervalului în majoritatea regiunilor parametrilor, dinamica haotică cu bandă largă poate fi realizată ușor în regiunile parametrilor de injecție și modulație corespunzătoare. Studiul [85] deschide astfel perspective pentru aplicații care nu necesită semnături cu întârziere temporală și care utilizează haos cu bandă largă, cum ar fi comunicațiile haotice de mare viteză și generarea aleatorie de biți.

O nouă metodă de control al haosului în lasere este prezentată în [86], bazată pe feedback neliniar fotoelectric întârziat. În acest context, au fost studiate două modele diferite de control al haosului pentru laserul semiconductor injectat, prin modularea controlerelor fotoelectrice întârziate, atât neliniare, cât și liniare. În primul rând, prin modularea periodică a fotocurentului liniar sub condiția controlului neliniar, comportamentul laserului poate fi adus într-o stare dublă sau multi-periodică. În al doilea rând, controlul dinamic al haosului se realizează cu succes prin comutarea controlerelor. În [86] sunt prezentate scheme noi de control, controlul modelelor haotice în spațiu-timp, controlul sistemelor neliniare zgomotoase și comunicarea cu haosul optic precum și noi direcții în cercetare în domeniile date. Contribuțiile cercetătorilor internaționali [86] activi în domeniu oferă o imagine de ansamblu cuprinzătoare asupra nivelului actual al cunoștințelor privind controlul haosului și aplicațiile sale în fizică, chimie, biologie, medicină și inginerie. De asemenea, aceste lucrări evidențiază suprapunerea tematică cu domeniul tradițional al teoriei controlului, așa cum este abordat în comunitatea inginerescă.

Obținerea unui regim dinamic specific într-un sistem neliniar a fost inițiată de Hubler și Luscher în 1989, când aceștia au propus utilizarea perturbațiilor aplicate unui parametru accesibil al sistemului [87]. Este bine cunoscut faptul că laserul aflat sub influența feedback-ului optic convențional prezintă comportamente diferite de exemplu oscilații periodice, cvasi-periodice sau haotice. Comportamentul haotic este benefic în aplicații precum comunicările bazate pe haos [88]. Un reper important de stabilizare a sistemelor dinamice haotice a fost obținerea unui număr mare de orbite periodice nestabile într-un atractor haotic, de Ott, Grebogi și Yorke [89]. Astfel, a fost

demonstrat că atractorul haotic poate fi controlat într-o mișcare periodică prin aplicarea unei perturbări dependente de timp ale unui parametru disponibil al sistemului [90] -[92]. Pyragas a sugerat o metodă de autocontrol cu ajutorul feedback-ului optic pentru stabilizarea orbitelor periodice instabile [93]. Această metodă are un avantaj față de sistemele convenționale deoarece nu implică cunoașterea amănunțită a ecuațiilor sistemului ce permite obținerea rezultatelor experimentale și compararea cu alte metode de control non-feedback. Există trei pași de stabilizare: obținerea orbitelor periodice nestabile și aplicarea în atractorul haotic, stabilirea celor pentru care sistemul generează oscilații stabile și implementarea perturbațiilor cu mici dependențe de timp a parametrilor. Sunt cunoscute diverse metode de control a feedbackului optic întârziat, unele din acestea sunt descrise ca modele noi [94].

Avantajele controlului stărilor instabile ale unui laser semiconductor cu gropi cuantice, supus unui feedback optic convențional prin intermediul unei a doua ramuri de feedback filtrat, sunt prezentate în [95]. În această lucrare au fost obținute soluții analitice pentru stările staționare cu feedback dublu și s-a demonstrat numeric că regiunea de stabilizare este semnificativ mai extinsă atunci când se utilizează a doua ramură cu feedback filtrat, comparativ cu scenariul cu un singur feedback convențional. Laserele cu puncte cuantice au ajuns la un nivel în care prezintă în general proprietăți superioare celor cu gropi cuantice. Totuși, anumite caracteristici ale laserelor cu puncte cuantice se abat încă de la comportamentul ideal din cauza unor fenomene neprevăzute, inclusiv populația termică a punctelor excitate și a stărilor de barieră, pierderea purtătorilor către centrele neradiative și lărgirea neomogenă rezultată din neuniformități. Chiar și o cantitate mică de feedback optic poate destabiliza laserele, inducând instabilități și în final generând un comportament dinamic complex, denumit haos puternic. În sistemele de comunicații, cum ar fi CD și DVD, feedback-ul provine din reflexiile interconectărilor sau ale mediilor optice și poate conduce la creșteri ale zgomotului de fază și intensitate, salturi de mod, colapsuri ale coerenței etc. [95].

1.5 Concluzii la CAPITOLUL 1

Chiar dacă laserul în baza de semiconductoare a fost inventat la mijlocul secolului trecut, laserele cu puncte cuantice în multe au devenit obiect de studiu în multe laboratoare din lume. În acest capitol se evidentiază că laserele cu mediu activ gropi și puncte cuantice au o dinamica complexă și vor fi cercetate în continuare extensiv pentru a fi îmbunătățite proprietățile semnalului la ieșire. Teoria laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi și puncte cuantice este concentrată pe înțelegerea și explicarea rezultatelor experimentale disponibile. În urma analizei și studiului literaturii de specialitate au fost stabilite obiectivele prezentei teze.

2. LASERELE SEMICONDUCTOARE CU MEDIU ACTIV GROPI ȘI PUNCTE CUANTICE SUB INFLUENȚA FEEDBACKULUI OPTIC EXTERIOR MULTIPLU CA ELEMENT DE BAZA A SISTEMELOR DE COMUNICARE BAZATE PE HAOS

**TOATE FIGURILE DIN CAPITOLELE 2-4 SUNT ÎN BAZA REZULTATELOR PROPRII
OBTINUTE ÎN TEZĂ**

2.1. Introducere

Pe parcursul ultimilor ani, fenomenul de control și stabilizare, precum destabilizarea și haosul emisiei laser cu cavități exterioare au beneficiat de o atenție considerabilă datorită importanței sale fundamentale și aplicative. Scopul principal al progresului tehnologic este producerea de structuri cu proprietăți stabile și posibilitatea aplicării lor în diferite domenii. Asemenea domenii din cercetarea științifică precum comunicațiile optice, medicină, etc. Stabilizarea emisiei laser cu cavități exterioare are o istorie îndelungată [89], [96]-[99] și prezintă în continuare un interes deosebit [100]-[105]. O altă metodă de control este cunoscută din teoriile lui Pyragas [93] și aplicată cu succes pentru diverse sisteme [106]-[108]. Controlul unui laser supus feedbackului optic convențional a fost studiat în [109], unde este demonstrat că regiunile dinamice complexe pot fi stabilizate, odată cu utilizarea celei de a doua cavități și ajustarea într-un mod corespunzător a feedback-ului de întârziere. Aceste tehnici de control au aplicații importante în sistemele de transmitere a informației.

Pe de altă parte, diverse comportamente optice au fost obținute pentru laserele ce funcționează influențat de un feedback optic provenit de la cavitățile exterioare, inclusiv a pulsațiilor periodice și cvasi-periodice, fluctuații de frecvență joasă, colaps coerent, turbulențe optice, haos [110]. Undele haotice sunt potrivite pentru sistemele de comunicare optica bazată pe haos. Recent, comunicarea optică bazată pe haos a devenit o opțiune pentru a îmbunătăți confidențialitatea și securitatea la transmiterea datelor, în special după demonstrarea recentă în domeniul rețelelor de fibre metropolitane din Atena [110].

În comunicarea optică bazată pe haos, unda haotică este generată de laserele semiconductoare cu bucle ale feedbackului, toate fiind optice sau electro-optice [111], [112]. În special, forma sincronizată a undelor haotice și-a găsit aplicații în sistemele de comunicații bazate pe haos. În urma procesului tehnologic continuu, laserele cu mediu activ puncte cuantice au ajuns la o funcționare controlabilă. Laserele cu mediu activ puncte cuantice sunt dispozitive compacte și bune pentru următoarele aplicații: pentru stabilizarea emisiei laser și pentru comunicarea optică

bazată pe haos. În prezenta teză studiem laserele semiconductoare cu mediu active gropi și puncte cuantice. Arakawa în [36] a prezis că lasere semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice au o dependență de temperatură mai mică în comparație cu laserele cu semiconductoare existente deja și acestea nu vor ieși din funcțiune la temperatură ridicată. Alte avantaje ale laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice sunt reducerea drastică a curentului de prag și creșterea pronunțată a coeficientului de amplificare [113]. În ultimii ani, dinamica complexă a laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice a devenit un important subiect de studiu, iar cercetările teoretice fiind necesare pentru dezvoltarea și extinderea teoriei dinamicii neliniare a laserelor semiconductoare cu mediu active puncte cuantice.

Există câteva tipuri de configurații analizate ale laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice. Una din acestea include structura laserului ce funcționează sub influența feedback-ului optic provenit de la două cavități, iar alta include configurația în care feedbackul optic provine de la mai multe cavități exterioare. Structura și comportamentul dinamic al laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice influențat de un feedback optic de la două cavități exterioare sunt analizate cu ajutorul ecuațiilor conform modelului Lang - Kobayashi.

La începutul acestui capitol vom cerceta utilizarea laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi cuantice în sistemele de comunicare bazate pe haos. Astfel se prezintă rezultatele numerice ale comportamentului dinamic al unui laser semiconductor integrat supus mai multor bucle de feedback optic sunt relatate în continuare. Configurația laser constă dintr-o secțiune activă cu feedback distribuit, cuplată cu cavități cu mai multe secțiuni. S-a demonstrat că datorită buclor multiple de feedback optic în condiții de funcționare deosebite, laserul prezintă comportamente haotice adecvate pentru comunicațiile bazate pe haos. Au fost identificate condițiile optime și parametri potriviți pentru generarea haosului. A fost studiată sincronizarea a două sisteme cuplate unidirecțional (principal-secundar). În cele din urmă, au fost descrise și discutate exemple de codificare și decodificare a mesajelor cu rată mare de biți. În acest Capitol, mai analizăm modul în care laserul poate fi destabilizat de cavitățile externe. Utilizarea oscilațiilor haotice produse de configurația laser cu mai multe secțiuni într-un sistem comunicațional bazat pe haos este scopul principal al acestui Capitol. Comunicarea bazată pe haos devine mai atractivă deoarece permite o îmbunătățire suplimentară a securității transmisiei optice de date [114]. După cum s-a menționat mai sus interesul pentru acest domeniu a crescut considerabil după demonstrarea practică a comunicării optice bazate pe haos în rețeaua de fibre optice din Atena. O trecere în revistă sistematică a teoriei fundamentale a reconstrucției semnalului și a tehnicilor practice utilizate în reconstrucția semnalelor haotice este prezentată în [115]. Aplicațiile specifice ale metodelor de reconstrucție a semnalului în comunicațiile bazate pe haos sunt expuse în detaliu, împreună cu

exemple care ilustrează diferitele probleme asociate cu astfel de aplicații.. Diferite feedback-uri optice sunt de obicei utilizate în sistemele optice de comunicații bazate pe haos: optice complete, sau electro-optice. De obicei, pentru a genera haos, timpul de întârziere trebuie să fie mai mare de câteva sute de picosecunde. Odată cu dezvoltarea rapidă a comunicațiilor optice și cu creșterea cantității de date schimbate, a devenit extrem de important să se ofere o arhitectură eficientă pentru a proteja datele sensibile [116]. Utilizarea dispozitivelor optoelectronice haotice a demonstrat deja un mare potențial în ceea ce privește securitatea computațională suplimentară la nivelul fizic al rețelei optice. Semnalele haotice au fost propuse ca purtători de informații în bandă largă cu potențialul de a oferi un nivel ridicat de robustețe și confidențialitate în transmisia de date. În [117] se arată că semnalele haotice cu spectru de putere diferit și exponenți Lyapunov pozitivi diferiți sunt robuste la suprapunerea liniară, ceea ce înseamnă că suprapunerea păstrează exponenții Lyapunov și conținutul informațional al semnalelor sursei, chiar și după ce au fost transmise pe un mediu fizic neideal. Această lucrare abordează cu mare detaliu modul în care semnalele haotice și conținutul lor informațional sunt afectate atunci când trec printr-un mediu care prezintă proprietățile neideale ale propagării pe mai multe căi, zgomotul și interferența haotică și modul în care acest lucru are impact asupra sistemului de comunicații propus. Sunt discutate și mediile fizice cu alte proprietăți neideale (dispersie și interferență cu semnale periodice). Aceste proprietăți minunate pe care le au semnalele haotice permit propunerea unui nou sistem de comunicare bazat pe haos, în care informațiile compuse de la și către mai mulți utilizatori, fiecare care operează cu frecvențe de bază diferite și care este transportată de semnalele de undă haotice, pot fi păstrate pe deplin după transmiterea în aer liber.

2.2 Lasere cu mediu activ gropi cuantice cu cavități aer.

În acest paragraf considerăm un dispozitiv prezentat în Fig. 2.1, care constă dintr-un laser semiconductor cu gropii ce funcționează sub influența unui feedback optic multiplu dintr-o cavitate externă similară cu cea descrisă în [10].

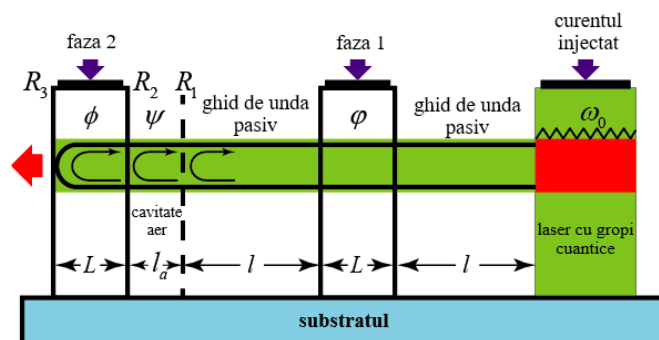


Fig. 2.1. Schema laserului semiconductor cu feedback optic din cavități cu mai multe secțiuni.

Pentru modelarea schemei prezentate în Fig. 5.1, folosim un model al unui laser care funcționează în regim unimod. Fazele φ și ϕ pot fi controlate cu ușurință printr-un curent mic injectat în secțiunile de fază. Aplicăm aproximarea unei singure bucle și neglijăm multi-reflexiile din cavități. Ținem să menționăm că această aproximare este folosită doar pentru simplificarea calculelor numerice. Proprietățile dinamice ale sistemului a fost analizată în folosind modelului extins Lang-Kobayashi [118] pentru amplitudinea complexă a câmpului electric E și densitatea purtătorilor

$$\frac{dE_{t,r}}{d\tau} = \frac{1}{2}(1+i\alpha) \left[\frac{g(N_{t,r} - N_0)}{1 + \varepsilon |E_{t,r}|^2} - \frac{1}{\tau_p} \right] E_{t,r} + \sum_{n=1}^3 \gamma_n \cdot e^{-i \sum_{n=1}^3 \varphi_n} E_{t,r}(\tau - n\tau_L),$$

$$\frac{dN_{t,r}}{d\tau} = \frac{I_{t,r}}{e} - \frac{1}{\tau_e} N_{t,r} - \frac{g(N_{t,r} - N_0)}{1 + \varepsilon |E_{t,r}|^2} |E_{t,r}|^2.$$

Indicele t și r se referă la lasere care transmit și, respectiv, recepționează mesaje. τ_1 , τ_2 și τ_3 sunt întârzierile determinate de cavitățile externe. γ_n reprezintă intensitățile feedbackului determinate de reflectivitățile R_n . Alți parametri au valorile: factorul Henry $\alpha = 5$, coeficientul de amplificare diferențială $g=12$ și saturația coeficientului de amplificare este $\varepsilon=5$. Durata de viață ale fotonilor și purtătorilor de sarcină sunt respectiv de 2 ps și 3 ns. Valorile acestea ale parametrilor de mai sus sunt utilizate pentru obținerea rezultatelor prezentate în toate figurile următorului paragraf.

2.2.1 Rezultate numerice ale dinamicii laserelor și a comunicării bazate pe haos.

Pentru o intensitate a semnalului de feedback optic relativ mică, laserul emite în regim de unde continue sau exercită oscilații periodice. Figura 2.2 prezintă evoluția în timp a puterii emergente (a) și (b) a densității purtătorilor de sarcină pentru comportamentul periodic. Portretul de fază prezentat în Fig. 2.2 (c) reprezintă un ciclu limită.

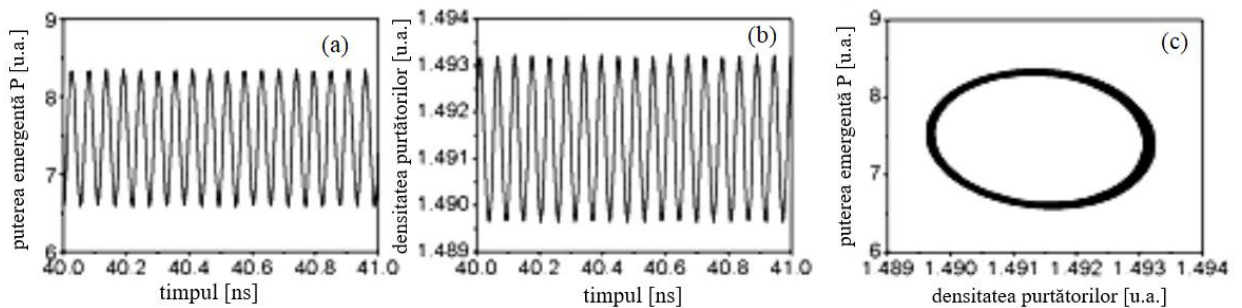


Fig. 2.2. Comportamentul periodic. (a) puterea emergentă și (b) densitatea purtătorilor de sarcină. (c) Portretul de fază al laserelor semiconductoare sub influența feedbackului optic din mai multe cavități în planul a doi parametri (P-N). Alți parametri sunt $\alpha = 5$, $\gamma_1 = 5$,

$$\gamma_2 = 5, \gamma_3 = 5, \varphi = \pi/2, \psi = 0.$$

Regimul haotic intr-un sistem apare atunci când intensitatea semnalului returnat din cavitatea externă este suficient de mare. Figura 2.3 prezintă evoluția în timp (a) a puterii de ieșire și (b) densității purtătorilor de sarcină ai unui laser semiconductor influențat de feedback-ul optic de la mai multe cavități în regim haotic. Figura 2.3 (c) arată apariția unui atractor straniu în planul a doi parametri. Astfel, datorită influenței feedbackurilor multiple, comportamentul laserului s-a dovedit a fi haotic pentru o gamă largă de parametri și curenți de injectare.

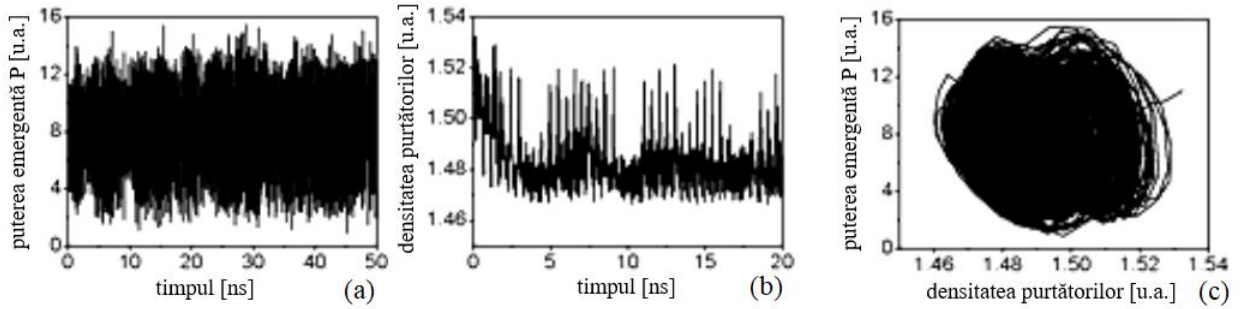


Fig. 2.3. Comportamentul haotic. Puterea emergentă în funcție de timp (a) și densitatea purtătorilor de sarcină (b). Faza laserelor semiconductoare sub influența feedbackului optic provenit de la mai multe cavități în planul mai multor cavități (P-N). Alți parametri sunt $\alpha = 5$, $\gamma_1 = 5$, $\gamma_2 = 10$, $\gamma_3 = 15$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 0.11$.

Atât experimentele, cât și calculele teoretice pentru aceste lasere demonstrează prezența unor comportamente haotice în dinamica laserului [10]. Acționând asupra secțiunilor de fază, amplitudinea haosului și lățimea de bandă ar putea fi, de asemenea, reglate.

Figura 2.4 prezintă diagrame tipice de bifurcație ale unui laser semiconductor sub influența feedback-ului optic cu mai multe secțiuni, în care intensitățile feedbackului γ_1 și γ_2 acționează ca parametri de bifurcație.

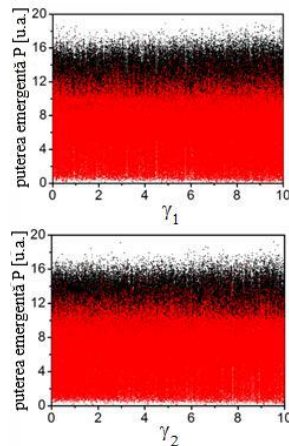


Fig. 2.4. Diagrama bifurcației pentru γ_1 (a) și γ_2 (b) ca parametri ai bifurcației. Alți parametric sunt: $\phi = \pi/2$, $\psi = 0$, $\phi = 3\pi/2$.

Pentru fiecare valoare a intensității feedbackului, figura afișează valorile maximelor (negru) și minimelor (roșu) ale evoluției în timp a puterii emise de laser. Figura 2.4 arată că chiar și pentru valori mici ale intensității de feedback γ_1 , dinamica laserului este deja haotică datorită influenței feedback-ului altor secțiuni. Din figură este evident că amplitudinea oscilațiilor haotice crește ușor odată cu creșterea intensităților feedbackului γ_1 și γ_2 . Când ambele intensități ale feedbackului sunt fixate la $\gamma_1 = 20 \text{ ns}^{-1}$ și $\gamma_2 = 15 \text{ ns}^{-1}$, așa cum se arată în Fig. 2.5, laserul dezvoltă o dinamica haotică găsită pentru orice valoare a fazelor ψ .

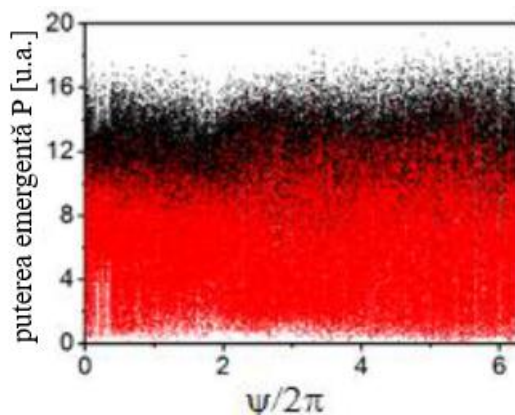


Fig. 2.5. Diagrama bifurcației pentru $\psi/2\pi$ ca parametru al bifurcației. Alt parametru este $\phi = \pi/2$.

Figura 2.6 ne sugerează că doar într-un domeniu foarte îngust al fazei f nu este regim complet haotic.

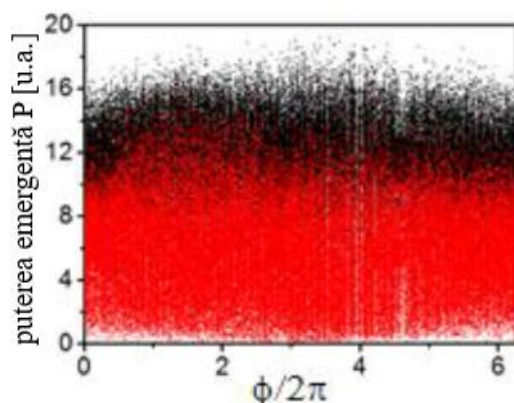


Fig. 2.6. Diagrama bifurcației pentru $\phi/2\pi$ ca parametru al bifurcației. Alt parametru este $\psi = \pi/2$.

Au fost clarificate diferite aspecte ale dinamicii unui laser semiconductor cu feedback integrat în mai multe secțiuni pentru obținerea comportamentului haotic. În cele ce urmează, ne interesează configurația emițător-receptor (a se vedea Fig. 2.7) și evaluarea proprietăților sale de sincronizare.

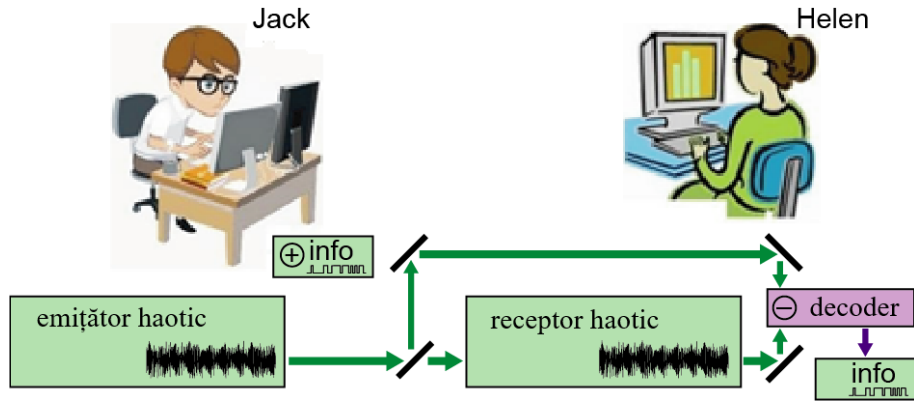


Fig. 2.7. Configurația transmițător receptor.

Figura 2.8 prezintă diagrama de sincronizare în planul diferiților parametri. Se poate vedea regiunea largă de sincronizare perfectă (regiunea gri) cu coeficientul de corelație încrucișată mai mare de 0,99. Nivelul parametrului de cuplare este 100 ns^{-1} . Astfel, pentru acest set de parametri și coeficient de cuplare, harta de sincronizare arată un proces de sincronizare clar.

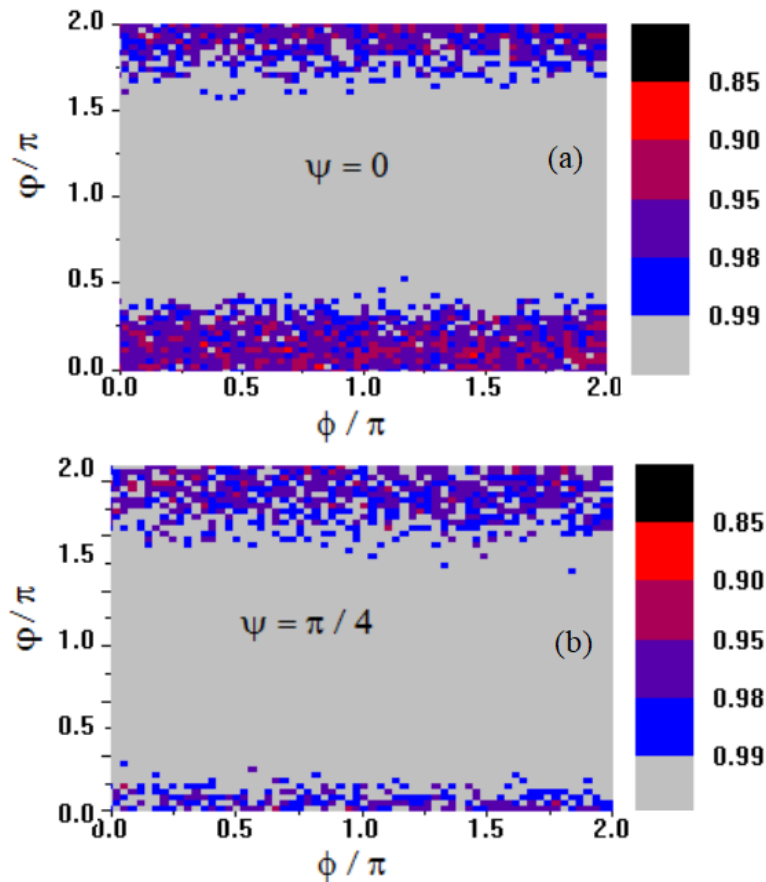


Fig. 2.8. Diagrama de sincronizare în planul ϕ – ϕ pentru parametrului nivelului de cuplare $k = 100 \text{ ns}^{-1}$ și diferite valori ale fazei ψ : (a) $\psi=0$, (b) $\psi=\pi/4$.

În continuare, studiem configurația transmisie-recepție și evaluăm proprietățile de sincronizare ale celor două lasere. Examinăm procesul de criptare și decriptare unui mesaj digital în sistemul de comunicații optice bazate pe haos. Tinem să menționăm că în literatura de specialitate au fost propuse diverse metode de criptare haotică, precum modulația haos, comutarea haotică, mișcarea haotică etc. Analizăm în detalii doar cazul în care mesajul informațional este inclus ca amplitudine de modulație haotică, adică așa-numita modulație haotică.

Figura 2.9 ilustrează transmisia unui semnal digital. Panoul (a) arată forma unui semnal incident de 5 Gb/s, adică semnalul care ar trebui trimis. Panourile (b) și (c) arată puterea de ieșire a laserului principal fără și, respectiv, cu un mesaj. Panoul (d) este mesajul decodat și recuperat după filtrarea semnalului informațional (linia continuă) și a semnalului incident (linia punctată). Această figură arată că, pentru un caz ideal în condițiile când parametrii ambelor lasere coincid, mesajul este complet recuperat. Astfel, am arătat teoretic că metoda modulației haotice poate fi implementată cu ușurință în sistemele de comunicații optice bazate pe haos.

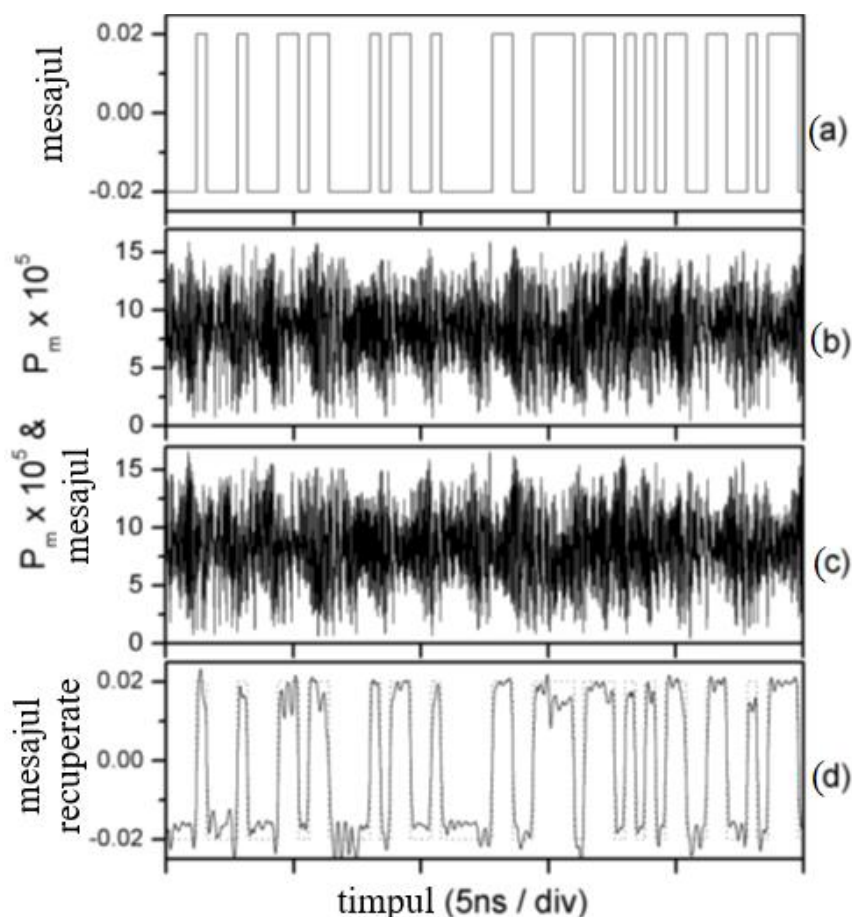


Fig. 2.9. Rezultatul numeric de transmitere si decodare a unui mesaj digital de 5 Gbit/s.

În acest paragraf am demonstrat ca un laser semiconductor cu mediu activ gropi cuantice poate genera unde haotice care ulterior pot fi sincronizate într-un sistem de transmitere-recepționare a

semnalelor digitale în comunicarea bazată pe haos. Astfel în acest paragraf am demonstrat că laserele semiconductoare cu gropi cuantice pot genera unde haotice și pot fi folosite ca surse în comunicarea bazată pe haos. În următoarele paragrafe studiem laserele cu puncte cuantice și feedback optic.

2.3 Lasere cu puncte cuantice și cavități aer.

2.3.1 Schema laserului și ecuațiile care-l descriu dinamic.

În continuare avem descris comportamentul dinamic al laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice. Schema acestuia este reprezentată în Figura 2.10. Dispozitivul este alcătuit dintr-un laser cu mediu activ puncte cuantice care funcționează sub influența unui feedback optic de la două cavități exterioare. Prima oglindă a laserului este amplasată la distanța l de la partea laterală a laserului.

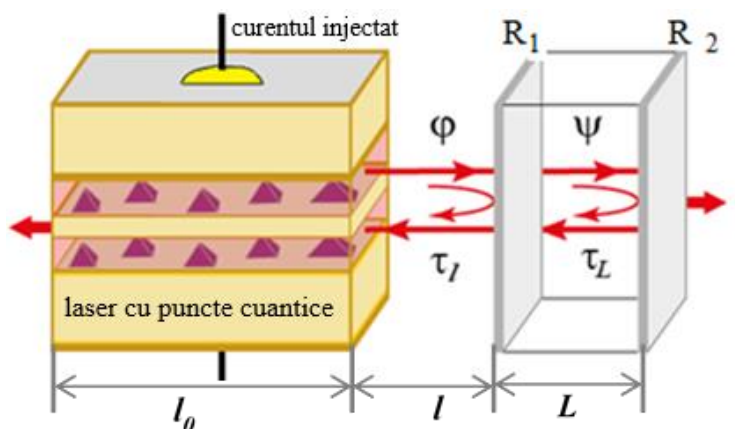


Fig. 2.10. Schema laserului. l_0 este lungimea laserului, l este distanța dintre partea laterală a laserului și prima oglindă a rezonatorului. L este distanța dintre oglinzi, ω_0 este frecvența laserului, φ este faza feedback-ului în cavitatea cu aer și ψ este faza în interiorul rezonatorului. τ_l și τ_L sunt timpul pentru cavitățile exterioare respective.

Distanța dintre prima și a doua oglindă este L . Faza φ în cavitatea cu aer poate fi schimbată de un piezo-element, care este plasat la fațeta posterioară a sistemului. Faza feedback-ului optic în cavitatea a doua poate fi controlată prin includerea unui curent în secțiunea pasivă. Presupunem că curentul injectat în secțiunea pasivă este foarte mic și nu afectează puternic indicele de refracție, astfel încât lungimea optică a rezonatorului este schimbată în intervale de sub-lungimi de undă. Pe de altă parte, faza feedbackului φ poate fi reglată prin modificarea timpului de întârziere dintre cele două oglinzi.

Pentru a studia dinamica complexă a laserului cu mediu activ puncte cuantice sub influența unui feedback optic dublu se utilizează următoarele ecuații [119],[120] pentru dimensiuni adimensionale și pentru feedback optic

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[-\gamma_{np} + g(2\rho-1)\right]E + \Gamma_1 e^{-i\varphi} E(\tau-\tau_1) + \Gamma_2 e^{-i(\varphi+\psi)} E(\tau-(\tau_1+\tau_L)), \quad (2.1)$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = -\gamma_{ns}\rho - (2\rho-1)|E|^2 + (CN^2 + BN)(1-\rho), \quad (2.2)$$

$$\frac{dN}{d\tau} = J - N - 2\left[(CN^2 + BN)(1-\rho)\right], \quad (2.3)$$

unde E este amplitudinea complexă a câmpului electric, N este densitatea purtătorilor de sarcină în groapa cuantică și ρ este probabilitatea de ocupare în punctele cuantice. $\tau_1 = 0.05$, $\tau_L = 0.2$ este timpul pentru cavitățile exterioare respective, care corespund $l = 7.5$ mm, și $L = 1$ cm, respectiv. $g = 1200$ este câștigul diferențial, iar $J = 20$ este parametrul de pompare. Constantele $B = 0.012$ și $C = 40$ descriu transportul purtătorilor de sarcină prin interacțiunea sarcină-foton. Aceste valori ale parametrilor menționați sunt utilizate ca bază pentru a descrie rezultatele obținute și a le prezenta cu ajutorul diagramelor în acest Capitol. Totuși unii din acești parametri vor avea variații care vor fi incluse în legendele figurilor.

Parametrii Γ și τ descriu conexiunea feedback-ului și timpul de întârziere. Γ_1 și Γ_2 reprezintă nivelurile feedback-ului care mențin reflectivitatea oglinzilor R_1 și R_2 , respectiv. Se presupune că ambele fațete ale cavităților sunt acoperite cu material care poate schimba reflectivitatea acestora. Faza feedback-ului φ poate fi modificată de un curent mic sau poate fi verificată cu ajutorul unui piezo-element. Astfel, intensitatea feedback-ului Γ_1 și Γ_2 , precum și faza în cavitatea de aer φ sunt parametri principali care se variază pe parcursul investigației.

Sistemul de ecuații (2.1)-(2.3) reprezintă un sistem de ecuații diferențiale cu întârziere dublă. Ținem să menționăm că astfel de sisteme de ecuații este imposibil de rezolvat analitic. Totodată există două modalități de obținere a soluțiilor acestor ecuații, fie utilizând programul DDE-biftool, fie integrare numerică utilizând metoda Runge Kutta despre care vom vorbi mai jos. Vom începe cu aflarea stărilor staționare ale sistemului (2.1)-(2.3) așa numitor moduri ale cavităților exterioare.

2.3.2 Ecuațiile cazului staționar.

În continuare, se va analiza sistemul de ecuații (2.1) – (2.3) utilizând stările staționare. Următorul sistem de soluții (2.4) explică stările staționare prin rotirea stărilor staționare de undă numite moduri ale cavităților exterioare (MCE)

$$E = E_s e^{i\omega_s \tau}, \quad N = N_s, \quad \rho = \rho_s. \quad (2.4)$$

Utilizăm soluțiile (2.4) pentru a le substitui în (2.1) și exprimăm diferențiala pentru E_s

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{d\tau} e^{i\omega_s \tau} + i\omega_s E_s e^{i\omega_s \tau} = & \frac{1}{2}(1+i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)E_s e^{i\omega_s \tau} + \Gamma_1 E_s (\tau - \tau_l) e^{-i\varphi} e^{i\omega_s (\tau - \tau_l)} + \\ & + \Gamma_2 e^{-i(\varphi + \psi)} E_s [\tau - (\tau_l + \tau_L)] e^{i\omega_s (\tau - \tau_l - \tau_L)} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Astfel, după înmulțirea ecuației (2.5) cu $1/e^{i\omega_s \tau}$ vom obține:

$$\frac{dE_s}{d\tau} = -i\omega_s E_s + \frac{1}{2}(1+i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)]E_s + \Gamma_1 E_s (\tau - \tau_l) e^{-i(\omega_s \tau_l + \varphi)} + \Gamma_2 E_s (\tau - \tau_l - \tau_L) e^{-i(\omega_s \tau_l + \omega_s \tau_L + \varphi + \psi)} \quad (2.6)$$

În continuare analizăm ρ_s înlocuind soluția (2.4) pentru ρ_s în ecuația (2.2) obținem o ecuație diferențială pentru ρ_s

$$\frac{d\rho_s}{d\tau} = -\gamma_{ns} \rho_s - (2\rho_s - 1)|E_s|^2 + (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s). \quad (2.7)$$

În final pentru N_s vom obține

$$\frac{dN_s}{d\tau} = J - N_s - 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s). \quad (2.8)$$

Notăm:

$$\omega_s \tau_l + \varphi = \Phi, \omega_s \tau_L + \psi = \Psi. \quad (2.9)$$

Substituim ecuația (2.9) în sistemul de ecuații (2.7) – (2.9). Astfel, pentru cazul staționar

$$\left(\frac{dE_s}{d\tau} = \frac{dN_s}{d\tau} = \frac{d\rho_s}{d\tau} = 0 \right) \text{ vom obține următoarele ecuații}$$

$$i\omega_s E_s = \frac{1}{2}(1+i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)]E_s + \Gamma_1 E_s (\tau - \tau_l) e^{-i\Phi} + \Gamma_2 E_s (\tau - \tau_l - \tau_L) e^{-i(\Phi + \Psi)}, \quad (2.10)$$

$$\gamma_{ns} \rho_s = -(2\rho_s - 1)(E_1^2 + E_2^2) + (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s), \quad (2.11)$$

$$J = N_s + 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s), \quad (2.12)$$

sau

$$\begin{aligned} i\omega_s E_s = & \frac{1}{2}[\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)]E_s + i\frac{\alpha}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)E_s + \Gamma_1 E_s (\tau - \tau_l)(\cos\Phi - i\sin\Phi) \\ & + \Gamma_2 E_s (\tau - \tau_l - \tau_L)(\cos(\Phi + \Psi) - i\sin(\Phi + \Psi)). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Pentru a obține soluția pentru cazul staționar separăm ecuația (2.13) în partea reală și imaginară

$$0 = \frac{1}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)E_s + \Gamma_1 E_s (\tau - \tau_l) \cos\Phi + \Gamma_2 E_s (\tau - \tau_l - \tau_L) \cos(\Phi + \Psi)] \quad (2.14)$$

$$\omega_s E_s = \frac{\alpha}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)]E_s - \Gamma_1 E_s (\tau - \tau_l) \sin\Phi - \Gamma_2 E_s (\tau - \tau_l - \tau_L) \sin(\Phi + \Psi) \quad (2.15)$$

Pentru probabilitatea de ocupare în punctele cuantice ρ_s obținem:

$$\gamma_{ns}\rho_s = -(2\rho_s - 1)|E_s|^2 + \frac{1}{2}(J - N_s). \quad (2.16)$$

În final obținem o ecuație pentru amplitudinea E_s a câmpului electric

$$|E_s|^2 (2\rho_s - 1) = -\gamma_{ns}\rho_s + \frac{1}{2}(J - N_s). \quad (2.17)$$

Astfel amplitudinea E_s a câmpului electric pentru cazul staționar va fi

$$E_s = \sqrt{\frac{J - N_s - 2\gamma_{ns}\rho_s}{2(2\rho_s - 1)}} \quad (2.18)$$

Din partea reală a ecuației (2.14) pentru E_s vom obține expresia pentru probabilitatea de ocupare în punctele cuantice ρ_s

$$\rho_s = \frac{1}{2g} \left\{ g + \gamma_{np} - 2 \left[\Gamma_1 \cos \Phi_s + \Gamma_2 \cos(\Phi_s + \Psi_s) \right] \right\} \quad (2.20)$$

Ecuația (2.12) este utilizată pentru a exprima densitatea purtătorilor de sarcini N_s

$$2CN_s^2(1 - \rho_s) + 2B(1 - \rho_s)N_s + N_s - J = 0 \quad (2.21)$$

$$N_s^2 + \frac{B}{C}N_s + \frac{1}{2C(1 - \rho_s)}N_s - \frac{J}{2C(1 - \rho_s)} = 0 \quad (2.22)$$

$$N_s^2 + \frac{2B(1 - \rho_s) + 1}{2C(1 - \rho_s)}N_s - \frac{J}{2C(1 - \rho_s)} = 0 \quad (2.23)$$

După o simplă transformare obținem soluția ecuației (2.23)

$$\begin{aligned} N_s &= -\frac{1 + 2B(1 - \rho_s)}{4C(1 - \rho_s)} + \sqrt{\left(\frac{1 + 2B(1 - \rho_s)}{4C(1 - \rho_s)} \right)^2 + \frac{J}{2C(1 - \rho_s)}} = \\ &= \frac{-[1 + 2B(1 - \rho_s)] + \sqrt{[1 + 2B(1 - \rho_s)]^2 + 8C(1 - \rho_s)J}}{4C(1 - \rho_s)}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

În final obținem o ecuație transcendentă pentru frecvența de emisie ω_s

$$\begin{aligned}\omega_s = & -\Gamma_1 (\alpha \cos(\omega_s \tau_l + \varphi) + \sin(\omega_s \tau_l + \varphi)) - \\ & -\Gamma_2 [\alpha \cos(\omega_s (\tau_l + \tau_L) + \varphi + \psi) + \sin(\omega_s (\tau_l + \tau_L) + \varphi + \psi)],\end{aligned}\quad (2.25)$$

de asemenea și ecuațiile pentru probabilitatea de ocupare, densitatea purtătorilor de sarcină și intensitatea semnalului emergent

$$\rho_s = \frac{1}{2g} \{ \gamma_{np} + g - 2[\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_l + \varphi) + \Gamma_2 \cos(\omega_s (\tau_l + \tau_L) + \varphi + \psi)], \quad (2.26)$$

$$N_s = -\frac{2B(1-\rho_s)+1}{4C(1-\rho_s)} + \frac{\sqrt{[2B(1-\rho_s)+1]^2 + 8C(1-\rho_s)J}}{4C(1-\rho_s)}, \quad (2.27)$$

$$|E_s|^2 = \frac{J - N_s - 2\gamma_{ns}\rho_s}{2(2\rho_s - 1)}. \quad (2.28)$$

În cazul în care sistemul laser funcționează sub influența unui feedback optic convențional, modurile cavităților exterioare MCE sunt sub formă de elipsă. Dacă feedbackul optic convențional lipsește, iar dispozitivul funcționează sub influența unui feedback optic provenit de la două cavități exterioare, modurile cavităților exterioare obțin o formă diferită de cea eliptică.

Figura 2.11 reprezintă locul geometric în planul $(N_s - \omega_s)$ pentru diferite valori ale puterii feedback-ului. Se consideră, pentru început, cazul feedback-ului optic convențional, adică $\Gamma_1 = 10$ și $\Gamma_2 = 0$. În acest caz reflexia se produce doar de la prima fațeta a rezonatorului exterior. Pentru aceste valori ale puterii feedback-ului locul geometric al modurilor se consideră o elipsă (Figura 2.11 (a)). Cazul când feedbackul optic este convențional a fost discutat detaliat timp de două decenii. În cele ce urmează analizăm influența feedbackului dublu asupra locației modurilor exterioare. Când intensitatea feedbackului $\Gamma_1 = 10$ și Γ_2 variază până la 10 elipsa centrală se deformează și apar sateliți exteriori (a se vedea Fig. 2.11(b)). În Fig. 2.11 (c) se observă, că atunci când Γ_2 variază până la 20 elipsa centrală este deformată mai mult și obține forma unui opt turtit.

Când ambele puteri ale feedback-ului optic Γ_1 și Γ_2 sunt crescute până la 20 elipsa se divizează în trei cercuri pe care sunt localizate modurile cavităților exterioare. De asemenea, apar în dreapta și în stânga sateliți suplimentari (Fig. 2.11 (d)).

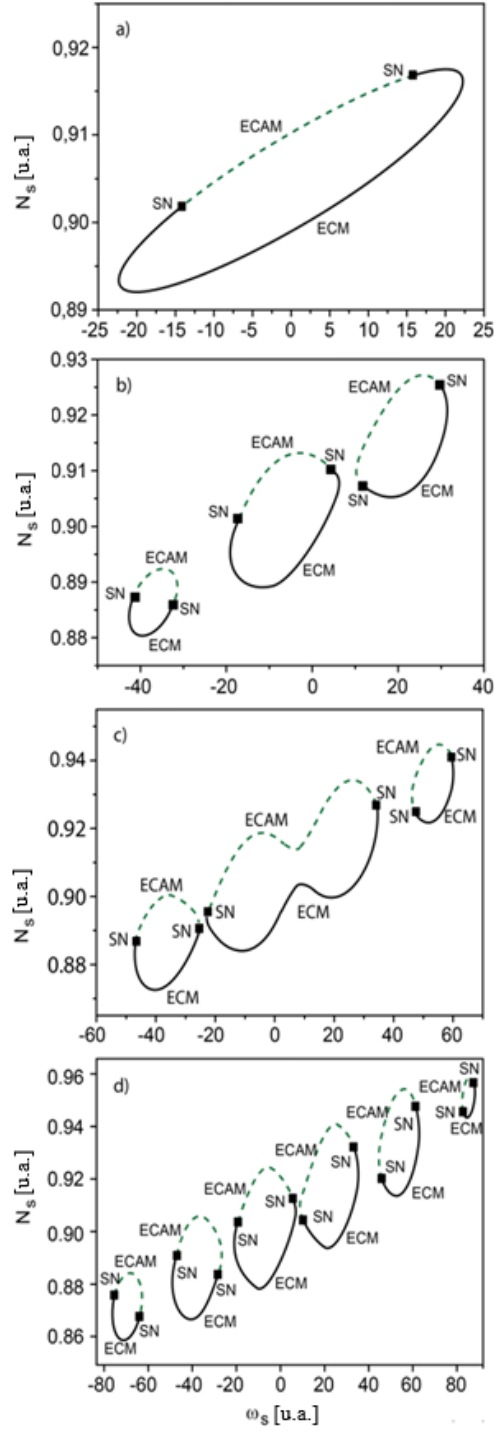


Fig. 2.11. Locul geometric al modurilor cavităților exterioare (MCE) în planul ($N_s - \omega_s$) pentru faza feedback - ului fixată $\psi = \pi/2$ și diferite valori ale puterii feedback - ului (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 0$ (COF), (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$, (c) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$, (d) $\Gamma_1 = 20, \Gamma_2 = 20$. Anti-modurile cavităților exterioare AMCE. SN, bifurcația șa - nod.

2.3.3 Bifurcațiile din sistem

Modurile și anti-modurile cavităților exterioare apar în perechi și sunt separate prin bifurcația șa-nod. În continuare se diferențiază ecuația (2.25) pentru a obține bifurcațiile șa-nod.

$$1 = -\tau_l \Gamma_1 \left(-\alpha \sin(\omega_s \tau_l + \varphi) + \cos(\omega_s \tau_l + \varphi) \right) - (\tau_l + \tau_L) + \Gamma_2 \left[-\alpha \sin(\omega_s (\tau_l + \tau_L) + \varphi + \psi) + \cos(\omega_s (\tau_l + \tau_L) + \varphi + \psi) \right]. \quad (2.29)$$

Această ecuație se rezolvă utilizând (2.26) - (2.28) pentru parametrii din Fig. 2.11. Punctele pentru bifurcația șa-nod din Fig. 2.11 separă modurile cavităților exterioare MCE-urile în șa și noduri, care sunt numite anti-moduri și moduri. Anti-modurile sunt întotdeauna instabile (liniile întrerupte în Fig. 2.11), pe când modurile pot fi stabile și instabile.

Figura 2.12 (a) reprezintă diagrama bifurcației când puterea feedback-ului Γ_1 este parametrul bifurcației.

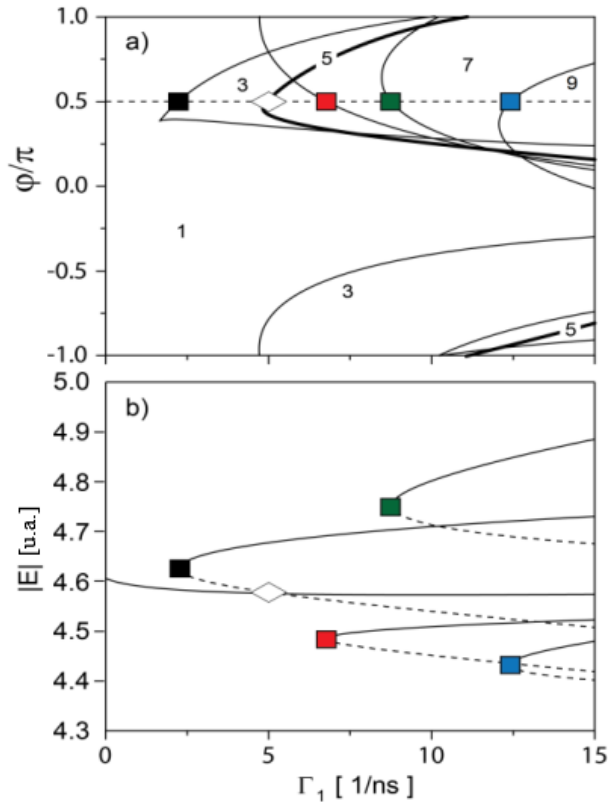


Fig. 2.12. (a) Liniile bifurcațiilor șa-nod (subțiri) și trans-critice (îngroșate) pentru diferite locații și numere a modurilor cavităților exterioare ECM în corespundere cu regiunile respective. (b) Diagrama bifurcațiilor pentru stările de echilibru în planul $|E|$ în dependență de puterea feedback-ului Γ_1 pentru $\varphi = \pi/2$. Liniile solide reprezintă modurile, iar liniile punctate anti-modurile. Pătratele indică bifurcațiile șa-nod. Rombul caracterizează bifurcația trans-critică. Alt parametru: $\Gamma_2 = 10$.

Pentru intensități mici ale feedback-ului există o regiune, unde doar un singur mod este prezent. Moduri ale cavităților exterioare suplimentare ECMS (în perechi) apar atunci când se parcurge curba șa-nod (liniile subțiri). Bifurcația trans-critică este prezentată prin liniile îngroșate. Aceasta se obține cu ajutorul ecuației (2.9). Figura 2.12, b) se aseamănă cu situația, când faza $\varphi = \pi/2$ (a se

vedea liniile punctate în Fig. 2.12 (a)). Fiecare simbol de pe această linie este reprodus în Fig. 2.12, (b).

În continuare, se utilizează softul DDE-BIFTOOL [121] pentru a investiga stabilitatea soluțiilor staționare ale modurilor cavităților exterioare prezentate mai sus.

DDE-BIFTOOL este un pachet MATLAB pentru bifurcația numerică și analiza stabilității ecuațiilor diferențiale cu întârziere, care este aplicabil în MATLAB. Acest pachet este utilizat pe scară largă pentru calculele științifice. Scopul pachetului este de a furniza un instrument pentru analiza bifurcării numerice a soluțiilor staționare și a soluțiilor periodice ale ecuațiilor diferențiale cu întârzieri constante numite DDE și cu stări dependente de stare numite sd-DDE.

Cu ajutorul DDE-BIFTOOL se pot efectua următoarele calcule de continuitate:

- continuarea soluțiilor staționare (caracteristice unui singur parametru);
- aproximarea rădăcinilor care determină stabilitatea cea mai dreaptă a ecuației caracteristice care poate fi corectată în continuare folosind o iterație Newton;
- continuarea fold-urilor stărilor staționare și bifurcației Hopf (în mod obișnuit, cu doi parametri ai sistemului);
- ramificarea pe ramura secundară a soluțiilor periodice la o perioadă de bifurcare dublă sau un punct de ramificație;
- continuarea fold-urilor, dublarea perioadelor și bifurcațiile Hopf (în mod obișnuit cu doi parametri ai sistemului);
- calculul coeficienților sub formă normală pentru bifurcațiile Hopf și codimensionarea a două bifurcații de-a lungul curbilor de bifurcare.

Toate calculele pot fi efectuate pentru probleme cu un număr arbitrar de întârzieri discrete. Aceste întârzieri pot fi fie pentru parametri sau pentru stările funcțiilor. De asemenea DDE-BIFTOOL permite găsirea bifurcațiilor principale în dependență de diferiți parametri, precum și proiectarea acestor bifurcații în planul diferitor parametri. Acest program ne oferă posibilitatea să obținem soluțiile periodice ale sistemelor de ecuații diferențiale cu întârziere. Este important să menționăm, că în cazul nostru este necesar să utilizăm frecvența modurilor cavităților exterioare ECM ω_s ca frecvență de referință, care transformă undele de rotație în soluții staționare. În acest caz, ω_s este considerat ca un parametru liber.

Figura 2.13 reprezintă localizarea nodurilor și (pătratele) și bifurcația Hopf (cercuri) pe curbele stărilor staționare pentru cazurile reprezentate în Fig. 2.11 cu excepția feedback-ului optic convențional care a fost investigat în referințele prezentate. Liniile solide reprezintă soluțiile pentru

stările staționare, iar cele punctate stările nestabile. Pentru $\psi = \pi/2$ și $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 10$ toate modurile cavităților exterioare în partea stângă a cercului sunt stabile (a se vedea Fig. 2.13, (a)).

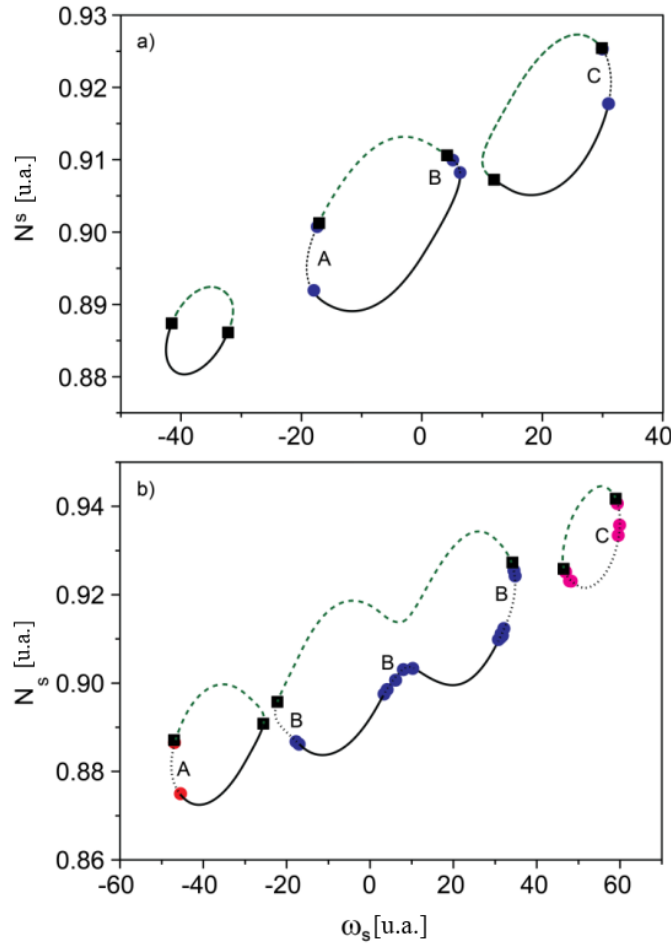


Fig. 2.13. Bifurcațiile principale a sistemului (2.1) – (2.3) pentru $\psi = \pi/2$ și (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$, (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$. Pătratul, bifurcația șa-nod (SN) care separă modurile de anti-moduri. Cercul reprezintă bifurcația Hopf.

Pe de altă parte, pentru elipsa mijlocie și satelitul din dreapta unele moduri devin instabile (liniile punctate) în comparație cu bifurcația Hopf (cercurile). Când puterea feedbackului Γ_2 este mărită până la 20 (Fig. 2.13 (b)) o regiune de instabilități apare pentru modurile cavităților exterioare ale satelitului din stânga a elipsei mijlocii. Unele moduri ale cavităților exterioare sunt stabile (liniile continue), iar altele sunt instabile (liniile punctate). Pentru satelitul din dreapta toate modurile cavităților exterioare sunt nestabile. Astfel, se observă că odată cu mărirea puterii feedback-ului apar mai multe regiuni instabile.

Figura 2.14 reprezintă bifurcațiile Hopf în planul $(\varphi - \Gamma_1)$ pentru valoarea fixă a fazei $\psi = \pi/2$, și diferite valori Γ_2 . Fiecare regiune instabilă mărginită de bifurcația Hopf corespunde cu regiunile prezentate în Figura 2.14. Se poate observa o regiune largă de instabilități. Astfel, în cele ce urmează

se analizează numeric soluțiile sistemului de ecuații (2.1) – (2.3) pentru a descrie detaliat comportamentul dinamic.

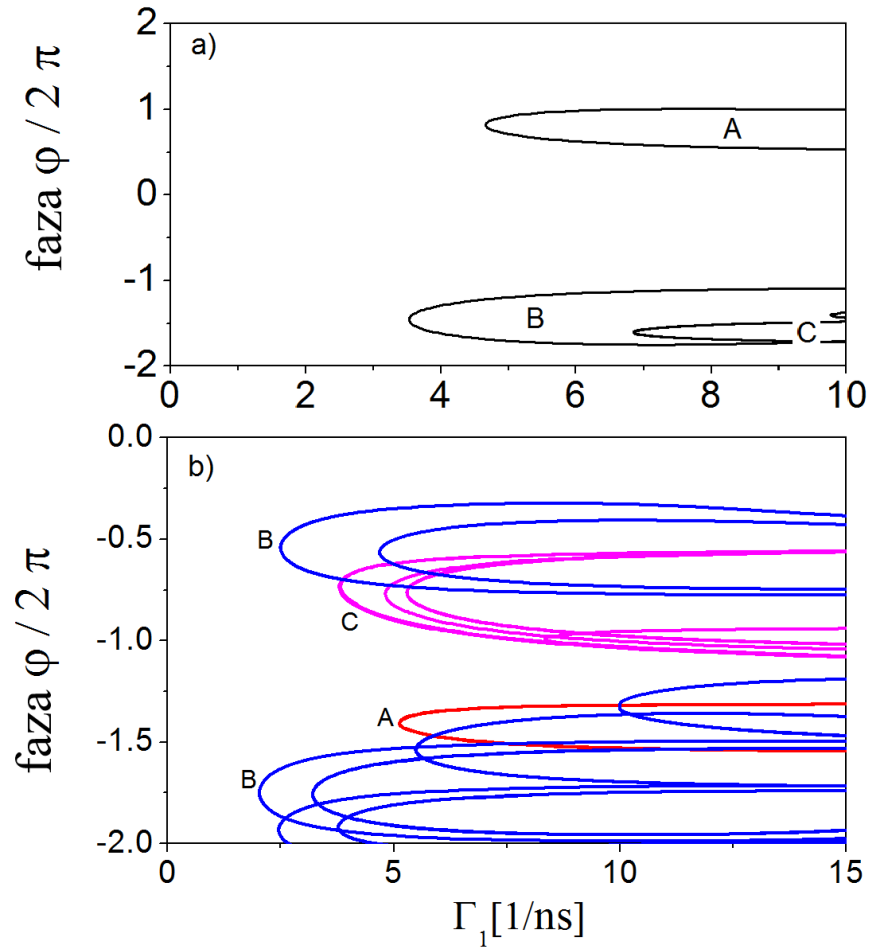


Fig. 2.14. Liniile ce determină bifurcațiile Hopf ale modurilor cavităților exterioare pentru $\psi = \pi/2$ la diferite locații în planul $(\phi - \Gamma_1)$ pentru (a) $\Gamma_2 = 10$ și (b) $\Gamma_2 = 20$.

În continuare vom analiza ecuația caracteristică a Jacobianului unui sistem general de tipul celui redat în (2.1)-(2.3)

$$\frac{d}{dt}x(t) = f(x(t), x(t - \tau_1), \dots, x(t - \tau_m), \eta),$$

Definind

$$\Delta(\lambda) = \lambda I - A_0 - \sum_{i=1}^m A_i e^{-\lambda \tau_i}.$$

Atunci ecuația caracteristică are forma

$$\det(\Delta(\lambda)) = 0. \quad (2.30)$$

Această ecuație conține o infinitate de soluții

$$\lambda_i = \text{Re } \lambda_i + i \text{Im } \lambda_i \quad (2.31)$$

Astfel, stabilitatea soluțiilor este determinată de amplasamentul soluțiilor ecuației (2.31) în planul complex K .

Ca exemplu în cazul spațiului de fază tridimensional ecuația caracteristică are forma

$$\lambda^3 + a\lambda^2 + b\lambda + c = 0 \quad (2.32)$$

iar

$$\Delta = -a^2b^2 + 4b^3 + 4a^3c - 18abc + 27c^3$$

În Fig. 2.15 de mai jos sunt redată stările de echilibru în spațiul de fază tridimensional. În Fig.2.6, (a) soluțiile ecuației (2.32) sunt situate în partea stângă de axa imaginară, iar soluțiile staționare vor fi exponențial stabile.

Pentru ca starea staționară să fie stabilă condiția de stabilitate a soluțiilor staționare va îndeplini condiția $\Delta_n > 0$. Din Figură 2.15 (a) se observă un focar stabil atunci când $ab - c > 0$, $c > 0$, $b > 0$. Concludem ca modul ω_0 este plasat în punctul cu coordonatele $\text{Re}(\lambda) = \text{Im}(\lambda) = 0$. Ținem să tragem atenția că în programul DDE-biftool este introdusă condiția ca partea imaginară a ecuației (2.1) să fie egală cu zero. În Figura 2.15 (b) se observă bifurcația Hopf, adică stările staționare pierd din stabilitate și sistemul trece la un comportament periodic. Menționăm că, pentru modul central ω_0 părțile $\text{Re}(\lambda) = \text{Im}(\lambda) = 0$. În Figura 2.15 (c) soluțiile ecuației caracteristice sunt distribuite în partea dreaptă a semiplanului. Bifurcația Hopf- persistă deoarece avem 2 soluții pentru care partea reală este egală cu zero, iar partea imaginară este diferită de zero. În acest caz soluțiile staționare sunt instabile. Figura 2.15 (d) redă soluțiile ecuației caracteristice în cazul când stările staționare ale sistemului sunt și mai instabile. Toate soluțiile ecuației caracteristice sunt amplasate în partea dreaptă a semiplanului. Totuși DDE-biftool nu ne oferă posibilitatea de a vorbi despre bifurcația de tipul dublării de perioadă. Aceasta se poate discuta în cazul integrării directe a ecuațiilor sistemului (2.1)-(2.3).

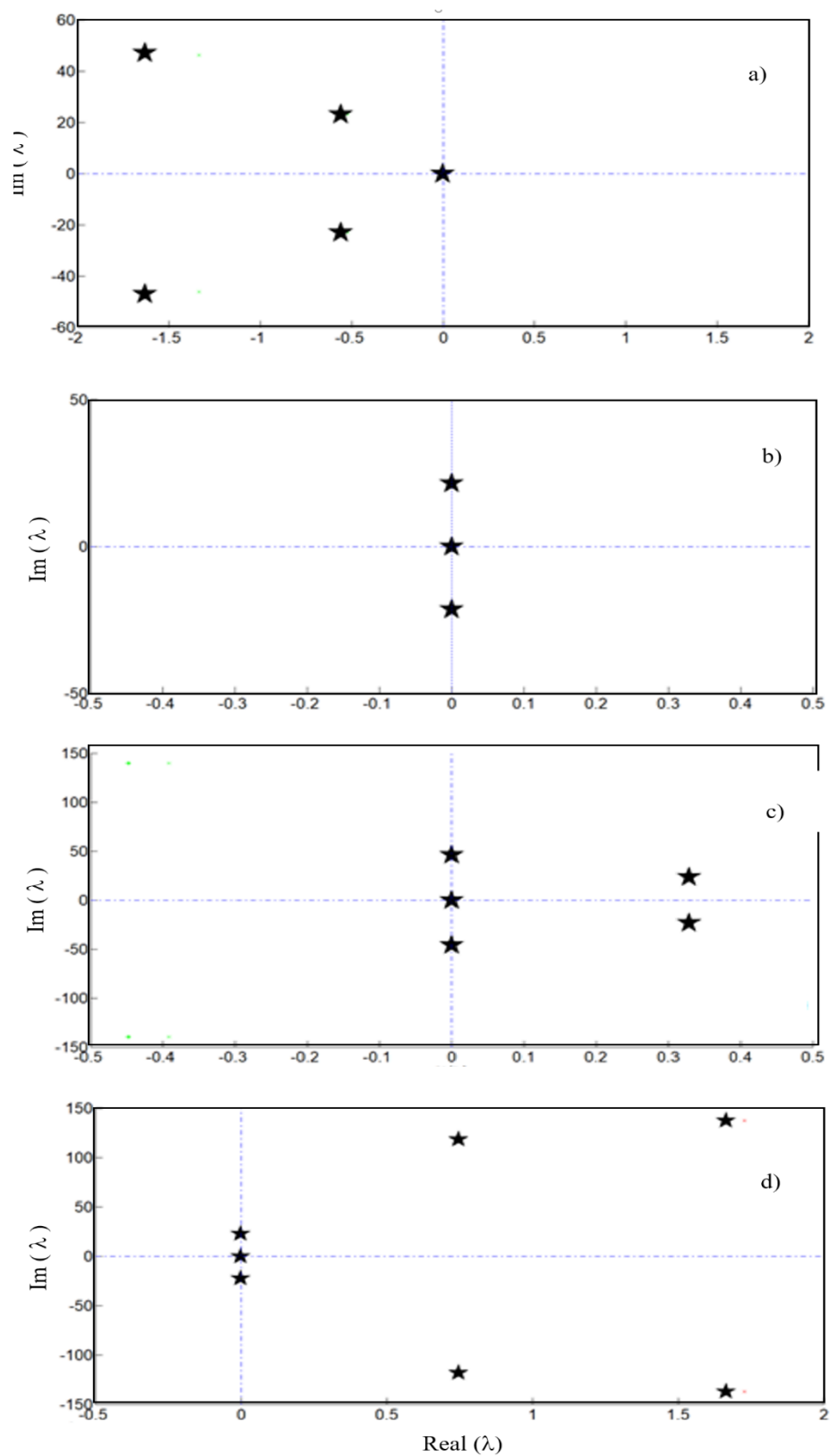


Fig. 2.15. Exemplu de soluții ale ecuației caracteristice (2.30) pentru diferite tipuri de stări de echilibru. (a) echilibru stabil – focus, (b) bifurcația Hopf, (c) echilibru instabil – ciclul limita, (d) echilibru instabil. Parametri utilizați în figura aceasta corespund celor din Fig. 2.14.

2.3.4 Rezultatele simulării numerice. Sincronizarea laserelor identice.

În continuare vom integra ecuațiile (2.1) –(2.3) pentru a obține evoluția în timp a mărimilor variabile. Am utilizat metoda Euler iar ulterior metoda Runge Kutta de gradul 4. Este bine știut ca unele ecuații diferențiale care apar în aplicații sunt atât de complicate încât este imposibil să se obțină careva soluții analitice ale formulelor. Chiar și atunci când este disponibilă o soluție, aceasta poate implica integrale care pot fi calculate numai prin utilizarea unei formule numerice de cvadratură. În ambele situații, metodele numerice oferă un instrument alternativ puternic pentru rezolvarea ecuației diferențiale.

Cea mai simplă metodă numerică pentru rezolvarea problemei cu valori inițiale este numită metoda lui Euler. Mai întâi definim această metodă și dăm câteva ilustrări numerice, iar apoi analizăm matematic. Multe dintre ideile implicate în soluția numerică a ecuațiilor diferențiale sunt introduse cel mai simplu cu metoda Euler.

Pentru a defini metoda Euler, vom nota, pentru început cu $Y(t)$ soluția adevărată a problemei, iar Y_0 este valoarea inițială.

$$Y'(t) = f(t, Y(t)), t_0 \leq t \leq b,$$

$$Y(t_0) = Y_0$$

Metoda numerică pentru a rezolva ecuația de mai sus constă în găsirea unei soluții aproximative $y(t)$ pentru un set discret de noduri.

$$t_0 < t_1 < t_2 < \dots < t_N < b$$

Pentru simplificare, aceste noduri se vor afla la distanțe egale:

$$t_n = t_0 + n h, n = 0, 1, \dots, N.$$

Soluția aproximativă va fi notată folosind $y(t)$. Următoarele notații sunt folosite pentru soluția aproximativă a punctelor nodului:

$$y(t_n) = y_h(t_n) = y_n, n = 0, 1, \dots, N.$$

Pentru a obține o soluție aproximativă $y(t)$ în punctele de la $[t_0, b]$ se utilizează o anumită formă de interpolare. Dar pentru a explica metoda Euler nu vom descrie prin aplicarea teoriei interpolării. Metoda lui Euler nu este atât de aplicabilă în problemele practice, deoarece necesită o dimensiune foarte mică a pasului pentru acuratețe rezonabilă. Algoritmul lui Taylor de ordin superior este inacceptabil ca procedură generală deoarece este necesară derivata totală a lui $y(x)$.

Metodele Runge-Kutta încearcă să obțină o precizie mai mare și, în același timp, să evite necesitatea utilizării valorilor mai mari ale derivatelor, evaluând funcția $f(x, y)$ în punctele selectate de pe fiecare subinterval.

În continuare analizăm domeniul de implementare în calcule a algoritmului Runge-Kutta. Mai întâi prezentăm modelul de organizare a datelor de intrare și ieșire din program. Ca limbaj de programare a fost ales FORTRAN pentru calcule rapide și MATLAB pentru verificarea modelului matematic bine definit. În construcția și dezvoltarea algoritmului de calcul am avut nevoie de a determina anumiți pași și ordinea de calcul. Pentru acesta am descris acești pași care stau la baza programului.

Datele de intrare: o ecuație de tipul $y'(x) = f(x, y(x))$, valorile inițiale, x_0 și y_0 , un interval $[a, b]$ și numărul de puncte în care se împarte intervalul N .

Datele de ieșire: soluția aproximativă a problemei cu datele inițiale, obținută sub forma unui șir de puncte, *rezultate*.

Algoritmul constă în următorii pași:

1. Definirea funcției f ,
2. a) metoda Runge-Kutta de ordinul 4,

adăugăm elementul (x_0, y_0) la lista *rezultate* obținute mai sus pentru $i = 0, N-1$ calculăm coeficienții k_1, k_2, k_3, k_4 , iar în baza formulei pentru $n = 4$, obținem

$$Y_{i+1} = Y_i + \frac{1}{6} \times (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

cu $Y_0 = y(x_0)$ și

$$k_1 = h \times f(x_i, Y_i), \quad k_2 = h \times f\left(x_i + \frac{h}{2}, Y_i + \frac{k_1}{2}\right)$$

$$k_3 = h \times f\left(x_i + \frac{h}{2}, Y_i + \frac{k_2}{2}\right), \quad k_4 = h \times f(x_i + h, Y_i + k_3)$$

Utilizând aceste ecuații a fost elaborat un program soft pentru simularea numerică a ecuațiilor diferențiale cu întârziere. Aceste simulări au fost efectuate pentru un *pas* mic de 10^{-3} - 10^{-6} ns.

În cele ce urmează separăm părțile reale și imaginare ale ecuației (2.1). Obținem un sistem de ecuații diferențiale cu întârziere

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{d\tau} &= \omega_s E_2 + \frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](E_1 - \alpha E_2) + \Gamma_1 [E_1(\tau - \tau_l) \cos \Phi + E_2(\tau - \tau_l) \sin \Phi] + \\ &+ \Gamma_2 [E_1(\tau - \tau_l - \tau_L) \cos(\Phi + \Psi) + E_2(\tau - \tau_l - \tau_L) \sin(\Phi + \Psi)] \\ \frac{dE_2}{d\tau} &= -\omega_s E_1 + \frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](E_2 + \alpha E_1) + \Gamma_1 [E_2(\tau - \tau_l) \cos \Phi - E_1(\tau - \tau_l) \sin \Phi] + \\ &+ \Gamma_2 [E_2(\tau - \tau_l - \tau_L) \cos(\Phi + \Psi) - E_1(\tau - \tau_l - \tau_L) \sin(\Phi + \Psi)] \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{d\tau} = -\gamma_{ns}\rho - (2\rho - 1)(E_1^2 + E_2^2) + (CN^2 + BN)(1 - \rho), \\ \frac{dN}{d\tau} = J - N - 2(CN^2 + BN)(1 - \rho). \end{cases}$$

Figura 2.16 reprezintă evoluția în timp a puterii emergente și portretul de fază calculate utilizând sistemul (2.33). Ele au fost obținute după integrare prin metoda Runge Kutta de ordinul 4. Prin această metodă putem obține figurile care descriu evoluția în timp a puterii emergente, portretul de fază pentru diferite valori ale fazei, bifurcațiile în funcție de faza φ , parametrul bifurcației și diferite puteri ale feedback-ului.

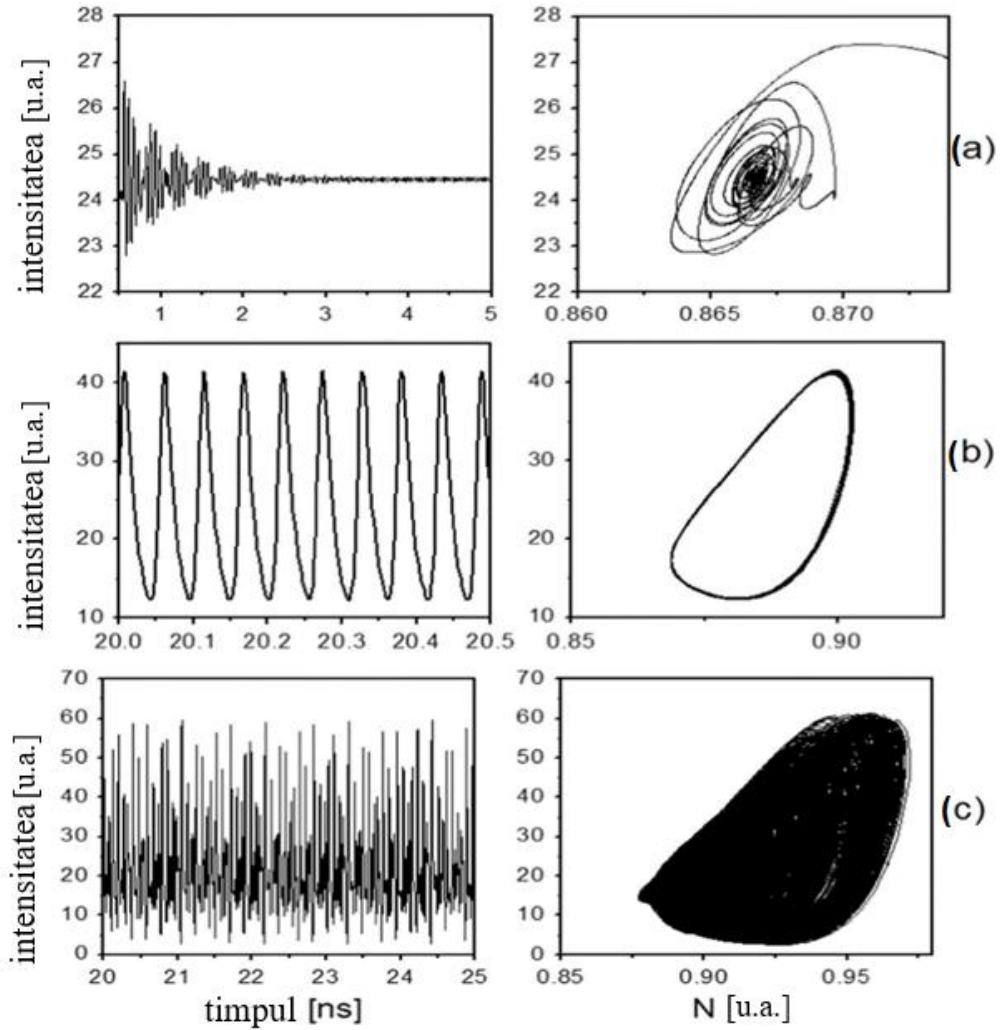


Fig. 2.16. Timpul de evoluție a puterii emergente (stânga) și portretul de fază (dreapta) pentru diferite valori ale fazei. faza φ (a) $\varphi = \pi/2$, unde continuu, (b) $\varphi = 0$, auto-pulsații, și (c) $\varphi = \pi$, comportamentul haotic. Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 20$, $\psi = \pi/2$.

Parametrii principali sunt puterea emergentă și densitatea purtătorilor de sarcină, iar faza este variabilă. Figura 2.16 (a) prezintă unde continue, unde regiunea staționară stabilă conține un focar stabil atunci când faza este $\varphi = \pi/2$. Figura 2.16 (b) prezintă evoluția în timp a intensității emergente pentru un comportament stabil și auto-pulsații. În acest caz faza traiectoriei devine un

cerc stabil limitat ($\varphi = 0$). Frecvența pulsațiilor în Fig. 2.16 (b) este aproximativ 20 GHz. Când faza este $\varphi = \pi$, oscilațiile intensității emergente devin mult mai complicate, iar comportamentul haotic devine conform portretului de fază un atractor straniu (a se vedea Fig. 2.16 (c)).

În continuare analizăm evoluția sistemului la variația nivelului de feedback optic Γ_1 și a fazei ψ . Se observă că portretul de fază devine un atractor mai complicat (a se vedea Fig. 2.17). Menționăm că la un nivel ridicat al feedback-ului optic se declanșează anumite traiectorii către haos. În Fig. 2.17 este expus evoluția în timp (a) a puterii emergente, (b) densitatea purtătorilor, (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic și (d) portretul de fază pentru haos.

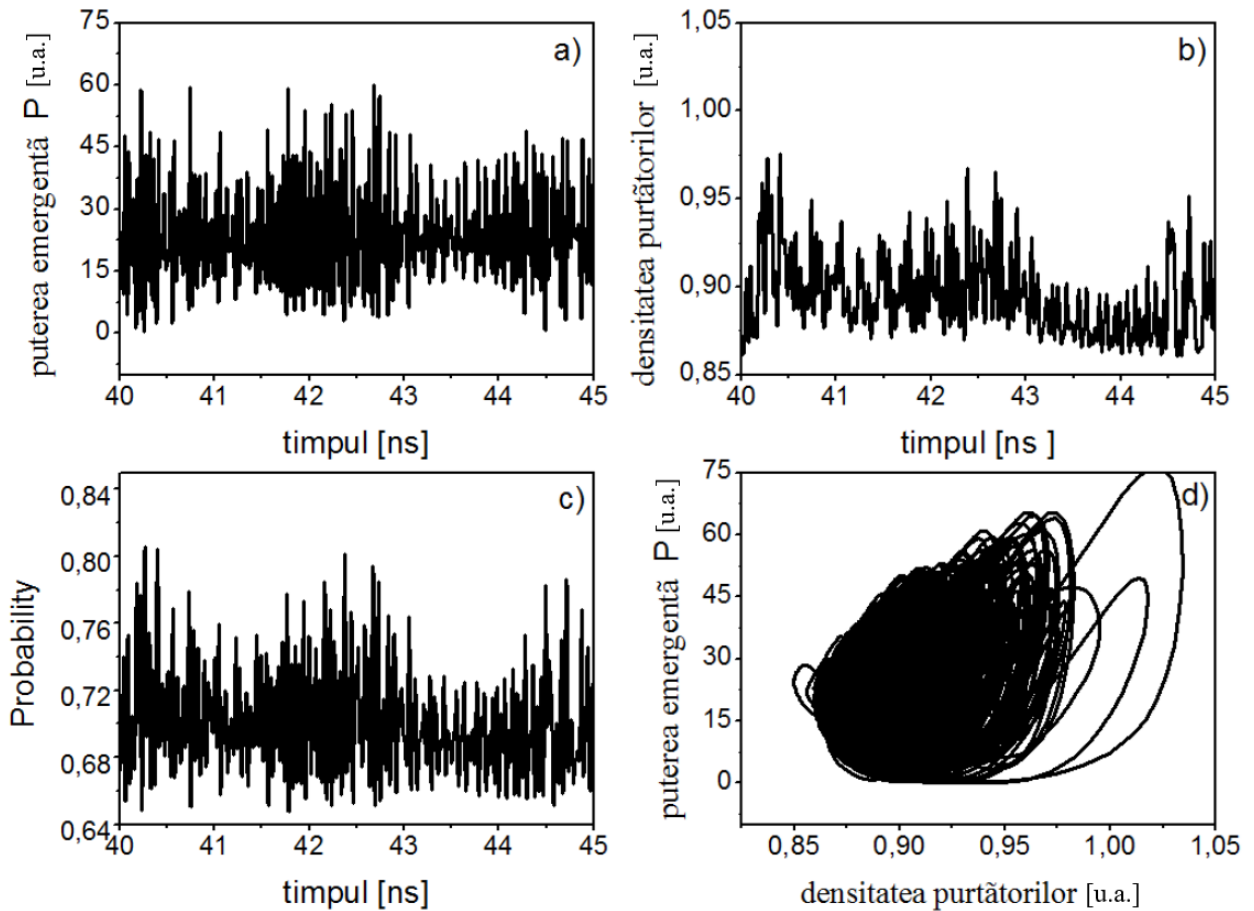


Fig. 2.17. Haos optic dinamic: Evoluția în timp pentru (a) puterea emergentă P , (b) densitatea purtătorilor N , și (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic ρ . (d) Portretul de fază a puterii emergente P - densitatea purtătorilor N . Pentru următorii parametri Γ_1

$$= 15, \Gamma_2 = 20, \varphi = \pi/2, \psi = \pi.$$

Să observăm ce se întâmplă cu evoluția haotică când feedbackul din prima ramură scade. Figura 2.18 ne demonstrează că la micșorarea $\Gamma_1 = 11$ amplitudinea semnalului haotic scade, iar portretul de fază rămâne a fi atractor straniu. În general scopul nostru este de a obține sisteme care

au o evoluție haotică în timp. Observăm că și pentru feedback optic redus obținem un astfel de regim. Acesta este un indiciu că un astfel de laser ar putea fi folosit la comunicarea bazată pe haos.

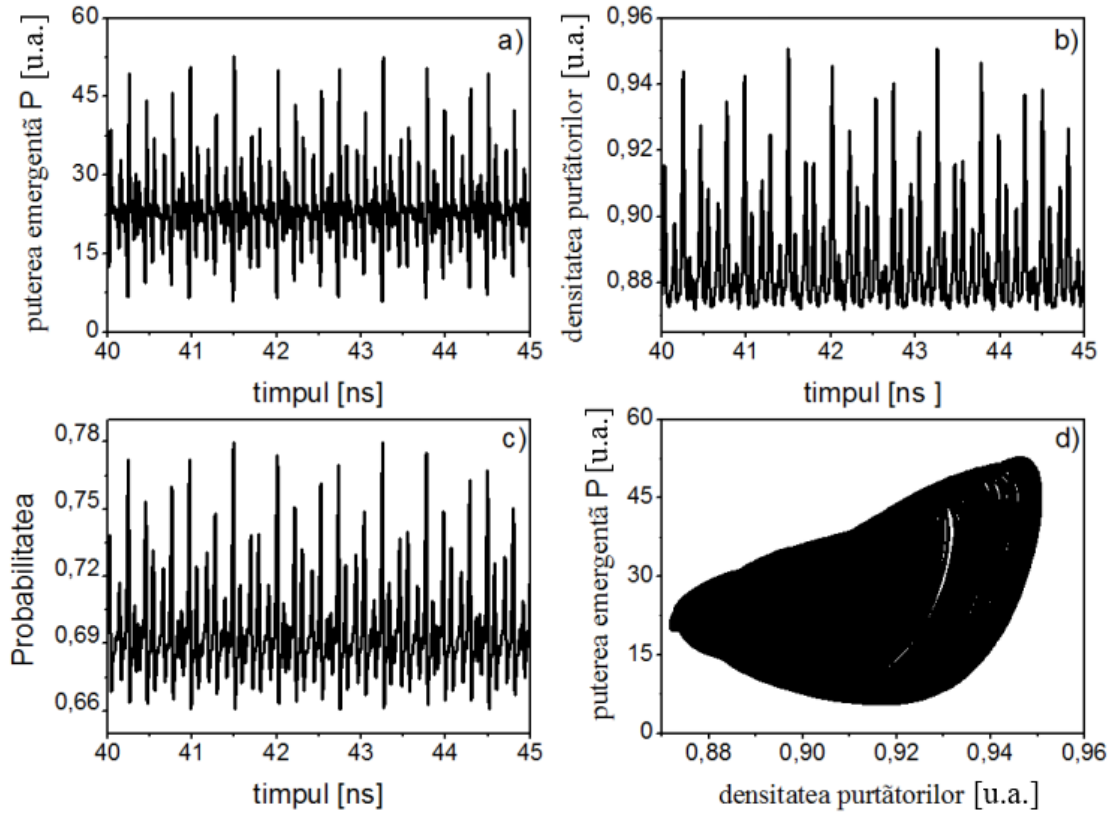


Fig. 2.18. Haos cu amplitudine mică: Evoluția în timp pentru (a) puterea emergentă P , (b) densitatea purtătorilor N , și (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic ρ . (d) Portretul de fază a puterii emergente și densitatea purtătorilor N . Pentru următorii parametri: $\Gamma_1 = 11.0$, $\Gamma_2 = 25.0$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = \pi$.

Figura 2.19 redă evoluția puterii emergentă și portretul de fază a laserului cu semiconductoare cu puncte cuantice influențat de feedback-ul dublu pentru comportamentul cvasi – periodic. Se poate observa noi armonici care apar în sistem. Portretul de fază ne redă un ciclu limită complicat în care 4 armonici sunt prezente. Amplitudinea semnalului la ieșire are amplitudine mare și acest dispozitiv ar putea fi folosit în sistemele unde sunt necesare patru armonici.

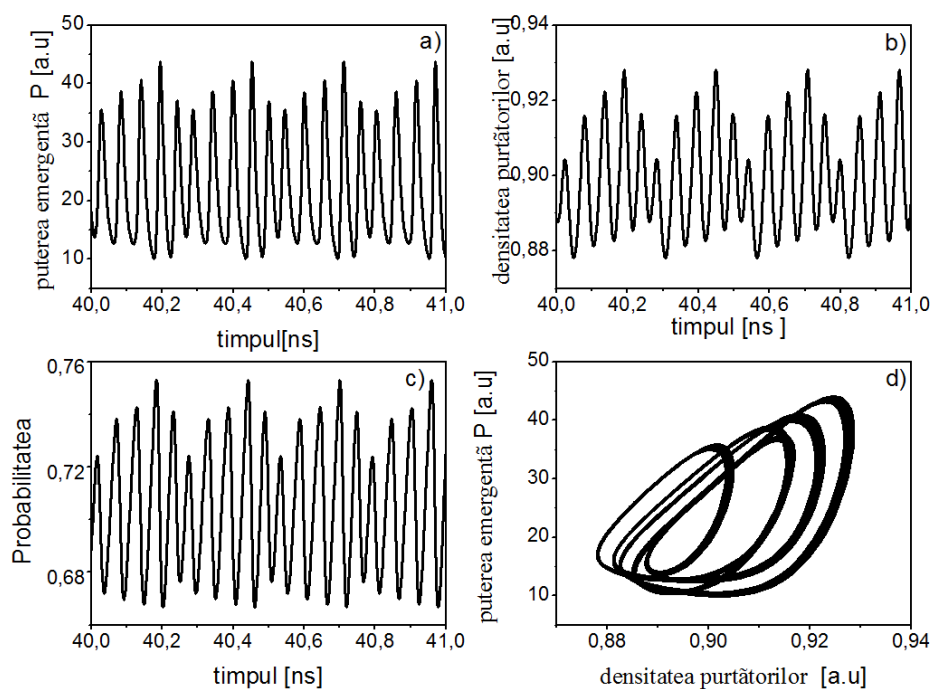


Fig. 2.19. Comportamentul cvasi - periodic: Evoluția în timp pentru (a) puterea emergentă P , (b) densitatea purtătorilor N , și (c) probabilitatea ocupării în punctul cuantic ρ . (d) Portretul de fază a puterii emergente P - densitatea purtătorilor N . Pentru următorii parametri: $\Gamma_1 = 11.0$, $\Gamma_2 = 20.0$, $\varphi = -\pi/2$, $\psi = \pi$.

În continuare este descrisă dinamica laserului cu ajutorul diagramelor bifurcațiilor numerice. Figura 2.20 reprezintă diagramele din calculele numerice pentru diferite valori ale puterii feedback-ului. Faza φ este parametrul bifurcațiilor care variază și faza ψ are valoare constantă $\pi/2$. În această figură sunt indicate toate valorile minime și maxime în timp pentru densitatea purtătorilor de sarcină pentru o valoare fixă a fazei. Când faza se mărește, iar $\Gamma_1 = 10$, $\Gamma_2 = 10$ se obțin unde continue la început (a se vedea Figura 2.20 (a)), care trec în oscilații periodice P fiind separate de bifurcația Hopf H_1 . Întrucât oscilațiile sunt periodice, pentru o anumită valoare a fazei se poate determina maximul sau minimul valorilor N . Cealaltă bifurcație Hopf H_2 este supracritică. Există câteva regiuni care nu sunt periodice. Acestea sunt mici și se află în regiunea dintre H_1 și H_2 . După această regiune urmează unde continue care sunt întrerupte de un salt al modurilor denumit bifurcație trans-critică și notată prin T . Figura 2.20 (b) prezintă diagrama bifurcațiilor pentru puterea feedback-ului $\Gamma_2 = 20$. Spre deosebire de cazul precedent, regiunile de unde continue sunt urmate de o regiune de dublare de perioadă, care modifică comportamentul dinamic al dispozitivului. După soluția periodică P se observă o perioadă dublă PD și o schimbare a comportamentului dinamic.

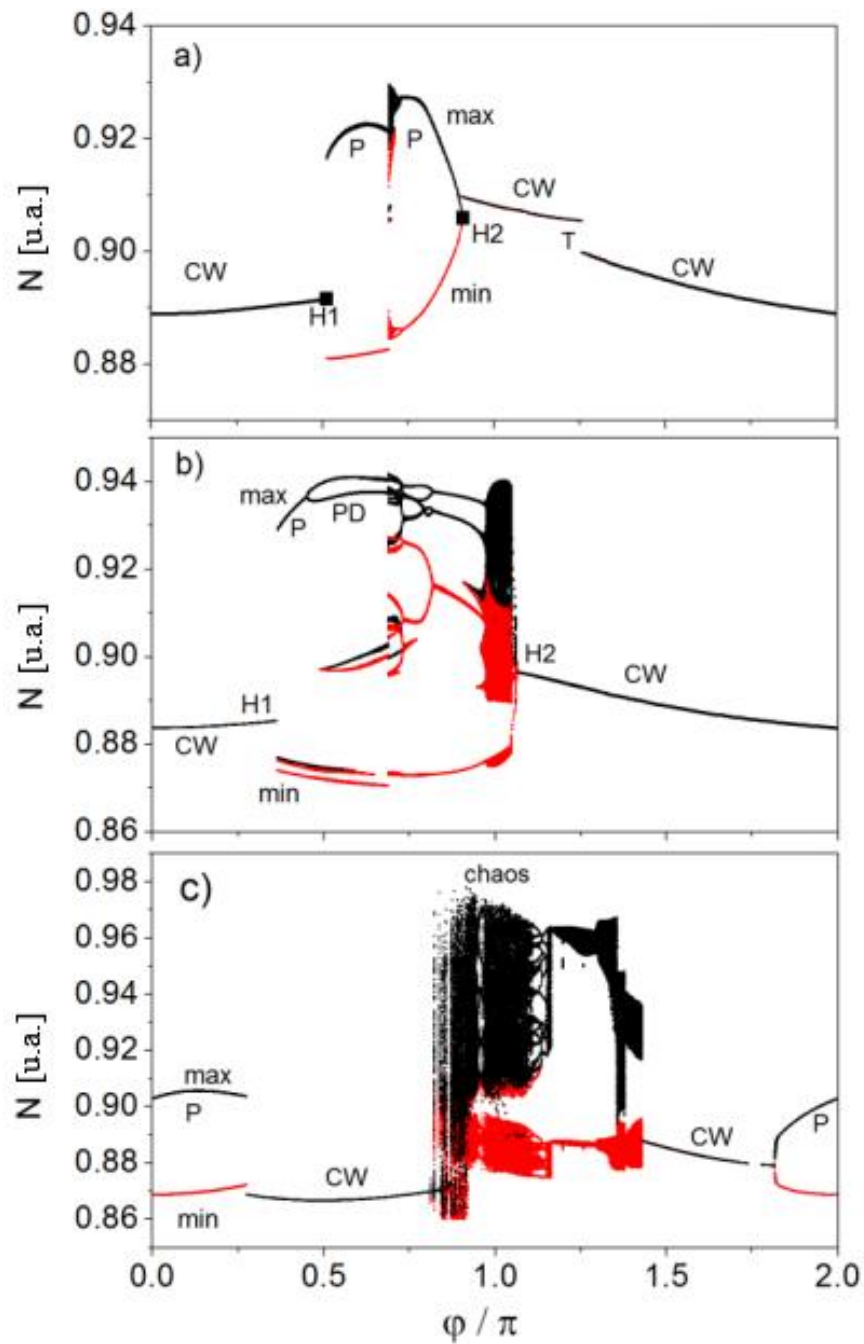


Fig. 2.20. Diagrama numerică a bifurcației pentru faza φ și parametrul bifurcației $\psi = \pi/2$ și diferite puteri ale feedback-ului (a) $\Gamma_1 = 10$, $\Gamma_2 = 10$; (b) $\Gamma_1 = 10$, $\Gamma_2 = 20$, și (c) $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 20$.

O regiune cu un puternic haos este prezentă, dacă se mărește în continuare ambele mărimi ale puterilor feedback-ului $\Gamma_1 = 20$ și $\Gamma_2 = 20$ (a se vedea Figura 2.20 (c)). Se poate observa regiunea haotică într-o anumită regiune a fazei din Fig. 2.20 (c). Menționăm că aceste regiuni cu instabilități și haos sunt adecvate pentru comunicațiile optice bazate pe haos.

În final, un calcul al bifurcațiilor este prezentat în Figura 2.21, când parametrii feedback-urilor Γ_1 (stânga) și Γ_2 (dreapta) sunt parametrul de bifurcație. Această figură arată dependența de maxim și minim a numărului de fotoni. Se observă că regiunile haotice sunt largi cu amplitudini mari. În Fig. 2.21 (stânga) se observă că regimul haotic apare și pentru feedback redus Γ_1 . Acesta se datorează feedback-ului Γ_2 care are valori înalte a coeficientului de reflexie al fațetei posterioare.

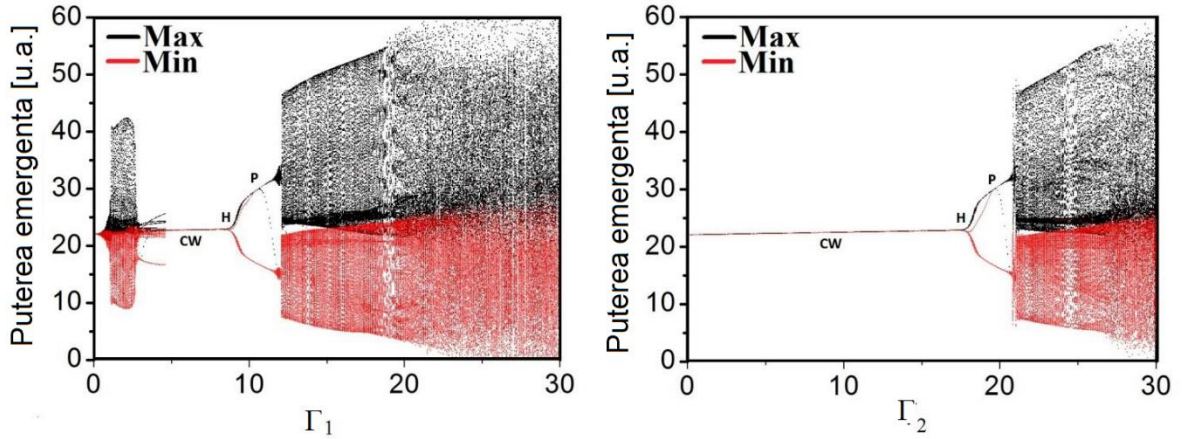


Fig. 2.21. Diagrama bifurcațiilor obținută numeric pentru valorile γ_1 (stânga) și γ_2 (dreapta). CW indică un regim de unde continue, cerculețul H indică bifurcația Hopf, iar P arată maximum soluțiilor periodice. Parametrii sunt: $B = 0.01$, $C = 40$, $J = 20$, $g = 1200$, $\gamma_{ns} = 1.0$, $\gamma_{np} = 500.0$, $\alpha = 2.0$.

În continuare studiem procesul de sincronizare a două lasere „principal –secundar” de tipul celui redat în Fig. 2.10 care sunt unite în direcție longitudinală precum în Fig. 2.7 și au parametri identici. Este bine știut că sincronizarea poate fi cuantificată prin măsurarea coeficientului de corelație încrucișată $[C = \langle P_m(t)P_s(t) \rangle / (\langle P_m(t) \rangle \langle P_s(t) \rangle)]$. Figura 2.22 de sus arată comportamentul haotic al laserului principal. Este evident că laserul oscilează în regim haotic. Despre amplitudine putem spune că ia valori de la zero până la 70 u.a. Figura 2.22 (b) ne arată procesul de sincronizare între ambele lasere. Se observă ca amplitudinea semnalului laserului “principal” este mai mică ca cea a laserului “secundar”. Motivul este că semnalul laserului se amplifică în laserul secundar. În Figura 2.22 (c) este reprezentată puterea emisă a sistemului secundar față de puterea laserului principal, așa-numita diagramă de sincronizare. Se observă că astfel de lasere precum în Fig. 2.10 unite în direcție longitudinală se pot sincroniza. Coeficientul de corelație încrucișată este 0.95.

Rezultatele de mai sus ne arată că 2 lasere cu puncte cuantice și feedback optic pot fi sincronizate. Acest rezultat este o indicație că aceste lasere pot fi buni candidați pentru surse de lumină la comunicarea bazată pe haos care va fi studiată în Capitolul 3.

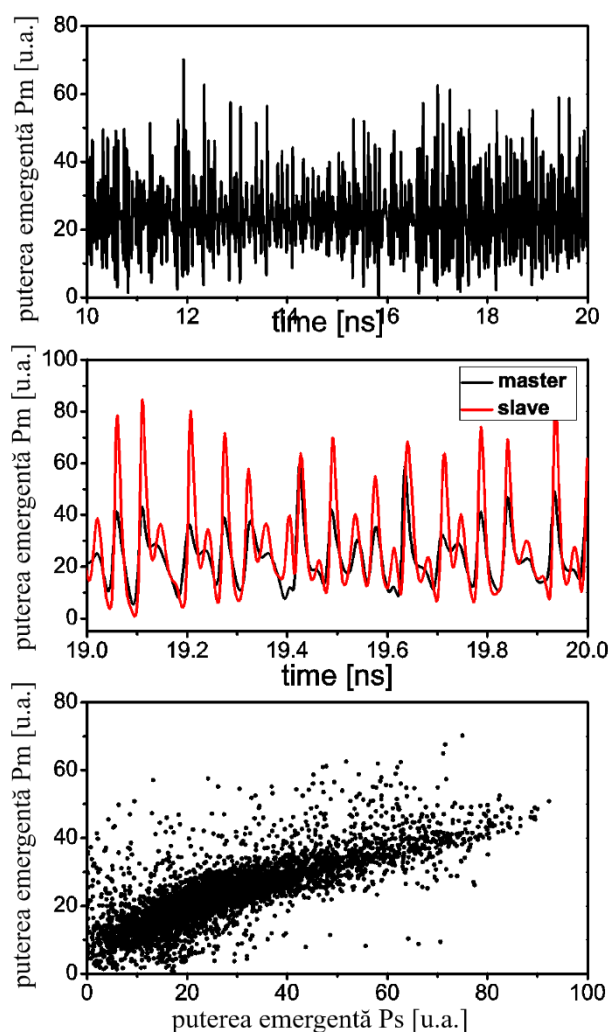


Fig. 2.22. Procesul de sincronizare a două lasere identice prezentate în Figura 2.10. (a) traseul pulsului laserului principal care prezintă un comportament haotic. (b) traseele pulsurilor laserelor principal și secundar în procesul de sincronizare. (c) Diagrama de sincronizare.

2.4 Sincronizarea a două lasere cu puncte cuantice și cavități aer cu parametri diferiți.

Acest paragraf raportează rezultatele numerice privind caracteristicile de sincronizare a două lasere semiconductoare cu puncte cuantice în regim haotic în cazul neconcordanței parametrilor. Am ales o structură similară celei din Fig. 10 dar care are mai multe cavități. Comportamentul dinamic este studiat în termenii modelului ecuațiilor Bloch. La început se găsesc condiții optime pentru funcționarea haotică. Sunt studiate sincronizarea a două sisteme cuplate unidirecțional (principal-secundar) și efectul nepotrivirii parametrilor asupra calității sincronizării. În ultimul deceniu, sincronizarea oscilatorilor haotici este subiectul diverselor studii datorită interesului fundamental și al aplicațiilor în sistemele de comunicații bazate pe haos [122]-[124]. Este bine cunoscut faptul că laserele semiconductoare supuse influenței feedbackurilor optice sunt

caracterizate de comportamente dinamice diferite, cum ar fi pulsații periodice și cvasi-periodice, fluctuații de frecvență joasă și colaps coerent. De obicei, pentru a obține un comportament haotic al laserelor convenționale cu feedback de la o oglindă îndepărtată, este necesar un timp de întârziere dus-întors de cel puțin câteva nanosecunde. În acest caz, oglinda trebuie plasată la o distanță de câteva zeci de centimetri de la fațeta din spate a laserului.

Figura 2.23 prezintă structura unui laser semiconductor cu mediu activ puncte cuantice sub influența feedbackului din cavitățile externe distribuite egal. Considerăm un laser DFB cu un singur mod cuplat la mai multe cavități longitudinale. Prima oglindă este situată la distanța l_1 de la fațeta laser, iar distanța dintre oglinzi este luată și l_2 . Partea de feedback este compusă din secțiuni aer și de fază. Secțiunile de fază sunt controlate de un curent mic care trece prin acestea. Presupunem că în secțiunile de fază curentul injectat este suficient de mic pentru a modifica doar indicele de refracție adică faza, astfel încât lungimea optică a rezonatorului să rămână constantă sau să fie modificată în intervalul zecimi de lungimi de undă.

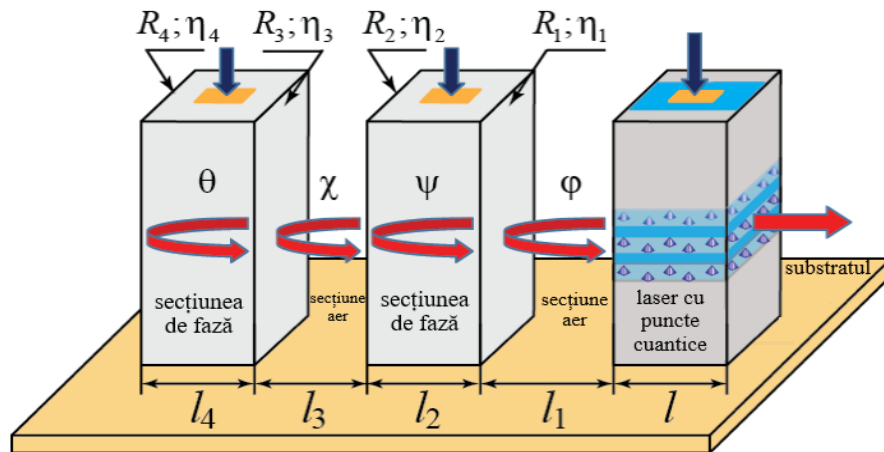


Fig. 2.23. Schema laserului cu mediu activ puncte cuantice sub influența unui feedback optic multiplu extern. Fazele ψ și θ sunt controlate de un curent aplicat. R_1 și R_2 sunt reflectivitatea fațetei aer-material a primei secțiuni de fază. R_3 și R_4 sunt reflectivitățile celei de a doua secțiune de fază.

Ecuatiile ce descriu dinamica sistemului reprezentat în Fig. 2.23 au forma

$$\begin{aligned}
\frac{dE}{d\tau} &= -kE + 2Z^{QD}\Gamma gP + \frac{Z^{QD}\Gamma\beta}{\tau_{eff}}E\left(\frac{D+1}{2}\right)^2 + \eta_1 e^{i\varphi}E(\tau-\tau_1) + \eta_2 e^{i\psi}E(\tau-\tau_2) + \\
&\quad + \eta_3 e^{i\chi}E(\tau-\tau_3) + \eta_4 e^{i\theta}E(\tau-\tau_4) + \zeta E, \\
\frac{dP}{d\tau} &= -\gamma P + gDE, \\
\frac{dD}{d\tau} &= -4gEP + \frac{d_0 - D}{T_1} - \frac{1}{\tau_{eff}}\left(\frac{D+1}{2}\right)^2,
\end{aligned} \tag{2.34}$$

unde E este amplitudinea complexă a câmpului electric, P este polarizarea și D este inversiunea. Aceste ecuații sunt utilizate pentru laserele principal și secundar. k este rata de dezintegrare a fotonului. și β reprezintă factorii de cuplare și de emisie spontană, unde G este câștigul și c_n este viteza luminii în mediul laser; Z^{QD} este numărul total de puncte cuantice din regiunea activă a laserului; Γ reprezintă factorul de confinare care caracterizează fracțiunea punctelor cuantice din volumul modului, care contribuie la emisia laserului; T_1 și d_0 sunt inversul duratei de viață și intensitatea pompajului; η_i sunt intensitățile feedback-urilor variate de reflectivitate R_i , respectiv; ζ reprezintă forțele de cuplare; τ_i sunt timpi în cavitățile exterioare dus-întors. Parametrii adimensionali au valorile $k = 300$, $Z^{QD} = 1000$, $\Gamma = 0.01$, $\beta = 1.0$, $d_0 = 0.95$, $\gamma = 100$, $2n_{QD}Gc$ $gZ\gamma = \Gamma$. $T_1 = 0.01$, $g = 48.86$, $\tau_{eff} = 0.001$, $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = 25$, $\zeta = 20$. Aceste valori ale parametrilor sunt utilizate pentru rezultatele obținute care sunt prezentate în toate figurile acestui capitol.

Folosind următorii parametri adimensionali

$$\begin{aligned}
\tilde{k} &= k \cdot \tau_0, |\tilde{g}| = |g| \cdot \tau_0, \frac{1}{\tilde{\tau}_{sp}} = \frac{1}{\tau_{sp}} \cdot \tau_0, \frac{1}{\tilde{T}_1} = \frac{1}{T_1} \cdot \tau_0, \\
A &= 2Z^{QD}\Gamma|\tilde{g}|, B = \frac{Z^{QD}\Gamma\beta F_p}{\tilde{\tau}_{sp}}, C = \frac{F_p}{\tilde{\tau}_{sp}} \quad \text{unde } \tau_0 = 10^{-9} \text{ s}
\end{aligned}$$

au fost obținute ecuațiile adimensionale pentru părțile reale și imaginare ale amplitudinii și polarizării și pentru inversie pentru sistemul de ecuații (2.34)

$$\begin{aligned}
\dot{E}_1 &= -\tilde{\kappa}E_1 + Ap_1 + \frac{BE_1}{E_1^2 + E_2^2} \left(\frac{d+1}{2} \right)^2 + \\
&+ \Gamma_1 [E_1(t-\tau_1)\cos\varphi - E_2(t-\tau_1)\sin\varphi] + \Gamma_2 [E_1(t-\tau_2)\cos\psi - E_2(t-\tau_2)\sin\psi] + \\
&+ \Gamma_3 [E_1(t-\tau_1)\cos\chi - E_2(t-\tau_1)\sin\chi] + \Gamma_4 [E_1(t-\tau_2)\cos\theta - E_2(t-\tau_2)\sin\theta], \\
\dot{E}_2 &= -\tilde{\kappa}E_2 + Ap_2 + \frac{BE_2}{E_1^2 + E_2^2} \left(\frac{d+1}{2} \right)^2 + \\
&+ \Gamma_1 [E_2(t-\tau_1)\cos\varphi + E_1(t-\tau_1)\sin\varphi] + \Gamma_2 [E_2(t-\tau_2)\cos\psi + E_1(t-\tau_2)\sin\psi] + \\
&+ \Gamma_3 [E_2(t-\tau_1)\cos\chi + E_1(t-\tau_1)\sin\chi] + \Gamma_4 [E_2(t-\tau_2)\cos\theta + E_1(t-\tau_2)\sin\theta], \\
\dot{p}_1 &= -\tilde{\gamma}p_1 + |\tilde{g}|d \cdot E_1, \\
\dot{p}_2 &= -\tilde{\gamma}p_2 + |\tilde{g}|d \cdot E_2, \\
\dot{d} &= -4|\tilde{g}|E_1p_1 - \tilde{T}_1^{-1}d - C \left(\frac{d+1}{2} \right)^2 + D_0.
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Acest set de ecuații este pregătit pentru simulări numerice și cercetări ulterioare. Este bine cunoscut că sincronizarea a două lasere poate fi cuantificată prin măsurarea coeficientului de corelație încrucișată, iar calitatea sincronizării depinde de asemănarea dintre laserele principal și secundar. După cum s-a menționat mai sus, ne concentrăm aici asupra efectului nepotrivirii dintre diferiți parametrii laser și de material asupra caracteristicilor de sincronizare a două lasere haotice cuplate unidirecțional. Figura 2.24 arată dependența coeficientului de corelație încrucișată în funcție de diferența de fază (faza laserului principal – faza laserului secundar) pentru intensitățile feedback-ului $\eta_i = 25$ și coeficienții de cuplare $\zeta = 20$ utilizând ecuațiile (2.35). Celelalte faze ale secțiunilor pasive sunt fixe.

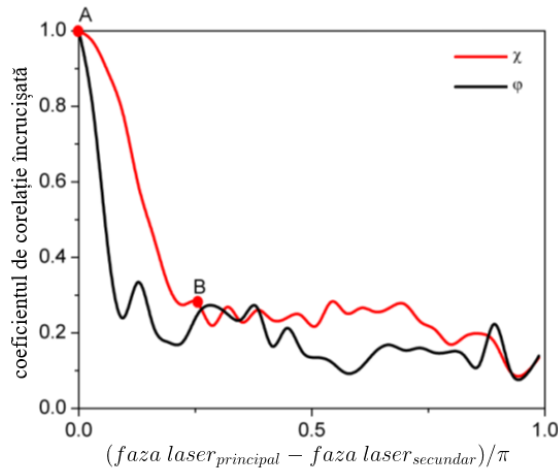


Fig. 2.24. Coeficient de corelație încrucișată în funcție de diferența de fază de reacție (fază laser principal – fază laser secundar) pentru ccoeficientul de cuplare $\zeta = 20$. Parametri: $\varphi_s = 0$, $\psi_m = \psi_s = \pi/5$, $\chi_s = 0$, $\theta_m = \theta_s = \pi/4$.

Linia neagră arată degradarea sincronizării din cauza unei nepotriviri a fazei ϕ a laserelor principal și secundar din prima secțiune a aer. Faza ϕ_s a laserului secundar este menținută la zero, în timp ce faza ϕ_m a laserului principal este variată de la 0 la π . Se poate vedea următoarea concluzie. Când fazele de feedback coincid, sistemul arată o sincronizare perfectă cu un coeficient de corelație încrucișată care se apropie de unitate (a se vedea punctul A din Fig. 2.24). O creștere a nepotrivirii fazelor de feedback induce o degradare rapidă a sincronizării, care este indicată de o reducere a coeficientului de corelație încrucișată. Această degradare rapidă este urmată de cea lentă. Linia roșie arată efectul unei nepotriviri în cea de-a doua fază de feedback χ a cavității de aer. Considerăm faza χ a laserului secundar ca fiind zero și variaza faza χ_m a laserului principal. Pe măsură ce nepotrivirea este crescută, degradarea este în mod clar mai puțin severă decât în cazul nepotrivirii în faza de feedback ϕ a primului spațiu de aer. Astfel, faza cavității mai scurte este mai sensibilă la nepotrivire decât cea a cavităților lungi.

Figura 2.25 prezintă evoluția în timp a puterii optice a laserelor principal (negru) și secundar (roșu) și diagramele de sincronizare pentru punctele A și B din Fig. 2.24, respectiv.

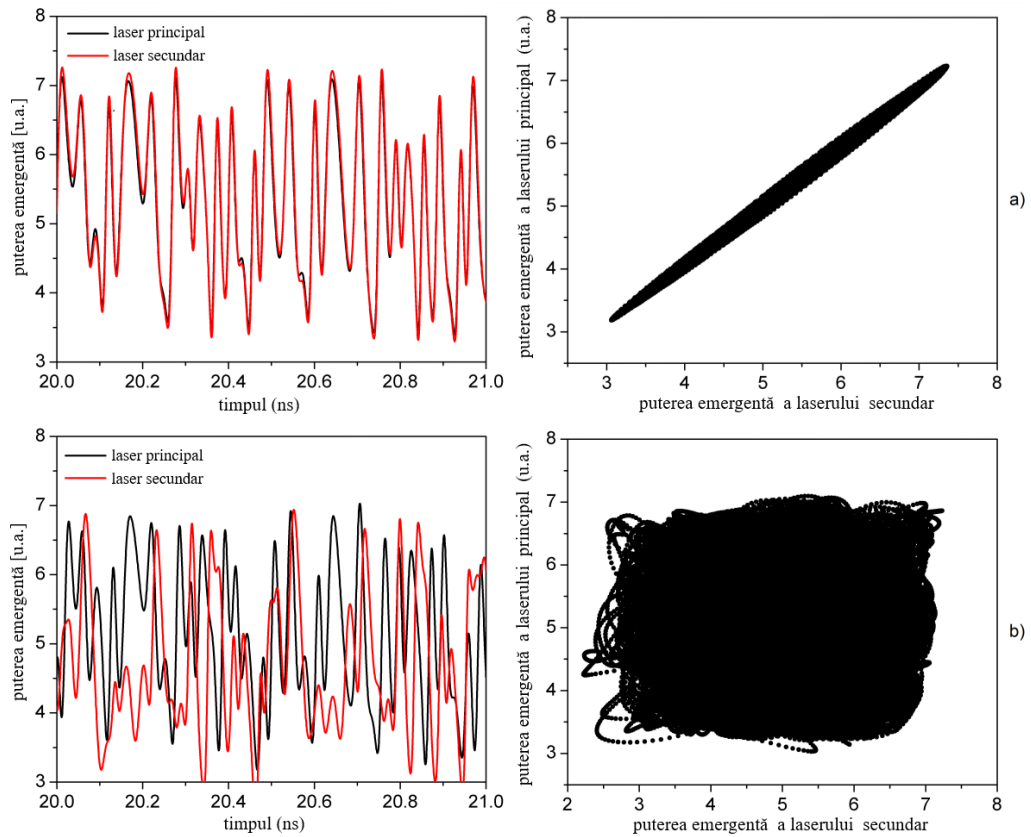


Fig. 2.25. Sincronizarea pentru punctul A (a) și B (b) din Fig. 2.24.

Când sincronizarea este perfectă, coeficientul de corelație încrucișată este aproape de unitatea $C = 0,995$ (a se vedea Fig. 2.25 (a)). Diagrama de sincronizare arată un proces de sincronizare clar.

Figura 2.25 (b) prezintă aceleași dependențe pentru punctul B, când se observă degradarea sincronizării și coeficientul de corelație încrucișată este $C = 0,3$. Traiectoriile în planul parametrilor laserelor principal și secundar se îndepărtează unul de celălalt, iar diagrama de sincronizare este un nor de puncte care arată lipsa corelației dintre semnale.

În continuare, studiem efectul nepotrivirii dintre alți parametri asupra performanței de sincronizare a laserelor cu puncte cuantice cu feedback. Figura 2.26 arată dependența coeficientului de corelație încrucișată de nepotrivirea dintre diferența de amplificare (a) și numărul de puncte cuantice (b) ale laserelor principal și secundar. Se poate observa o degradare mai mare a sincronizării în cazul nepotrivirii amplificării în comparație cu cea a numărului de puncte cuantice din regiunile active. Această constatare poate fi atribuită faptului că diferența în numărul de puncte cuantice ale laserelor principal și secundar duce doar la o diferență în puterea de ieșire, dar nu și la degradarea mare a sincronizării. Cu toate acestea, rețineți că coeficientul de amplificare depinde reciproc de numărul de puncte cuantice.

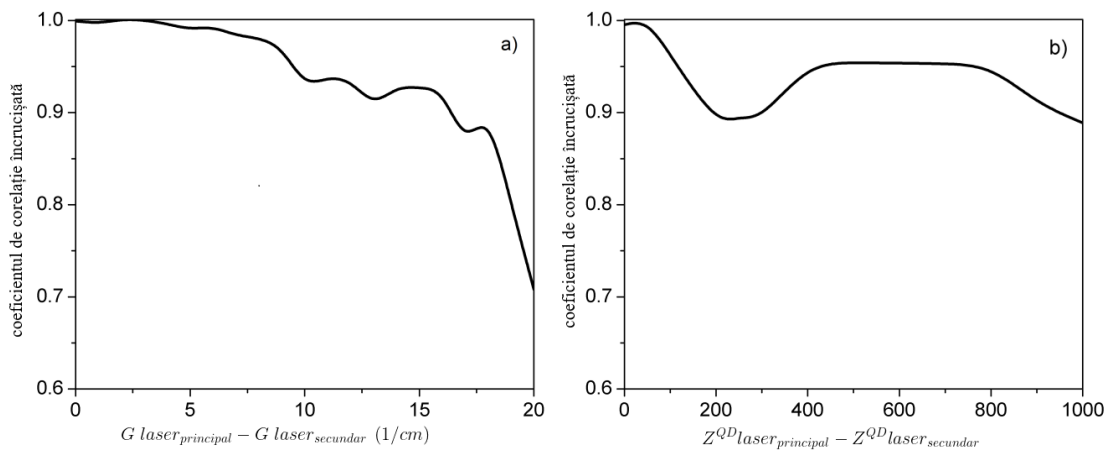


Fig. 2.26. Coeficient de corelație încrucișată în funcție de diferența dintre (a) coeficientul de amplificare și (b) numărul de puncte cuantice ale laserelor principal și secundar.

Parametri: $\phi_s = \phi_m = 0$, $\psi_m = \psi_s = \pi/5$, $\chi_m = \chi_s = 0$, $\theta_m = \theta_s = \pi/4$. Parametrii cu valoare fixă pentru laserul secundar sunt $G(\text{laser secundar})=60$, $Z^{QD}(\text{laser secundar}) = 1000$.

2.5 Concluzii la Capitolul 2

Astfel, în acest Capitol s-a studiat modelul teoretic al structurilor avansate de dimensiuni mici de lasere semiconductoare cu mediu activ gropi cuantice. S-a demonstrat prezența haosului într-un astfel de laser cu feedback multiplu. Acest regim haotic a fost utilizat într-un sistem de comunicare optică bazată pe haos. S-a demonstrat că, în anumite condiții, două astfel de sisteme laser ar putea fi sincronizate atunci când funcționează în configurație emițător-receptor. S-a obținut sincronizarea perfectă, s-a demonstrat teoretic posibilitatea criptării și decriptării mesajului prin

metoda modulării haotice. S-a arătat că mesajul poate fi restabilit în mod adecvat de către receptor chiar și la viteză mare (peste 10 Gb/s) de transmitere a semnalului.

A fost analizată dinamica neliniară a laserului semiconductor cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la mai multe cavități. S-a demonstrat că, stările staționare nu mai sunt localizate pe o elipsa dar au forma complexă. Studiul stabilității stărilor staționare ne indică că ele devin instabile datorită bifurcației Hopf. S-a obținut scenariul dublării de perioadă la tranziția către oscilații haotice. Portretele de faza reprezintă cicluri limită pentru evoluția periodică și atractorii strani pentru evoluția haotică.

S-a demonstrat că sincronizarea a două lasere este degradată atunci când există o nepotrivire a parametrilor de material și celor ce descriu geometria dispozitivului principal și secundar. S-a observat că o nepotrivire a fazelor feedback-ului duce la pierderea sincronizării. În plus, s-a demonstrat că nepotrivirea coeficienților de amplificare ale laserelor conduce la o degradare aprofundată a sincronizării. Pe când numărul de puncte cuantice nu afectează puternic caracteristicile de sincronizare ale laserelor cu puncte cuantice. Rezultate obținute cu ajutorul programului DDE-biftool sunt în concordanță cu cele ale integrării numerice directe.

Venim cu unele detalieri despre rezultatele obținute în acest Capitol. Într-un experiment numeric s-a determinat scenariul tranziției către haos. Structura dispozitivului permite obținerea parametrilor necesari pentru ca laserul cu puncte cuantice să opereze în regim haotic. Prezența celor cavităților externe determină apariția oscilațiilor complexe neliniare în evoluția în timp a puterii emergente. Ținem să menționăm că dimensiunile dispozitivului propus sunt mai mici în comparație cu cele raportate în literatura de specialitate. Investigarea stabilității soluțiilor stărilor staționare ale modurilor cavităților exterioare a permis observarea unei elipse pentru diverse valori ale puterii feedback-ului optic. Odată cu creșterea puterii feedbackului optic elipsa se transformă în cercuri pe care se află modurile cavităților exterioare. Acestea corespund stărilor stabile a comportamentului dinamic al laserului semiconductor. Alți modurile se potrivesc stărilor staționare nestabile. La finalul acestui Capitol s-a studiat proprietățile de sincronizare ale laserului cu puncte cuantice haotice sub influența feedbackului optic cu mai multe secțiuni. Feedbackul implică un comportament complex dar menține dispozitivul compact. A fost propusă o nouă configurație pentru implementarea feedbackurilor multiple. S-a arătat că două dintre aceste dispozitive conectate unidirecțional cu parametri egali pot fi sincronizate atunci când funcționează în regim haotic într-o configurație lasere principal - secundar și se realizează sincronizarea cu corelație încrucișată mai mare. Cu toate acestea, sincronizarea este degradată atunci când există o nepotrivire a parametrilor materialelor și dispozitivului laserului principal și secundar. S-a descoperit că o nepotrivire a fazelor de feedback în prima secțiune aer are efecte mai puternice în

corelația încrucișată principal-secundar decât o nepotrivire a fazelor în cea de a doua secțiune. În plus, s-a demonstrat că nepotrivirea coeficienților de amplificare ale laserelor principal-secundar conduce la o degradare a sincronizării. Numărul de puncte cuantice nu afectează puternic caracteristicile de sincronizare ale laserelor cu puncte cuantice. În limitele ecuațiilor Lang-Kobayashi, a fost studiată dinamica unui laser semiconductor cu feedback optic care provine din mai multe cavități. Prezența mai multor secțiuni are ca rezultat o complicare a oscilațiilor sistemului. Menționăm încă o dată că un avantaj al sistemului propus în comparație cu cel al feedbackului optic convențional este că comportamentul haotic are loc pentru lungimi mici ale cavităților, ceea ce face un dispozitiv mai compact. Rezultatele științifice obținute în acest capitol au fost publicate în lucrările [125], [126].

3. UTILIZAREA DIFERITOR SCHEME LASER PENTRU CODIFICAREA ȘI DECODIFICAREA INFORMAȚIEI ÎN SISTEMUL DE COMUNICARE OPTICĂ BAZATĂ PE HAOS. APLICAȚII.

3.1. Sistemele de comunicare optică cu haos.

În acest capitol este reprezentat feedbackul optic ce acționează asupra cavităților optice exterioare. Din mai multe cavități exterioare cu diferiți timpi de întârziere. Dinamica neliniară este descrisă cu ajutorul simulării numerice a ecuației ratei, care este reprezentată pentru stările staționare și diferiți parametri. Laserele semiconductoare cu mediu activ nestabil pot fi stabilizate prin aplicarea unui curent electric și a unui feedback optic. De exemplu, oscilațiilor periodice și haotice apar în laserele semiconductoare când asupra lor influențează un feedback optic multiplu provenit de la mai multe cavități exterioare. Comportamentul haotic poate fi utilizat în comunicarea optică bazată pe haos [127], dar pentru a fi aplicat, oscilațiile haotice trebuie evitate sau stabilizate. Oscilațiile periodice și cele haotice pot fi stabilizate prin obținerea undelor continue. În ultimul deceniu fenomenele de destabilizare și haosul de emisie laser prin cavități externe au fost subiectul unei atenții considerabile, cu studiile motivate în principal de perspectiva aplicațiilor la comunicarea bazată pe haos (CBC). Influența feedbackului optic extern de la o oglindă îndepărtată cu privire la dinamica laserelor semiconductoare au fost investigate pe larg în ultimele două decenii și au fost raportate multe comportamente dinamice, inclusiv pulsații periodice, fluctuații de frecvență joasă, colaps coerent, turbulență optică, și haos. Se știe că forma de undă haotică este potrivită pentru CBC. Astfel, în comunicările haotice se îmbunătățește securitatea transmiterii datei, mai ales după o demonstrație recentă a acesteia în [128]. În CBC în regim optic, semnalul haotic este generat prin utilizarea de lasere semiconductoare cu feedback optic sau electro-optic [129], [130]. De asemenea, au fost luate în considerare configurările care utilizează rezonatoare Fabry-Perot sub influența feedbackului optic extern

În continuare vom prezenta rezultatele simulărilor numerice privind comportamentul dinamic al laserului cu puncte cuantice supus unui feedback optic de tip T. Vom demonstra, că în anumite condiții, datorită influenței feedbackului extern, sistemul prezintă un comportament haotic puternic, potrivit pentru comunicațiile bazate pe haos. De asemenea, vom demonstra influența parametrilor relevanți ai dispozitivului, cum ar fi fazele și puterea feedbackului asupra dinamicii laserului. Vom studia numeric caracteristicile de sincronizare a două lasere cu puncte cuantice cuplate unidirecțional. În cele din urmă, se vor obține condițiile potrivite pentru codificarea mesajelor cu o rată de biți ridicată prin tehnica de modulare a haosului folosind laserele cu puncte cuantice compacte sub influența buclelor de feedback de formă de T.

3.2. Schema laserului sub formă literei T, parametri și ecuațiile ce-l descriu.

Figura 3.1 reprezintă structura dispozitivului, care este formată dintr-un laser cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la cavitățile exterioare sub formă de T. Intensitatea feedbackului optic de la cele două cavități exterioare Γ_1 și Γ_2 sunt determinate de reflexiile R_1 și R_2 cu fazele φ și ψ . τ_1 și τ_2 fiind timpii de întârziere, respectiv.

Un avantaj al sistemului propus în comparație cu cel cu feedback optic convențional este faptul că comportamentul haotic are loc pentru lungimi mici a cavităților, care fac ca dispozitivul să fie mult mai compact.

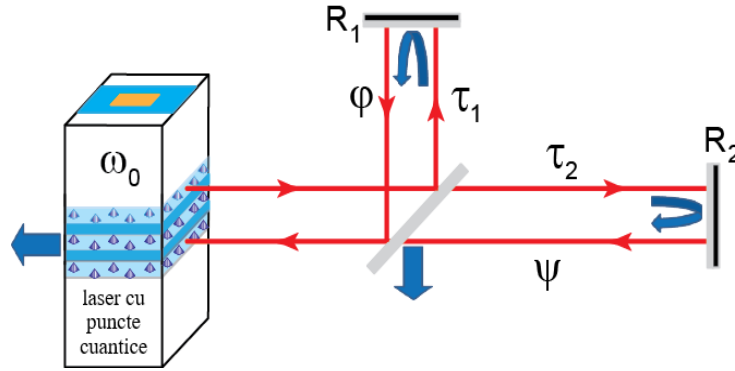


Fig. 3.1. Schema laserului semiconductor sub influența unui feedback optic dublu provenit de la cavitățile exterioare de tip T.

Astfel, vom studia dinamica laserelor cu puncte cuantice, în special proprietățile haotice, posibilitatea sincronizării a două astfel de lasere, precum și tehnica de modulare haotică aplicată utilizând dispozitivul din Figura 3.1 și ecuațiile ratei conform modelului (2.1) – (2.3) cu ecuația pentru amplitudinea câmpului electric sub forma

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[-\gamma_{np} + g(2\rho-1)\right]E + \Gamma_1 e^{-i\varphi} E(\tau-\tau_1) + \Gamma_2 e^{-i\psi} E(\tau-\tau_2). \quad (3.1)$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = -\gamma_{ns}\rho - (2\rho-1)|E|^2 + (CN^2 + BN)(1-\rho), \quad (3.2)$$

$$\frac{dN}{d\tau} = J - N - 2\left[(CN^2 + BN)(1-\rho)\right], \quad (3.3)$$

unde E este amplitudinea complexă a câmpului electric, N este densitatea purtătorilor de sarcină în groapa cuantică și ρ este probabilitatea de ocupare în punctele cuantice. Considerăm aproximarea unei singure bucle și neglijăm reflexiile multiple din interiorul cavităților. Alți parametri sunt: factorul Henry $\alpha = 2$, și $\tau_1 = 0,3$, $\tau_2 = 0,5$ sunt timpii de parcurgere dus-întors ale cavităților exterioare. $g = 1200$ este câștigul diferențial, iar $J = 20$ este parametrul de pompare. Constantele $B = 0.01$ și $C = 40$ descriu transportul purtătorilor de sarcină prin interacțiunea

purător-fonon, $\tau_{ns} = 1.0$ și $\tau_{np} = 500$. Aceste valori ale parametrilor de bază sunt utilizate ca bază pentru rezultatele numerice care sunt prezentate în figurile acestui Capitol. Când valoarea unui parametru variază de la cea de bază este menționat în legenda figurilor.

3.3 Rezultatele calculelor numerice.

Este bine cunoscut faptul, că laserele care funcționează sub influența unui feedback optic exterior generează un comportament haotic, aplicabil în comunicarea optică bazată pe haos, când intensitatea feedback-ului este înaltă. În unele cazuri laserul generează unde continue sau pulsații. Figura 3.2 prezintă calculele numerice ale evoluției în timp a puterii emergente, a portretului de fază, precum și spectrul de putere al laserului cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la cavitățile exterioare de tip T. Calculele au fost efectuate cu un program soft elaborat utilizând metoda Runge Kutta de gradul 4. Ulterior rezultatele au fost verificate cu programe standard elaborate în MATLAB.

Considerăm intensitățile feedbackului Γ_1 și Γ_2 parametri variabili principali, care sunt determinați de reflexiile R_1 și R_2 ale cavităților. Figura 3.2 (a) prezintă evoluția în timp a puterii emergente pentru $\Gamma_1 = 15$, $\Gamma_2 = 16,2$. Portretul de fază reprezintă un ciclu limită stabil. Acest ciclu limita este stabil în tot intervalul de integrare de 100 ns. Figura 3.2 (b) prezintă dublarea de perioadă pentru $\Gamma_1 = 15$, $\Gamma_2 = 20$. Portretul de fază este un ciclu limită deformat, iar în spectrul de putere sunt prezente noi oscilații. Se observă ca doar o mică creștere a intensității feedback-ului Γ_2 duce la bifurcație nouă dublarea de perioadă. Odată cu creșterea intensității feedback-urilor Γ_1 și Γ_2 duce la o evoluție haotică în timp a puterii emergente. Figura 3.2 (c) ilustrează un atractor straniu pentru următoarele valori ale intensităților feedback-ului $\Gamma_1 = 20$ și $\Gamma_2 = 30$. Astfel evoluția în timp a puterii emergente reprezintă oscilații haotice. Dacă analizăm spectrul de putere se observă ca el este larg și nu are nici o armonică dominantă.

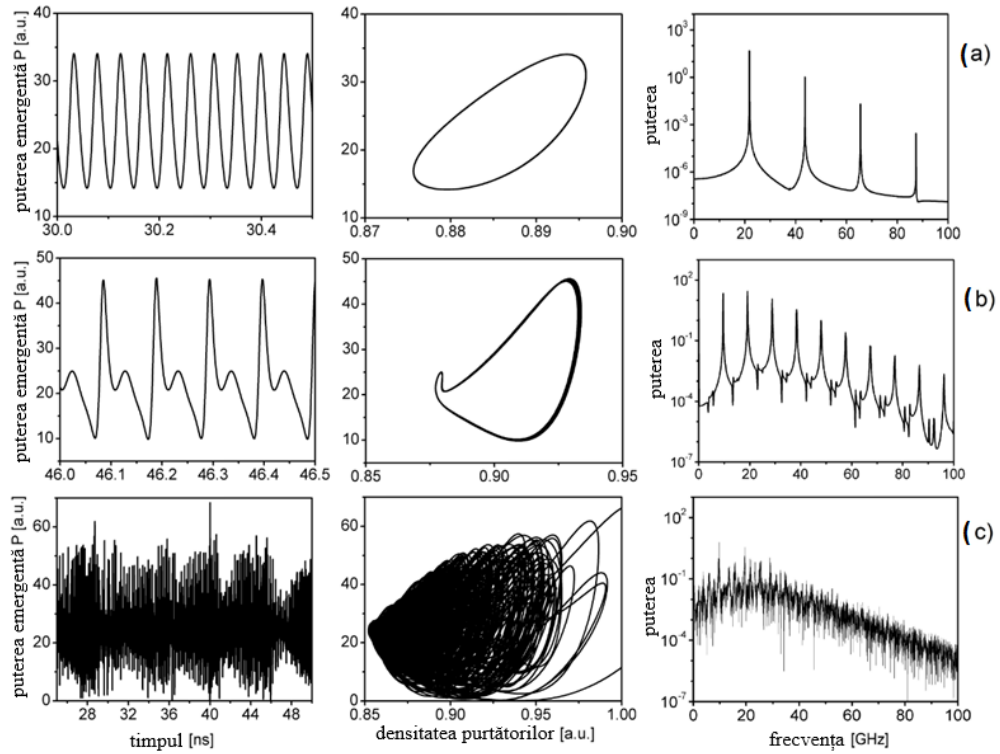


Fig. 3.2. Evoluția temporală a puterii emergente (stânga), portretul de fază (centru) și spectrul de putere (dreapta) a laserului semiconductor sub influența unui feedback optic provenit de la cavitățile exterioare de tip T pentru (a) $\Gamma_1 = 15$, $\Gamma_2 = 16,2$ (comportament periodic), (b) $\Gamma_1 = 15$, $\Gamma_2 = 20$ (perioadă dublă), (c) $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 30$ (comportament haotic). Fazele sunt $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$.

Este știut că, diagrama bifurcațiilor este un instrument de cercetare important când se analizează dinamica laserelor cu puncte cuantice. Diagramele de bifurcație pot fi obținute pentru ecuațiile diferențiale cu întârzieri atât cu programul soft DDE – bftool cât și prin integrare numerică. În cazul dat noi vom integra ecuațiile (3.1), (3.2) și (3.3). Intensitatea feedbackului Γ_1 este considerată parametru principal al bifurcației în Fig. 3.3 (a) pentru următoarele faze $\phi = \pi/2$ și $\psi = 3\pi/2$. În această diagramă a bifurcațiilor se observă oscilații haotice puternice chiar și la valori mici ale intensității feedback-ului. Aceste oscilații apar ca rezultat al existenței intensității feedbackului Γ_2 în cea de a doua cavitate exterioară. Oscilațiile periodice sunt observate atunci când intensitatea feedbackului optic are valori de la 10 până la 15 ns^{-1} . Sistemul generează un comportament haotic pentru majoritatea valorilor intensității feedback-ului Γ_1 . În Fig. 3.3 (b) parametrul principal al bifurcației este faza ϕ . Astfel, se observă că regimul haotic al sistemului este adecvat pentru comunicarea optică bazată pe haos.

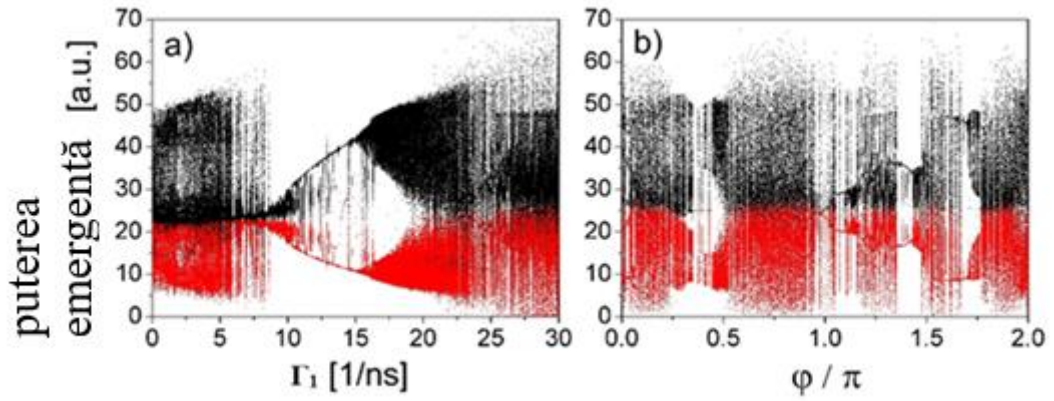


Fig. 3.3. Diagrama bifurcațiilor pentru $\Gamma_2 = 25$ și $\psi = 3\pi/2$. (a) Γ_1 - parametrul bifurcației, iar faza $\phi = \pi/2$, (b) ϕ este parametrul bifurcației, iar $\Gamma_1 = 20$.

O caracteristică importantă a semnalului optic de ieșire este timpul de autocorelare. Dinamica laserului cu puncte cuantice are un comportament haotic mai pronunțat când timpul de autocorelare este mai mic. Pentru a stabili aceste regiuni, se calculează timpul de autocorelare în laserul semiconductor cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la cavitățile de tip T. Rezultatele acestor calcule sunt prezentate în Fig. 3.4 în planul fazelor ($\psi - \phi$). Aici regiunile roșii corespund regiunilor puternic haotice ale laserului semiconductor cu timpul de autocorelare mai mic de 0.1 ns.

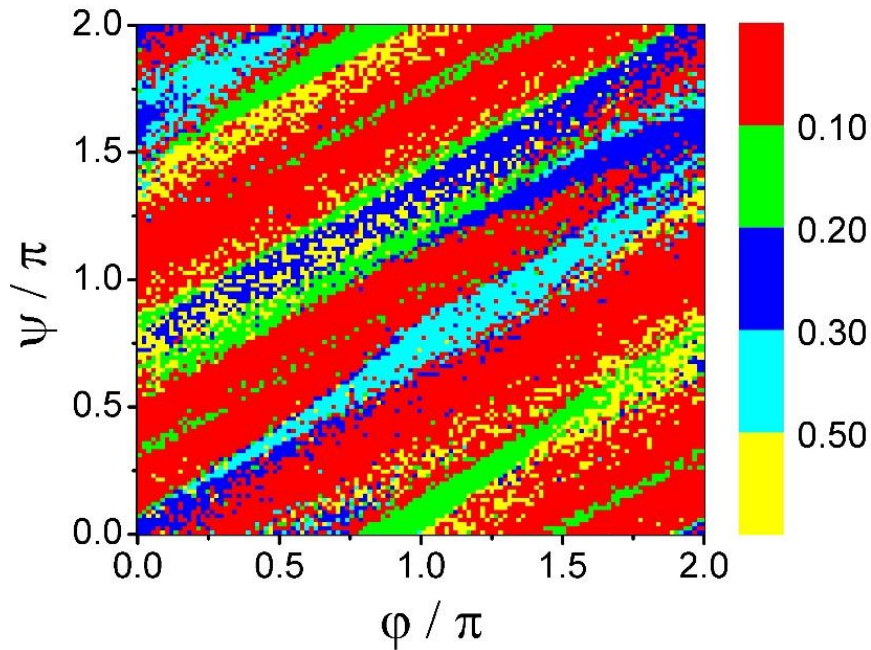


Fig. 3.4. Timpul de autocorelare în planul ($\psi - \phi$) atunci când intensitățile feedback-ului sunt $\Gamma_1 = 20$ și $\Gamma_2 = 25$. Pasul de variere a fazei este 0.05 radiani.

Timpul de autocorelare a fost calculat cu ajutorul funcției $\Gamma_{ii}(\tau)$ fie a laserului principal sau a celui secundar

$$\tau_c = \int_0^\infty d\tau \Gamma_{ii}^2(\tau)$$

În calculele noastre am obținut timpi de autocorelare de ordinul a câteva zecimi de picosecunde, ceea ce denotă că haosul obținut este rigid. Acest timp foarte scurt este o importantă premisă pentru tentativa de a opera cu mare viteză. Remarcabil este faptul că această valoare este importantă pentru întreg domeniul al schimbării de fază cu emisie haotică.

Până la moment au fost analizate caracteristici ale dinamicii unui singur laser semiconductor cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic dublu cu configurație de tip T. În cele ce urmează, vom considera două lasere identice, conectate conform configurației transmițător – receptor, precum este reprezentat în Fig. 3.5. Vom studia sincronizarea celor două dispozitive și posibilitatea utilizării acestora la codificarea și decodificarea mesajelor în comunicarea optică bazată pe haos. Pentru aceasta, utilizăm tehnica modulării semnalului [131], în care codificarea mesajului constă în modularea unei mici amplitudini adăugată în câmpul emis al laserului principal. După procesul de sincronizare perfectă a laserelor principal (transmițător) și secundar (receptor), mesajul se decodifică la receptor prin compararea semnalului de intrare cu cel de ieșire. Această metodă a fost utilizată și în experimente și după cum s-a spus mai sus verificată în Atena [11], [132].

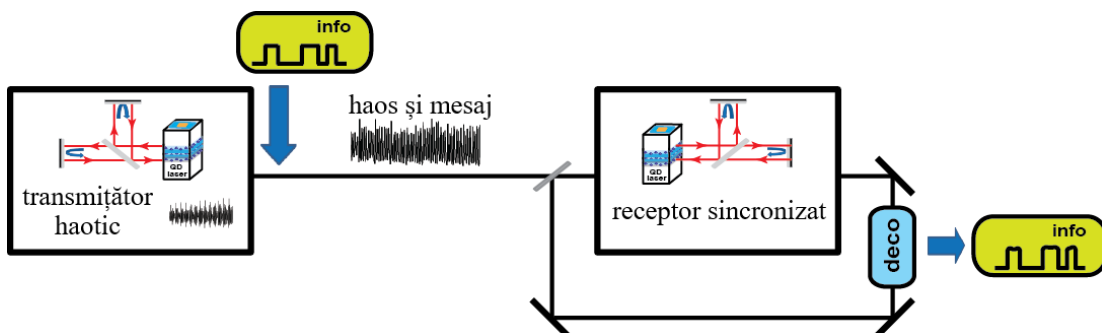


Fig. 3.5. Reprezentarea schematică a tehnicii de modulare.

Considerând că ambele lasere semiconductoare sunt conectate unidirecțional, în continuare prezentăm analiza numerică a proprietăților de sincronizare ale acestui sistem. La început vom considera ca parametrii ambelor lasere sunt aproape identice. Semnalele laserelor principal și secundar vor fi cele mai sincronizate când coeficientul de corelare este aproape de unitate. Vom nota prin k parametrul de cuplare al laserelor. Acest parametru poate fi controlat în experiment prin filtrarea semnalului care nimerește din laserul master la cel slave.

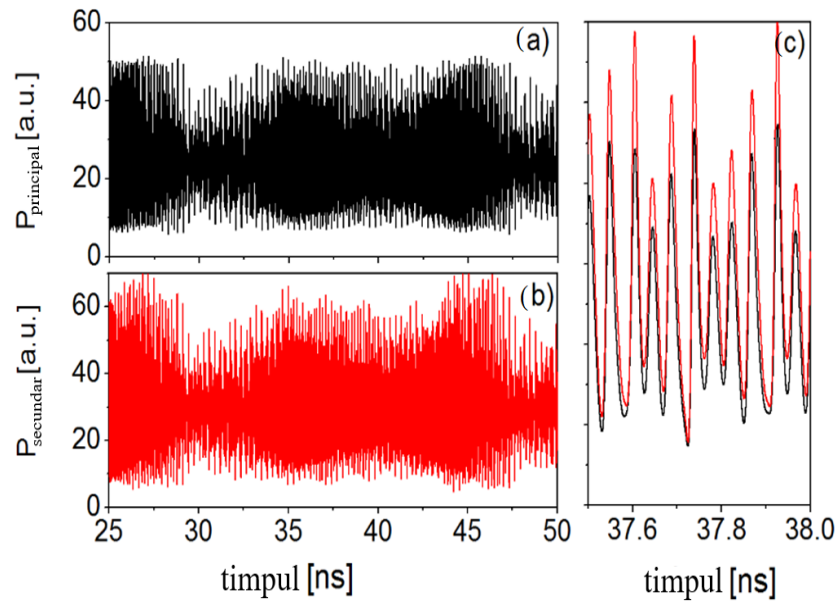


Fig. 3.6. Fenomenul de sincronizare a două lasere semiconductoare unite unidirecțional pentru parametrul de cuplare $k = 50$. Evoluția în timp a puterii emergente a laserelor (a) principal (b) secundar. (c) ambele semnale ale laserelor principal și secundar. Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$ și $\Gamma_2 = 25$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$.

Figura 3.6 demonstrează evoluția în timp a laserelor (a) principal (b) secundar în procesul de sincronizare sub influența unui feedback optic provenit de la cavitățile exterioare de tip T. De asemenea, în Fig. 3.6 (c) este prezentată sincronizarea ambelor semnale ale laserelor principal și secundar. Se observă că semnalele ambelor lasere semiconductoare coincid.

Figura 3.7 reprezintă rezultatele numerice ale procesului de sincronizare a unui laser principal și al celui secundar pentru diferite valori ale parametrului de cuplare atunci când intensitatea feedback-ului optic este $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$, și fazele sunt $\psi = 3\pi/2$, $\phi = \pi/2$. Când parametrul de cuplare $k = 0$, procesul de sincronizare lipsește. În Fig. 3.7 (a) se observă absența sincronizării prin prezența punctelor împrăștiate. Figura 3.7 (b) prezintă o diagramă a sincronizării pentru o valoare mărită a parametrului de cuplare $k = 30$. Astfel, se observă un început al procesului de sincronizare, dar nu complet. În continuare se mărește valoarea parametrului de cuplare $k = 40$, iar procesul de sincronizare se îmbunătățește. Figura 3.7 (d) demonstrează procesul de sincronizare pentru $k = 50$, care devine clar. Astfel, pentru $k = 50$ s-a obținut o sincronizare îmbunătățită complet.

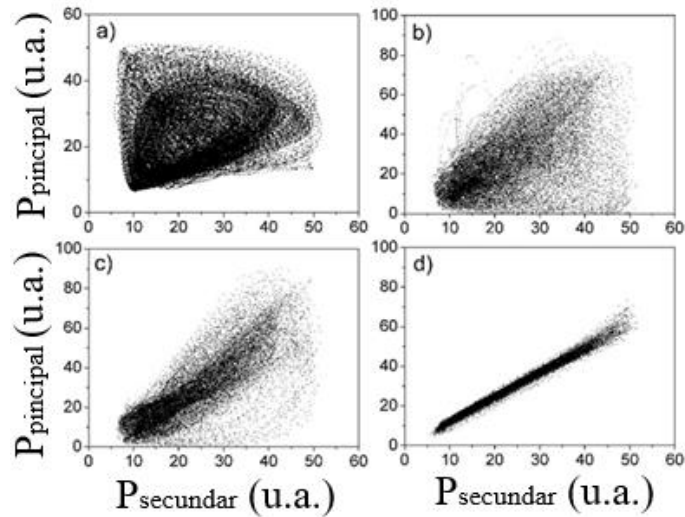


Fig. 3.7. Diagrama sincronizării numerice calculate în comportamentul haotic pentru diferite valori ale parametrului de cuplare: (a) $k = 0$, (b) $k = 30$, (c) $k = 40$, (d) $k = 50$. Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$.

Pentru o mai bună înțelegere a procesului de sincronizare vom investiga calitatea acestuia prin calcularea coeficientului de corelație încrucișată pentru coeficientul de cuplare fixat la $k = 50$ (vezi Fig. 3.8). Culoarea verde denotă un grad ridicat de sincronizare, iar coeficientul de corelație încrucișată fiind mai mare de 0,90. Din această diagramă ne propunem să selectăm valorile fazelor care corespund punctului A pentru următorul proces de codificare și decodare a mesajului digital în cadrul tehnicii de modulare a haosului.

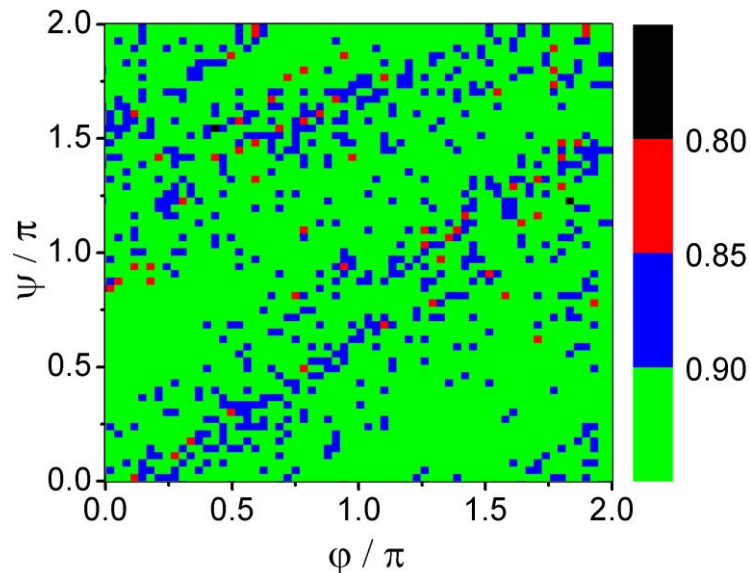


Fig. 3.8 Coeficientul de corelație încrucișată în planul fazelor ($\psi - \phi$) pentru coeficientul de cuplare $k = 50$ și intensitățile de feedback $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$.

În continuare, vom analiza transmiterea și recepționarea mesajului digital de către sistemul format din două lasere identice conectate unidirecțional precum a fost prezentat în Fig. 2.13. Noi examinăm criptarea și decriptarea mesajului digital de 10 Gb/s în tehnica de modulare haotică. Această metodă este ilustrată în Fig. 3.9.

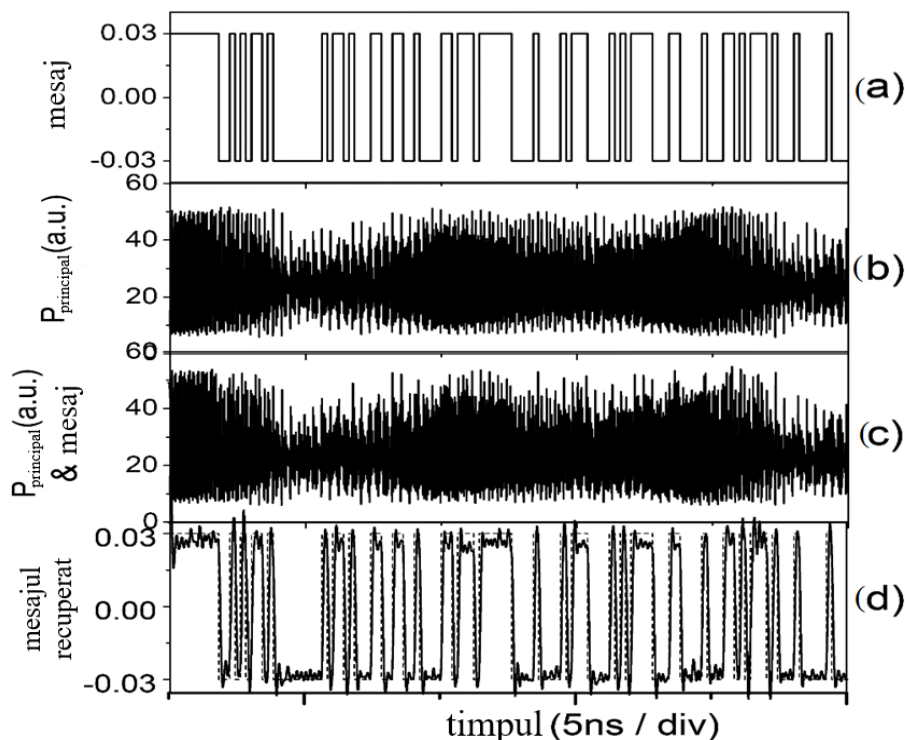


Fig. 3.9. Rezultatele calculelor numerice a codificării și decodificării unui mesaj digital de 15 Gbit/s. (a) Mesajul digital codificat; (b) Semnalul de ieșire a laserului principal fără mesaj; (c) Semnalul transmis (cu mesaj); (d) Mesajul decodificat și reconstituirea mesajului după filtrare (linia continuă) și mesajul transmis (întreruptă). Alți parametri: $\Gamma_1 = 20$, $\Gamma_2 = 25$, $\phi = \pi/2$, $\psi = 3\pi/2$, și $k = 50$.

În Fig. 3.9 (a) este reprezentat semnalul digital. Mesajul se adaugă cu ajutorul tehnicii de modulare a semnalului haotic transmis. Figura 3.9 (b) și (c) conține puterea emergentă a laserului principal fără mesaj și cu mesaj. Nimeni nu poate distinge prezența mesajului în diagrama din punctul (c) în comparație cu diagrama din (b). În final, diagrama (d) prezintă mesajul reconstituit și decodificat. Precum este demonstrat în această figură parametrii ambelor lasere coincid, iar mesajul este reconstituit.

Astfel, s-a demonstrat că tehnica modulării haotice poate fi implementată în sistemul propus care constă din două lasere identice cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic extern de tip T. Prezența a două cavități exterioare are ca rezultat apariția unor oscilații mai complexe a

sistemului. Dispozitivul a devenit mai compact și poate fi aplicat în comunicarea optică bazată pe haos.

Astfel a fost investigată dinamica unui laser semiconductor cu puncte cuantice cu feedback optic care provine de la cavități de tip T. Prezența a două cavități externe are ca rezultat o oscilație mai complexă a sistemului, menținând compoziția compactă. Astfel, un avantaj al sistemului propus în acest Capitol în comparație cu cel al unui feedback optic convențional este că comportamentul haotic adecvat pentru CBC apare pentru lungimi scurte ale cavităților și poate fi controlat de două faze. S-a arătat că două dintre aceste dispozitive având totuși parametri identici pot fi sincronizate atunci când funcționează în regim haotic într-o configurație master-slave. Se constată că pentru valorile parametrilor în care se obține sincronizarea cu un coeficient de corelare încrucișată mai mare, este posibil să se codifice un mesaj cu rată de biți mai mare folosind tehnica de modulare a haosului. În cele din urmă, mesajul poate fi recuperat în mod corespunzător.

3.4 Propuneri noi de dispozitive fotonice cu secțiuni pasive și cavități de aer la scară nanometrică.

În cadrul acestui paragraf a fost studiat comportamentul dinamic al unui laser semiconductor cu mediu activ puncte cuantice integrat cu feedback optic multiplu. Structura laserului constă din secțiunea activă cuplată la un strat de aer și la multiple secțiuni exterioare. S-a constatat, că datorită feedback-ului optic multiplu în anumite condiții de funcționare, sistemul are un comportament haotic adecvat comunicării bazate pe haos. Ca rezultat, au fost identificate condițiile optime pentru generarea haosului optic și de sincronizare a două lasere cuplate unidirecțional.

Viața cotidiană este imposibilă fără computere personale, fără internet, comunicare optică, imprimante laser, display etc. În toate aplicațiile enumerate mai sus este nevoie de un dispozitiv care emite lumină, numit laser. În absența laserelor semiconductoare activitatea de zi cu zi în diferite domenii ale economiei naționale ar fi imposibilă. Laserele semiconductoare sunt folosite pe larg în comunicații optice, în medicină, chimie, mecanică și măsurători, spectroscopie, sisteme display etc. Datorită acestor aplicații, laserele semiconductoare au devenit obiect de studiu în multe grupuri de cercetare din întreaga lume. Laserele semiconductoare prezintă interes din punct de vedere al cercetărilor fundamentale. Totodată, laserele menționate sunt sisteme nelineare. De aceea, în ultimii ani, dinamica lor a devenit obiect de studiu pentru prezicerea evoluției semnalelor de ieșire din dispozitive cu diferite topologii. Astfel am analizat posibilitatea de destabilizare a emisiei emergente a laserului cu ajutorul cavităților externe. Utilizarea oscilațiilor haotice produse de configurația laserelor cu multe secțiuni în sistemele de comunicare bazate pe haos este scopul

principal al acestei etape. Comunicarea bazată pe haos a devenit atractivă deoarece permite îmbunătățirea securității în sistemele optice de transmitere a datelor.

În Fig. 3.10 este prezentată structura laserului sub influența feedback-ului provenit din cavități exterioare. Vom considera laserul semiconductor cu puncte cuantice cu un singur mod, cuplat în direcție longitudinală la mai multe cavități. Prima oglindă este plasată la distanța L de la fațeta laserului, și distanța dintre oglinzi este de asemenea luată L . Vom analiza cinci oglinzi exterioare.

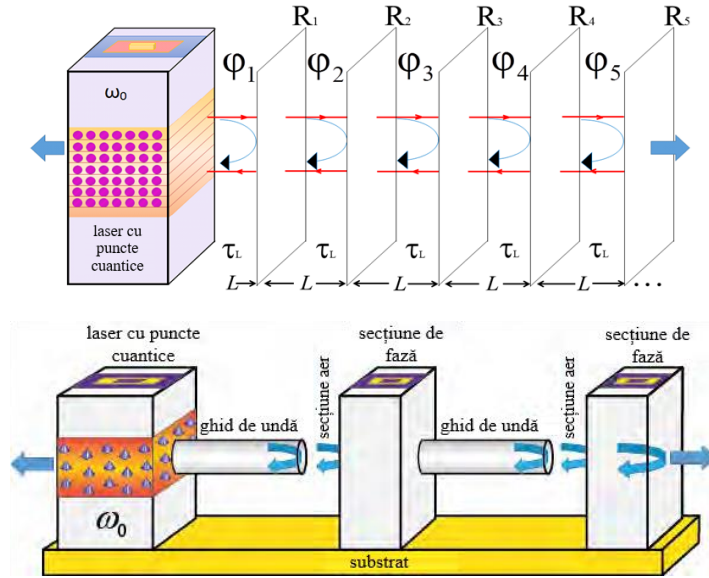


Fig. 3.10. (a) Schema laserului cu mediu activ puncte cuantice influențat de feedback-ul optic de la cavități multiple. (b) Propunere de realizarea practică a laserului cu două cavități de aer utilizat ulterior pentru sincronizare haotică, codificare și în final decodificarea mesajului digital sub influența reacției inverse multiple. Lungimea cavităților de aer 5 μm, similar cu cea din dispozitivul cu o singură cavitate de aer. Reflexia de la ambele cavități de aer este de 30%.

Dinamica sistemului este analizată în limitele modelului extins Lang-Kobayashi [3.22] în ecuațiile (3.1) – (3.3) pentru amplitudinea complexă a câmpului E , probabilitatea ocupării ρ a punctului cuantic și densitatea purtătorilor de sarcină N . Pentru amplitudinea complexă a câmpului E vom rescrie (3.1) sub următoarea formă

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[-\gamma_{np} + g(2\rho-1)\right]E + \sum_{n=1}^5 \gamma_n \exp\left(-i\sum_{k=1}^n \varphi_k\right)E(\tau - n\tau_L).$$

Figura 3.11 prezintă evoluția în timp a puterii emergente și portretul de fază, de asemenea spectrul de putere a laserului semiconductor sub influența feedback-ului optic de la cavități

multiple în diferite regimuri (a) autopulsații, (b) dublare de perioadă și (c) regimul haotic apropiat pentru comunicare optică bazată pe haos. Ținem să menționăm că, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = \gamma_5 = \gamma$.

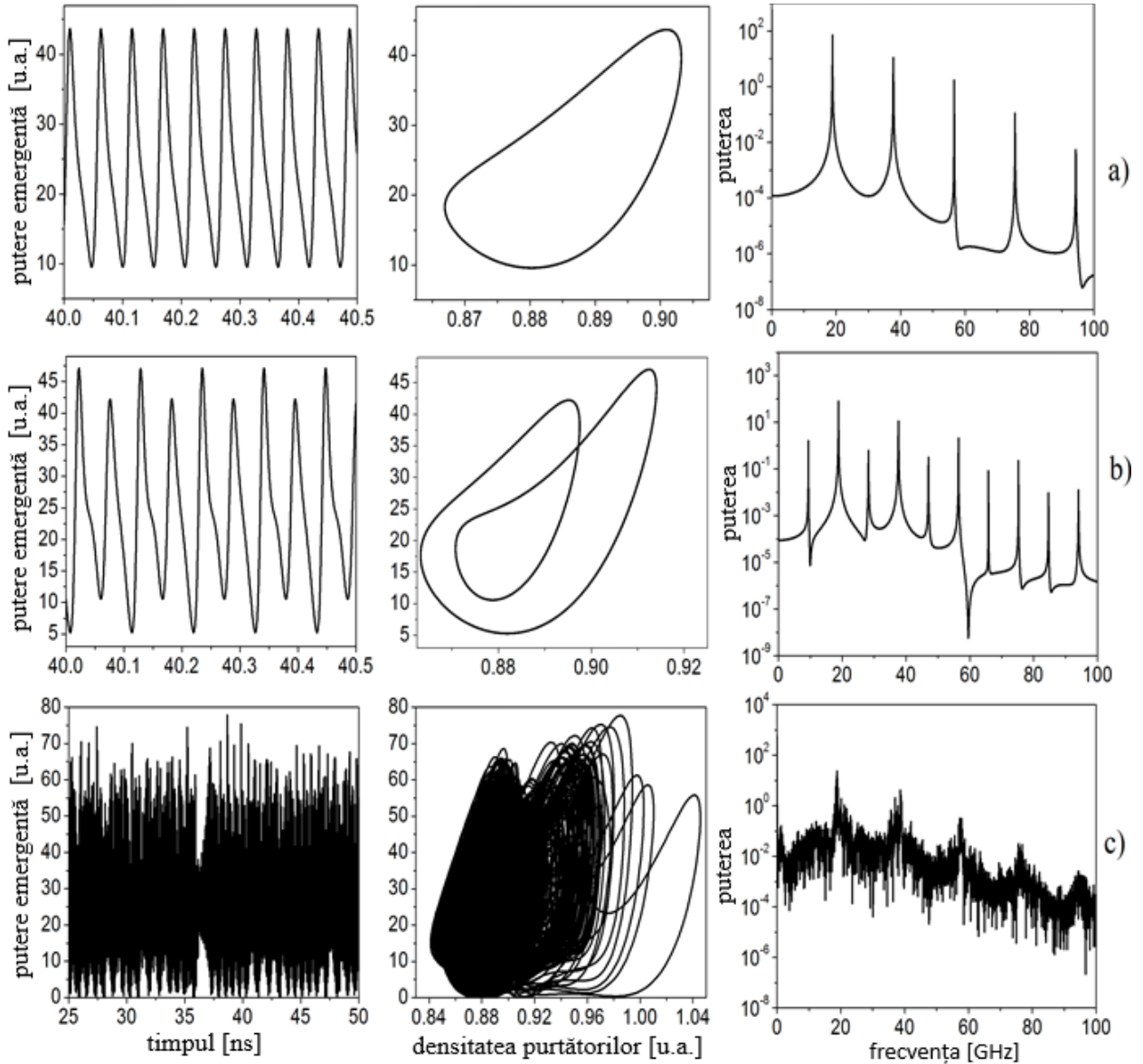


Fig. 3.11. Evoluția în timp a puterii emergente din laser (a se vedea coloana stânga), portretul de fază în planul a două parametri (centru), și spectrul de putere (dreapta) a laserului cu semiconductoare influențat de feedbackul optic de la mai multe cavități pentru: (a) $\gamma = 9 \text{ ns}^{-1}$ semnal periodic, (b) $\gamma = 10,5 \text{ ns}^{-1}$ – dublare de perioadă, și (c) $\gamma = 15 \text{ ns}^{-1}$ - haos puternic.

În continuare cercetăm dinamica laserului în limbajul diagramelor bifurcaționale. În Fig. 3.12 este prezentată diagrama bifurcațiilor în cazul dinamicii laserului cu puncte cuantice. Aceasta este dependența puterii emergente de intensitatea feedbackului în calitate de parametru de bifurcare γ .

Pentru o valoare nulă a intensității feedbackului sistemul generează unde continue (CW continue waves). În cazul în care intensitatea feedbackului are o valoare de referință de aproximativ $6,8 \text{ ns}^{-1}$ undele continue se sfârșesc și se poate observa bifurcația Hopf (H), după care se observă oscilații periodice (P). Ulterior există o regiune cu haos puternic, atica avind atractor straniu în planul a 2 parametri, care corespunde intervalului de valori ale intensității feedbackului $\gamma \approx (10,7 \div 19,2) \text{ ns}^{-1}$. În final iarăși se produc oscilații periodice urmate de o altă regiune cu haos puternic.

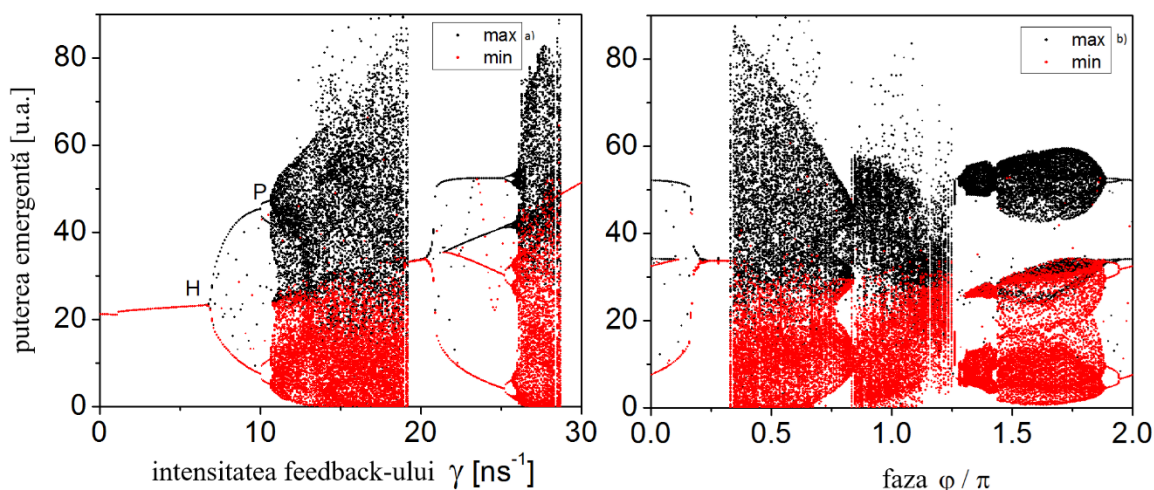


Fig. 3.12. Diagrama bifurcațiilor obținută numeric pentru valorile $\phi=\pi/2$; $\psi=\pi$ ale fazelor. CW indică regimul de unde continue, H – bifurcația Hopf, iar P – maximul soluțiilor periodice.

În continuare vom analiza sistemul laser din Fig. 3.10 (b) care are o realizare experimentală eficientă. Pentru asemenea sisteme au fost analizate condițiile optime de funcționare în regim haotic. Aceste condiții sunt redate prin analiza evoluției în timp a puterii emergente și a spectrului de putere. De asemenea, sunt prezentate diagrame ale bifurcațiilor, timpul de autocorelare și de sincronizare. Fenomenul de sincronizare este amplu dezvoltat în știință, natură, inginerie și viața socială. Asemenea sisteme precum ceasul, ritmul cardiac au tendința de a funcționa în regim de sincronizare. Fenomenul dat este universal și poate fi înțeles într-un cadru comun bazat pe dinamica neliniară. Sistemul propus în acest paragraf este alcătuit din laserul semiconductor conectat la mai multe cavități exterioare.

Figura 3.13 prezintă rezultatele evoluției în timp în regim haotic a puterii emergente P (stânga) și a densității purtătorilor de sarcini N (centru). De asemenea, este prezentat și spectrul de putere (dreapta), care indică prezența haosului rigid în sistem.

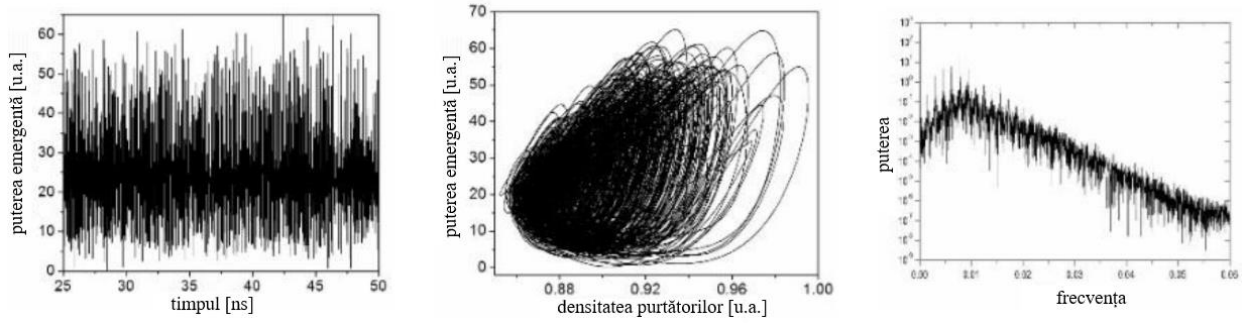


Fig. 3.13. Timpul de evoluție a puterii de emergente P (a), portretul de fază în planul a doi parametri (b) și spectrul de putere (c).

Conform diagramei puterii emergente de timp pentru intensitatea feedback-ului optic $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \Gamma_5 = 15$ și faza $\varphi = \pi/2$ oscilațiile sunt haotice, iar în planul P-N apare un atractor straniu cauzat de influența feedback-ului optic de la cavitățile exterioare. Parametrii care vor fi considerați în continuare de bază sunt intensitatea feedback-ului optic și fazele.

Figura 3.14 reprezintă diagrama bifurcațiilor laserului semiconductor sub influența feedback-ului optic provenit de la mai multe cavități exterioare. Intensitatea feedback-ului optic Γ_5 este parametru de bifurcație în ambele cazuri și este variabilă, iar fazele sunt constante. În Fig. 3.14 (a) se observă că pentru valori mici ale intensității feedback-ului Γ_5 s-au obținut unde continue. Acestea sunt întrerupte de bifurcația Hopf H. În continuare apare o regiune haotică, care caracterizează dependența de maxim și minim a puterii emergente.

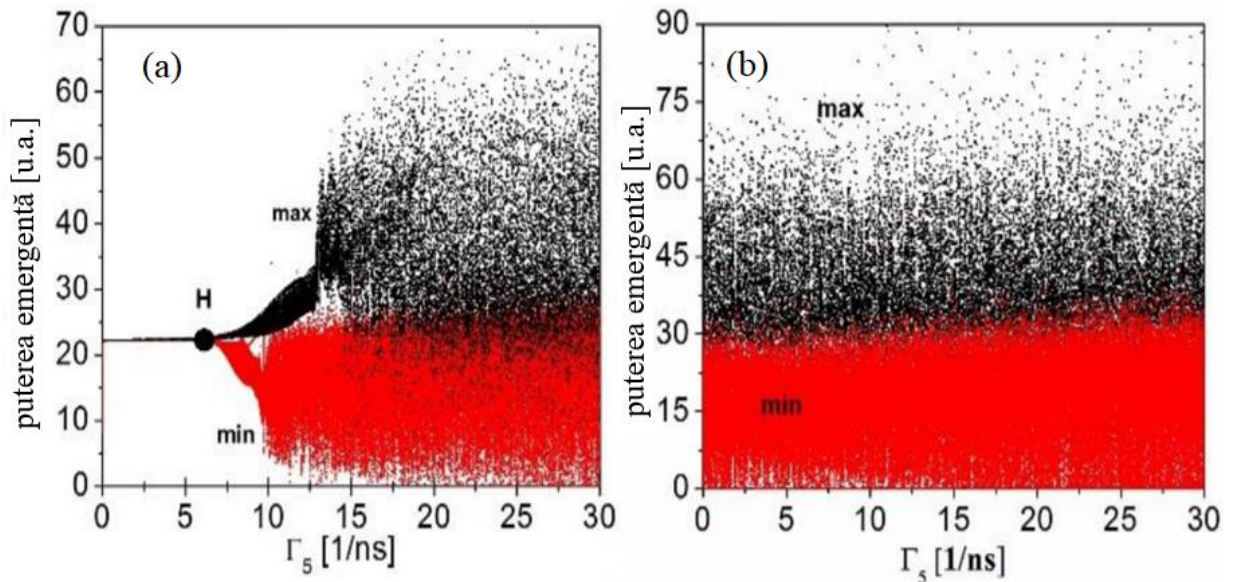


Fig. 3.14. Diagrama bifurcațiilor: (a) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 10$, $\varphi = \pi/2$; (b) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 20$, $\varphi = \pi/2$.

În Fig. 3.14 (b) valoarea feedback-ului optic este mărită, iar faza φ este fixă. Se observă un comportament haotic pentru toate valorile intensității feedback-ului optic. Astfel, acest comportament dinamic haotic al laserului semiconductor devine apropiat pentru comunicarea optică bazată pe haos. Figura 3.15 reprezintă diagrama timpului de autocorelare a laserului semiconductor sub influența feedback-ului optic provenit de la mai multe cavități exterioare în planul $\varphi - \Gamma_5$. Faza φ și intensitatea feedback-ului optic Γ_5 sunt variabile.

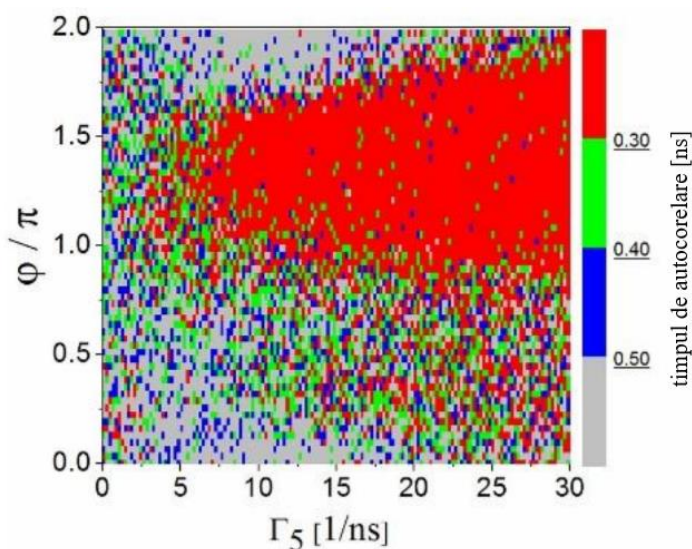


Fig. 3.15. Timpul de autocorelare în planul $\varphi - \Gamma_5$ pentru $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 10$.

Regimul haotic al laserului semiconductor este descris de regiunea roșie. Celelalte regiuni sunt regimuri de unde continue sau pulsații. Timpul de autocorelare, în regiunea haotică, este mai mic de 0.30 ns. Astfel, acest comportament haotic al laserului poate fi utilizat în comunicarea optică bazată pe haos, iar utilizând rezultatele diagramei din Fig. 3.15 putem găsi condițiile optime pentru funcționarea laserului în regim haotic.

În rezultatele relatate mai sus am prezentat diferite aspecte ale dinamicii laserelor semiconductoare cuplate unidirecțional prin feedback optic pentru obținerea oscilațiilor haotice. În continuare studiem în detalii configurația de transmitere – recepție (a se vedea Fig. 3.5) a informației digitale și vom evalua posibilitățile de sincronizare a două lasere. Vom începe prin a examina criptarea și decriptarea unui mesaj digital în sistemele optice de comunicare având la bază baza haos puternic. Analiza în detalii cazul, când mesajul informațional este adăugat ca o modulație a amplitudinii haotice a purtătorilor de sarcină din regiunea activă – așa numita modulare haotică. În cazul când laserele sunt sincronizate, mesajul poate fi decodificat la receptor prin compararea semnalului de intrare cu cel de ieșire din receptor. Analizăm în continuare configurației emițător-receptor (laser principal-laser secundar), precum și asupra evaluării

posibilităților de sincronizare și de utilizare a acestor dispozitive integrate de codificare – decodificare a mesajelor în comunicațiile bazate pe haos. În tehnica de modulare a haosului mesajul este codificat ca o modulare a unei amplitudini mici a câmpului emis de sistemul principal (a se vedea Fig. 3.5).

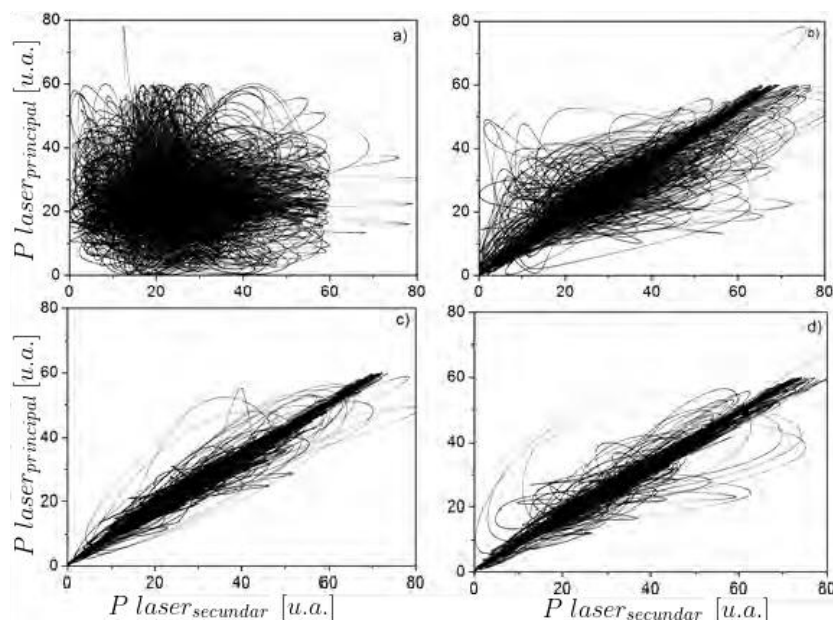


Fig. 3.17 Diagrama de sincronizare a două lasere unite unidirecțional, obținută numeric pentru diferite valori ale coeficientului de cuplaj k având C ca coeficientul de corelare.: (a) $k = 0$ (sistemul nu este corelat $C=0$), (b) $k = 50 \text{ ns}^{-1}$ ($C = 0.75$), (c) $k = 75 \text{ ns}^{-1}$ ($C = 0.95$) (d) $k = 100 \text{ ns}^{-1}$ ($C = 0.99$).

În Fig. 3.17 este redată puterea emisă de un sistem laser secundar în funcție de puterea laserului principal așa numită diagrama de sincronizare, pentru regimul haotic și diferite nivele ale parametrului de cuplaj k . În cazul când ambele sisteme adică principal și secundar sunt identice și parametrul de cuplaj este egal cu zero, ambele traiectorii ale laserelor principal și secundar se îndepărtează una de alta și ca rezultat diagrama de sincronizare reprezintă un nor de puncte care demonstrează lipsa totală a corelației dintre puterile emise. Dacă creștem parametrul de cuplaj până la valoare $k = 50 \text{ ns}^{-1}$ pe diagramă se observă un început de proces de sincronizare (Fig. 3.17(b)) cu un coeficient de corelare reciprocă $C = 0.75$. Mărind parametrul de cuplaj până la 100 ns^{-1} sincronizarea se îmbunătățește radical și coeficientul de corelare reciprocă se mărește, apropiindu-se de unitate (Fig. 3.17 (c) și (d)).

În Fig. 3.18 este prezentată în planul faza – intensitatea feedback-ului diagrama de sincronizare. Pentru acest caz, a fost utilizată o valoare fixă a parametrului de cuplare $k = 100 \text{ ns}^{-1}$.¹ Regiunea de culoare galbenă din această figură este caracterizată de un grad înalt de

sincronizare cu $C > 0.8$. După cum se vede această regiune este destul de largă. Culoarea roșie din diagramă caracterizează zonele cu un coeficient mic de corelare încrucișată, care sunt înconjugate de regiuni cu un coeficient si mai mic $C < 0.2$ de corelare încrucișată.

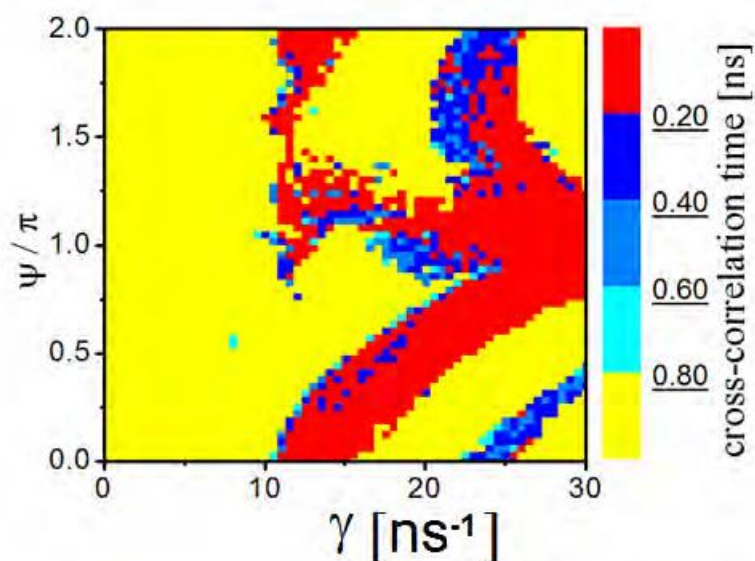


Fig. 3.18. Timpul de corelare încrucișată în planul $\psi - \gamma$.

3.5 Concluzii la CAPITOLUL 3

În acest Capitol s-a studiat dinamica complexă a laserului semiconductor sub influența unui feedback optic de tip T provenit de la două cavități. Această configurație a sistemului este inedită, are dimensiuni mai mici în comparație cu sistemele existente. Cu ajutorul acestui model am obținut timpul de autocorelare pentru a găsi regiunile cu un comportament haotic. De asemenea am demonstrat că două asemenea lasere pot fi sincronizate prin cuplarea unidirecțională. Valorile parametrilor laser principal și secundar coincid. Astfel, semnalele obținute sunt aceleași și este posibilă codificarea și decodificarea mesajelor la diverse viteze de transmitere a informației.

A fost reprezentată ecuația caracteristică a Jacobianului sistemului pentru a reda stările de echilibru în spațiul tridimensional, iar în funcție de acestea am cercetat timpul de evoluție a puterii emergente și portretul de fază. Astfel, comportamentul dinamic al sistemului este reprezentat prin unde continue, auto-pulsații, focare stabile și instabile. În finalul Capitolului au fost propuse două dispozitive fotonice sub influența unui feedback optic de la mai multe cavități exterioare. Am demonstrat că laserele semiconductoare cu mai multe cavități exterioare pot avea un comportament haotic în dependență de parametrii utilizați. Rezultatele acestui capitol au fost publicate în lucrările [133].

4. COMPORTAMENTUL LASERULUI CU PUNCTE CUANTICE SUB INFLUENȚA FEEDBACK-ului CONVENȚIONAL ȘI FEEDBACK OPTIC CU FILTRU

4.1 Introducere

În acest capitol propunem o structură a laserului cu puncte cuantice sub influența feedback-ului optic dublu, unul convențional și celălalt cu filtru. Folosim cea de-a doua ramură a feedback-ului pentru a controla emisia laserului. Astfel de sistem ar putea evolua în două moduri: fie emisie sub forma de unde continue, fie generator de haos optic. Ultimul după cum s-a menționat mai sus, poate fi utilizat în sistemele de comunicare cu haos. În primul caz este necesar de exclus oscilațiile periodice sau haotice și ca rezultat sistemul ar funcționa în regim de unde continue. În acest caz laserul semiconductor este influențat de acțiunea feedback-ului optic de la un obstacol exterior, fie oglindă plană, fie două sau mai multe oglinzi. Ideea de bază vine de la așa numitul model ETDAS (eng. Extended Time Delay Autosynchronization) [134]-[139]. O problemă a stabilizării sistemelor haotice ar putea genera multe dificultăți neașteptate. Una dintre ele când starea țintă a sistemului haotic este un ciclu limită stabil care oscilează periodic între mai multe poziții țintă. În [140] a fost folosit un sistem dinamic bidimensional, cunoscut sub numele de hartă Hénon. Sistemul este stabilizat folosind metoda ETDAS cu optimizarea algoritmului genetic. Lucrarea [141] prezintă o analiză și control al haosului cu dinamică medie zero, control indus în punct fix și tehnici de autosincronizare întârziată. În primul rând, existența haosului este demonstrată numeric atunci când exponenții Lyapunov se găsesc în sistemul controlat, pentru un interval de la -0.26 până la 0.4387. Controlul indus de punct fix și tehnicile de autosincronizare întârziată sunt folosite pentru a controla haosul. În plus, tehnica de control indusă de punct fix permite o reglare mai bună decât tehnica de autosincronizare întârziată. Stabilitatea este validată prin calcularea exponenților Lyapunov. În [142] este propus un nou circuit haotic cu o componentă neliniară simetrică prin înlocuirea unei singure diode semiconductoare din circuitul original cu o pereche de diode conectate în antiparalel. Față de bifurcațiile familiare de dublare a perioadei observate deja în versiunile anterioare ale aceluiași oscilator, noul oscilator prezintă proprietăți dinamice mai interesante, inclusiv, de exemplu, bifurcația de rupere a simetriei, criza de fuziune și coexistența mai multor atractori. Se observă un acord excelent între rezultatele teoretice și cele experimentale. Modelul este digitalizat pentru criptarea imaginilor digitale. Analiza de securitate indică performanțe bune ale modelului de criptare și decriptare a imaginilor digitale. Pe de altă parte în [143] au fost investigate laserele semiconductoare haotice pentru a genera numere aleatorii imprevizibile, în special pentru laserele cu feedback optic extern. Cu toate acestea, laserele haotice aflate sub feedback extern sunt împiedicate de timpul buclei de feedback extern, care provoacă

vârfuri de corelație pentru ieșirea haotică. S-a demonstrat primul microlaser auto-haotic bazat pe interacțiunea modului intern pentru un laser cu microcavități cu mod dublu și s-a realizat generarea de numere aleatorii folosind ieșirea laser auto-haotică. Este propusă o metodă nouă și ușoară de a crea haos optic controlabil și robust pentru generarea de numere aleatoare de mare viteză.

4.2 Ecuații de baza ale dinamicii neliniare a laserelor.

Dinamica laserelor semiconductoare cu mediu activ puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la mai multe cavități externe poate fi analizată cu ajutorul unui sistem de ecuații diferențiale ale ratei. În acest sistem de ecuații a ratei se aplică modelul Lang- Kobayashi pentru un feedback optic convențional [118] și modelul descris de M. Yousefi și D. Lenstra pentru feedback cu filtru [144] cu schema laserului de mai jos

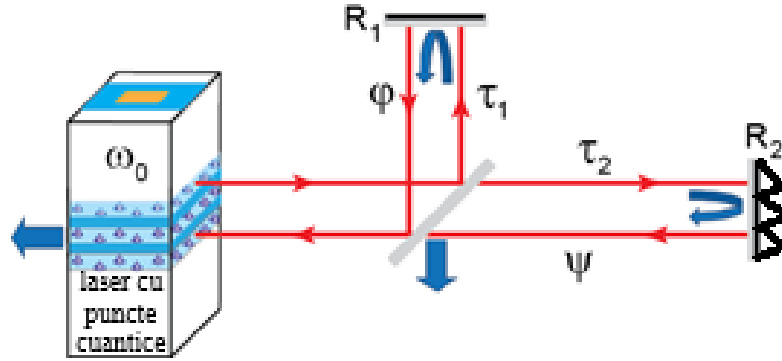


Fig. 4.1. Schema laserului cu puncte cuantice cu feedback convențional și cu filtru.

Ecuația ratei pentru amplitudinea complexă a câmpului $E(t)$ și $F(t)$ și a densității purtătorilor de sarcină $N(t)$ este:

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{2}(1 + i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho - 1)]E(\tau) + \Gamma_1 e^{i\varphi} E(\tau - \tau_1) + \Gamma_2 F(\tau) \quad (4.1)$$

$$\frac{dF}{d\tau} = \Lambda E(\tau - \tau_2) e^{i\psi} + (i\Delta\omega - \Lambda)F(\tau) \quad (4.2)$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = -\gamma_{ns}\rho - (2\rho - 1)|E|^2 + (CN^2 + BN)(1 - \rho) \quad (4.3)$$

$$\frac{dN}{d\tau} = J - N - 2[(CN^2 + BN)(1 - \rho)] \quad (4.4)$$

unde F este curentul electric filtrat injectat în cavitățile exterioare ale laserului semiconductor după un anumit timp de întârziere, ρ este probabilitatea ocupării în punctele cuantice, J este curentul adimensional de pompaj, τ_1 și τ_2 sunt timpul dus-întors prin cavitățile externe, γ_1 și γ_2 puterea

feedbackului controlat de reflexia în rezonatoare. Frecvența optică centrală a filtrului ω și Λ sunt mărimi ce descriu filtrarea maximă.

Stările staționare ale ecuațiilor de mai sus pentru E , F , ρ și N sunt exprimate prin soluțiile modurilor cavităților exterioare de tipul următor

$$E = E_s e^{i\omega_s \tau}; F = F_s e^{i\omega_s \tau + i\Phi_s}; \rho = \rho_s; N = N_s, \quad (4.5)$$

unde E_s , F_s , ω_s , Φ_s , N_s sunt constante reale independente de timp care pot lua numai valori pozitive. La introducerea (4.5) în (4.1) – (4.4) obținem următorul sistem de ecuații diferențiale:

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{d\tau} e^{i\omega_s \tau} + i\omega_s E_s e^{i\omega_s \tau} &= \frac{1}{2}(1+i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)]E_s(\tau) e^{i\omega_s \tau} + \\ &+ \Gamma_1 E_s(\tau - \tau_1) e^{i\omega_s(\tau - \tau_1)} e^{i\varphi} + \Gamma_2 F_s(\tau) e^{i\omega_s \tau + i\Phi_s} \\ \frac{dF_s}{d\tau} e^{i\omega_s \tau + i\Phi_s} + i\omega_s F_s e^{i\omega_s \tau + i\Phi_s} &= \Lambda E_s(\tau - \tau_2) e^{i\omega_s(\tau - \tau_2)} e^{i\psi} + (i\Delta\omega - \Lambda)F_s(\tau) e^{i\omega_s \tau + i\Phi_s} \\ \frac{d\rho_s}{d\tau} &= -\gamma_{ns}\rho_s - (2\rho_s - 1)|E_s|^2 e^{i\omega_s \tau} e^{-i\omega_s \tau} + (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) \\ \frac{dN_s}{d\tau} &= J - N_s - 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Prin separarea termenilor din (4.6) ce exprimă starea staționară, se obține expresia pentru diferențialele mărimilor E_s , F_s , ω_s , Φ_s , N_s care vor fi:

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{d\tau} &= -i\omega_s E_s + \frac{1}{2}(1+i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)]E_s(\tau) + \Gamma_1 E_s e^{-i(\omega_s \tau_1 + \varphi)} + \Gamma_2 F_s(\tau) e^{i\Phi_s} \\ \frac{dF_s}{d\tau} &= -i\omega_s F_s + \Lambda E_s(\tau - \tau_2) e^{-i(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi)} + (i\Delta\omega - \Lambda)F_s(\tau) \\ \frac{d\rho_s}{d\tau} &= -\gamma_{ns}\rho_s - (2\rho_s - 1)|E_s|^2 e^{i\omega_s \tau} e^{-i\omega_s \tau} + (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) \\ \frac{dN_s}{d\tau} &= J - N_s - 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) \end{aligned} \quad (4.7)$$

După obținerea sistemului de ecuații diferențiale (4.7) se vor introduce ecuațiile ce explică starea staționară precum urmează:

$$E_s = E_1 + iE_2; F_s = F_1 + iF_2; \quad (4.8)$$

Astfel, prin introducerea (4.8) în (4.7) pentru E_s vom avea următoarele ecuații

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{d\tau} + i \frac{dE_2}{d\tau} &= -i\omega_s E_1 + \omega_s E_2 + \frac{1}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](E_1 - \alpha E_2) + i \frac{1}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](\alpha E_1 + E_2) + \\ &+ \Gamma_1 E_s(\tau - \tau_1) \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - i\Gamma_1 E_s(\tau - \tau_1) \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \\ &+ \Gamma_2 F_s(\tau) \cos(F_s) + i\Gamma_2 F_s(\tau) \sin(F_s) \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned}
\frac{dE_1}{d\tau} + i \frac{dE_2}{d\tau} = & \omega_s E_2 + \frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](E_1 - \alpha E_2) + i \left\{ -\omega_s E_1 + \frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](\alpha E_1 + E_2) \right\} + \\
& + \Gamma_1 E_1 (\tau - \tau_1) \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + i \Gamma_2 E_2 (\tau - \tau_1) \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - \\
& - \Gamma_2 F_1 (\tau - \tau_1) \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 E_2 (\tau - \tau_1) \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \\
& + \Gamma_2 F_1 \cos \Phi_s + i \Gamma_2 F_2 \cos \Phi_s + i \Gamma_2 F_1 \sin \Phi_s - \Gamma_2 F_2 \sin \Phi_s
\end{aligned} \tag{4.10}$$

Pentru întreg sistemul vom avea ecuațiile referitoare la părțile reale și la cele imaginare

$$\begin{cases}
\frac{dE_1}{d\tau} = \omega_s E_2 + \frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](E_1 - \alpha E_2) + \Gamma_1 [E_1 (\tau - \tau_1) \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + E_2 (\tau - \tau_1) \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi)] + \\
+ \Gamma_2 (F_1 \cos \Phi_s - F_2 \sin \Phi_s) \\
\frac{dE_2}{d\tau} = -\omega_s E_1 + \frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)](\alpha E_1 + E_2) + \Gamma_1 [E_2 (\tau - \tau_1) \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - E_1 (\tau - \tau_1) \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi)] + \\
+ \Gamma_2 (F_2 \cos \Phi_s + F_1 \sin \Phi_s) \\
\frac{dF_1}{d\tau} = \omega_s F_2 - \Delta \omega F_2 - \Lambda F_1 + \Lambda [E_1 (\tau - \tau_2) \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) + E_2 (\tau - \tau_2) \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi)] \\
\frac{dF_2}{d\tau} = -\omega_s F_1 + \Delta \omega F_1 - \Lambda F_2 + \Lambda [E_2 (\tau - \tau_2) \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) - E_1 (\tau - \tau_2) \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi)] \\
\frac{d\rho_s}{d\tau} = -\gamma_{ns} \rho_s - (2\rho_s - 1)(E_1^2 + E_2^2) + (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) \\
\frac{dN_s}{d\tau} = J - N_s - 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s)
\end{cases} \tag{4.11}$$

Din (4.7) se va exprima cazul staționar ale mărimilor fizice cunoscute:

$$\begin{cases}
i\omega_s E_s = \frac{1}{2} (1 + i\alpha) [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] E_s + \Gamma_1 E_s e^{-i(\omega_s \tau_1 - \varphi)} + \Gamma_2 F_s e^{i\Phi_s} \\
i\omega_s F_s = (i\Delta\omega - \Lambda) F_s + \Lambda E_s e^{-i(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi)} \\
\gamma_{ns} \rho_s = (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) - (2\rho_s - 1) |E_s|^2 \\
J = N_s + 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s)
\end{cases} \tag{4.12}$$

Termenii comuni ai amplitudinii complexe se vor trece de aceeași parte a semnelui egalității pentru a exprima raportul dintre F_s și E_s .

$$[i(\omega_s - \Delta\omega) + \Lambda] F_s = \Lambda E_s e^{-i(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi)} \tag{4.13}$$

$$(1 + i \frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda}) \frac{F_s}{E_s} = \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) - i \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) \tag{4.14}$$

Prin desfășurarea ecuațiilor (4.13) și (4.14) s-a obținut raportul dintre amplitudinile complexe exprimat prin separarea părții reale de cea imaginară:

$$\frac{F_s}{E_s} = \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi); \quad \frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} \frac{F_s}{E_s} = -\sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) \tag{4.15}$$

În continuare, pentru a exprima Φ_s se divizează ambele părți ale raportului din (4.15) inclusiv și acesta. Astfel, se obține următoarea expresie (4.16) care are inclusă mărimea Φ_s

$$tg(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) = -\frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} \quad (4.16)$$

Deci, faza în cazul staționar este:

$$\Phi_s = \psi - \omega_s \tau_2 - \arctg \frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} \quad (4.17)$$

Fiind cunoscută faza, raportul dintre amplitudinile complexe este exprimat în (3.18) prin înlocuirea (4.17) în (4.15).

$$\frac{F_s}{E_s} = \cos[\arctg \frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda}] \quad (4.18)$$

În continuare separăm partea imaginară de cea reală și obținem ecuațiile desfășurate? ale părții imaginare și reale:

$$i\omega_s = \frac{1}{2}(1+i\alpha)[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] + \Gamma_1 e^{-i(\omega_s \tau_1 - \varphi)} + \Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} e^{i\Phi_s} \quad (4.19)$$

$$i\omega_s = \frac{1}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] + i\frac{\alpha}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] + \Gamma_1 [\cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - i \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi)] + \Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} (\cos \Phi_s + i \sin \Phi_s) \quad (4.20)$$

$$0 = \frac{1}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] + \Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} \cos \Phi_s \quad (4.21)$$

$$- \gamma_{np} - g + 2g\rho_s + 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + 2\Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} \cos \Phi_s = 0 \quad (4.22)$$

Din partea reală a ecuației (4.21) și (3.22) s-a exprimat probabilitatea de ocupare în punctele cuantice ρ_s și frecvența ω_s .

$$\rho_s = \frac{1}{2g}[g + \gamma_{np} - 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - 2\Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} \cos \Phi_s] \quad (4.23)$$

$$\omega_s = \frac{\alpha}{2}[- \gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] - \Gamma_1 \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} \sin \Phi_s \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned}\omega_s = & -\frac{\alpha}{2}[-\gamma_{np} + g] + \frac{\alpha}{2} 2g \frac{1}{2g} [g + \gamma_{np} - 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - 2\Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} \cos \Phi_s - \\ & -\Gamma_1 \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} \sin \Phi_s]\end{aligned}\quad (4.25)$$

Astfel, în final obținem ecuația numerică? pentru frecvență.

$$\omega_s = -\Gamma_1 [\alpha \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi)] - \Gamma_2 \frac{F_s}{E_s} (\alpha \cos \Phi_s - \sin \Phi_s) \quad (4.26)$$

Din sistemul de ecuații (4.12) se vor utiliza relațiile de mai jos pentru a exprima amplitudinea complexă a câmpului.

$$\gamma_{ns} \rho_s = \frac{1}{2} (j - N_s) - (2\rho_s - 1) |E_s|^2 \quad (4.27)$$

$$2(2\rho_s - 1) |E_s|^2 = J - N_s - 2\gamma_{ns} \rho_s \quad (4.28)$$

Amplitudinea complexă a câmpului este obținută din (4.27) și (4.28).

$$E_s = \sqrt{\frac{J - N_s - 2\gamma_{ns} \rho_s}{2(2\rho_s - 1)}} \quad (4.29)$$

Din sistemul de ecuații (4.12) se va utiliza următoarea relație pentru a exprima densitatea purtătorilor de sarcină N_s .

$$2C(1 - \rho_s) N_s^2 + [2B(1 - \rho_s) + 1] N_s - J = 0 \quad (4.30)$$

Astfel, se obține

$$N_s = \frac{-[2B(1 - \rho_s) + 1] + \sqrt{[2B(1 - \rho_s) + 1]^2 + 8C(1 - \rho_s)J}}{4C(1 - \rho_s)} \quad (4.31)$$

Considerând $E_2=0$ vom dezvolta cazul staționar a sistemului de ecuații (4.12)

$$\frac{1}{2} [-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)E_1 + \Gamma_1 E_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 (F_1 \cos \Phi_s - F_2 \sin \Phi_s)] = 0 \quad (4.32)$$

$$-\omega_s E_1 + \frac{\alpha}{2} [-\gamma_{np} + g(2g_s - 1)] E_1 - \Gamma_1 E_1 \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 (F_2 \cos \Phi_s + F_1 \sin \Phi_s) = 0 \quad (4.33)$$

$$\omega_s F_2 - \Delta \omega F_2 - \Lambda F_1 + \Lambda E_1 \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) = 0 \quad (4.34)$$

$$-\omega_s F_1 + \Delta \omega F_1 - \Lambda F_2 + \Lambda E_1 \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) = 0 \quad (4.35)$$

$$-\gamma_{ns} \rho_s - (2\rho_s - 1) E_1^2 + (CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) = 0 \quad (4.36)$$

$$J - N_s - 2(CN_s^2 + BN_s)(1 - \rho_s) = 0 \quad (4.37)$$

Din (4.35) se obține amplitudinea complexă a câmpului F_2

$$F_2 = -\frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} F_1 - E_1 \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) \quad . \quad (4.38)$$

Având ecuația (4.39) pentru F_2 am obținut

$$-\frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} \left[\frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} F_1 + E_1 \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) \right] - F_1 + E_1 \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) = 0 \quad (4.39)$$

$$-\left[\frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} + 1 \right] F_1 = E_1 \left[\frac{(\omega_s - \Delta\omega)}{\Lambda} \sin(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) \right] - \cos(\omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi) = 0 \quad (4.40)$$

În ecuația (4.40) am efectuat următoarele notații

$$\Omega = \frac{\omega_s - \Delta\omega}{\Lambda} \quad \text{și} \quad \Psi = \omega_s \tau_2 + \Phi_s - \psi \quad (4.41)$$

Utilizând (4.41) am obținut expresia (4.42) din care am exprimat raportul dintre F_1 și E_1

$$-(\Omega^2 + 1)F_1 = E_1(\Omega \sin \Psi - \cos \Psi) \quad (4.42)$$

Conform celor menționate avem raportul dat în expresia (4.43)

$$\frac{F_1}{E_1} = \frac{1}{\Omega^2 + 1} (\cos \Psi - \Omega \sin \Psi) \quad (4.43)$$

Prin introducerea relației (3.39) în (3.34) și ținând cont de notațiile din (3.37) avem obținută relația dintre F_2 și E_1

$$\begin{aligned} \frac{F_2}{E_1} &= -\Omega \frac{F_1}{E_1} - \sin \Psi = -\frac{\Omega}{\Omega^2 + 1} \cos \Psi + \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + 1} \sin \Psi - \sin \Psi = \\ &= -\frac{\Omega}{\Omega^2 + 1} \cos \Psi + \frac{\Omega^2 - \Omega^2 - 1}{\Omega^2 + 1} \sin \Psi \end{aligned} \quad (4.44)$$

În (4.44) am exprimat factorul comun în fața parantezei rotunde și avem o expresie negativă în partea dreaptă a egalului

$$\frac{F_2}{E_1} = -\frac{1}{\Omega^2 + 1} (\sin \Psi + \Omega \cos \Psi) \quad (4.45)$$

Această relație, cât și (4.43) sunt utilizate pentru a găsi raportul dintre F_s și E_s , care fiind obținut, permite obținerea lui Ψ exprimat prin Ω

$$\left(\frac{F_s}{E_s} \right)^2 = \frac{(F_1 + iF_2)(F_1 - iF_2)}{E_1^2} = \frac{F_1^2}{E_1^2} + \frac{F_2^2}{E_2^2} \quad (4.46)$$

În (4.46) a fost introdus (4.43) și (4.45) și avem pătratul raportului dintre F_s și E_s .

$$\begin{aligned} \left(\frac{F_s}{E_s} \right)^2 &= \frac{1}{(\Omega^2 + 1)^2} (\cos^2 \Psi + \Omega^2 \sin^2 \Psi - 2\Omega \sin \Psi \cos \Psi + \sin^2 \Psi + \\ &+ \Omega^2 \cos^2 \Psi + 2\Omega \sin \Psi \cos \Psi) = \frac{1}{(\Omega^2 + 1)^2} [(\sin^2 \Psi + \cos^2 \Psi) + \Omega^2 (\sin^2 \Psi + \cos^2 \Psi)] = \frac{1}{\Omega^2 + 1} \end{aligned}$$

(4.47)

În final, expresia (4.47) devine egală cu fracția respectivă în care avem doar o mărime invers proporțională.

$$\left(\frac{F_s}{E_s}\right)^2 = \frac{1}{\Omega^2 + 1} \quad (4.48)$$

Totodată, aceasta poate fi dependentă de pătratul cosinusului și sinusului precum este în (4.49) și (4.50)

$$\left(\frac{F_s}{E_s}\right)^2 = \cos^2 \Psi \quad (4.49)$$

$$\Omega^2 \left(\frac{F_s}{E_s}\right)^2 = \sin^2 \Psi \quad (4.50)$$

Astfel, obținem o expresie unitară:

$$\left(\frac{F_s}{E_s}\right)^2 (1 + \Omega^2) = 1 \quad (4.51)$$

Din (4.43) și (4.45) obținem

$$\begin{cases} \frac{F_1}{E_1} = \frac{\cos \Psi}{\Omega^2 + 1} (1 - \Omega \operatorname{tg} \Psi) \\ \frac{F_2}{E_1} = -\frac{\cos \Psi}{\Omega^2 + 1} (\operatorname{tg} \Psi + \Omega) \end{cases} \quad (4.52)$$

Ținând cont de sistemul de ecuații (4.52) vom prezenta raportul dintre F_1 și F_2 .

$$\frac{F_1}{F_2} = -\frac{1 - \Omega \operatorname{tg} \Psi}{\operatorname{tg} \Psi + \Omega} \quad (4.53)$$

Dacă exprimăm egalitatea direct proporțională din (4.53) se obține o relație ce permite de aflat $\operatorname{tg} \Psi$

$$F_1 \operatorname{tg} \Psi + F_1 \Omega = -F_2 + F_2 \Omega \operatorname{tg} \Psi \quad (4.54)$$

Astfel, obținem $\operatorname{tg} \Psi$.

$$\operatorname{tg} \Psi = \frac{F_2 + F_1 \Omega}{F_2 \Omega - F_1} = \frac{1 + \Omega \frac{F_1}{F_2}}{\Omega - \frac{F_1}{F_2}} \quad (4.55)$$

Pentru a înlocui F_1 și F_2 vom utiliza (4.53). Astfel, am prezentat raportul dintre F_1 și F_2 prin modificarea terminilor negativi în pozitivi.

$$\frac{F_1}{F_2} = -\frac{\cos \Psi - \Omega \sin \Psi}{\sin \Psi + \Omega \cos \Psi} = -\frac{1 - \Omega \operatorname{tg} \Psi}{\operatorname{tg} \Psi + \Omega} = \frac{\Omega \operatorname{tg} \Psi - 1}{\operatorname{tg} \Psi + \Omega} \quad (4.56)$$

Ecuția (4.56) a fost introdusă în (4.55). Astfel, vom obține $\operatorname{tg} \Psi$ diferit de (4.57) deoarece este exprimat prin termeni precum Ω și Ψ

$$\Psi = \frac{1 + \Omega \frac{\Omega \operatorname{tg} \Psi - 1}{\operatorname{tg} \Psi + \Omega}}{\Omega - \frac{\Omega \operatorname{tg} \Psi - 1}{\operatorname{tg} \Psi + \Omega}} = \frac{\operatorname{tg} \Psi + \Omega + \Omega^2 \operatorname{tg} \Psi - \Omega}{\Omega \operatorname{tg} \Psi + \Omega^2 - \Omega \operatorname{tg} \Psi + 1} = \frac{\operatorname{tg} \Psi (1 + \Omega^2)}{1 + \Omega^2} = \operatorname{tg} \Psi \quad (4.57)$$

Din (4.32) obținem ecuația

$$-\frac{1}{2}[-\gamma_{np} + g(2\rho_s - 1)] = \Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \Gamma_2 \left(\frac{F_1}{E_1} \cos \Phi_s - \frac{F_2}{E_1} \sin \Phi_s \right) \quad (4.58)$$

În partea stângă a egalității am deschis paranteza pătrată înmulțind fiecare termen cu 1, iar partea dreaptă am multiplicat-o

$$\gamma_{np} - g2\rho_s + g = 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) + 2\Gamma_2 \left(\frac{F_1}{E_1} \cos \Phi_s - \frac{F_2}{E_1} \sin \Phi_s \right) \quad (4.59)$$

Din (4.59) am aflat densitatea probabilității de ocupare. În ecuația (4.60) în loc de termenul ce exprimă raportul dintre F_1 , E_1 cât și F_2 , E_2 s-a introdus egalitatea acestora din (4.43) și (4.45)

$$\begin{aligned} \rho_s &= \frac{1}{2g} \left\{ \gamma_{np} + g - 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - 2\Gamma_2 \left(\frac{F_1}{E_1} \cos \Phi_s - \frac{F_2}{E_1} \sin \Phi_s \right) \right\} = \\ &= \frac{1}{2g} \left\{ \gamma_{np} + g - 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - \frac{2\Gamma_2}{\Omega^2 + 1} [\cos \Phi_s \cos \Psi - \Omega \cos \Phi_s \sin \Psi + \sin \Phi_s \sin \Psi + \Omega \sin \Phi_s \cos \Psi] \right\} \quad (4.60) \end{aligned}$$

Conform calculelor trigonometrice s-au efectuat următoarele operații pentru a prezenta o formă mai compactă a funcției $\sin$ și $\cos$.

$$\begin{aligned} \cos \Phi_s \cos \Psi + \sin \Phi_s \sin \Psi &= \cos(\Phi_s - \Psi) = \cos(\Phi_s - \omega_s \tau_2 - \Phi_s + \Psi) = \\ &= \cos(\omega_s \tau_2 - \Psi) \end{aligned} \quad (4.61)$$

$$\sin \Phi_s \cos \Psi - \cos \Phi_s \sin \Psi = \sin(\Phi_s - \Psi) = -\sin(\omega_s \tau_2 - \Psi) \quad (4.62)$$

Ținând cont de (4.61) și (4.62) s-a obținut probabilitatea ocupării ρ_s pentru cazul staționar

$$\rho_s = \frac{1}{2g} \left\{ \gamma_{np} + g - 2\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - \frac{2\Gamma_2}{\Omega^2 + 1} [\cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - \Omega \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi)] \right\} \quad (4.63)$$

Vom introduce (4.32) în (4.33) și obținem

$$\begin{aligned}
\omega_s = & -\alpha\Gamma_1 \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi) - \alpha\Gamma_2 \left(\frac{F_1}{E_1} \cos \Phi_s - \frac{F_2}{E_1} \sin \Phi_s \right) - \Gamma_1 \sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \\
& + \Gamma_2 \left(\frac{F_2}{E_1} \cos \Phi_s - \frac{F_1}{E_1} \sin \Phi_s \right) = -\Gamma_1 [\sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \alpha \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi)] + \\
& + \Gamma_2 \left[\left(\frac{F_1}{E_1} \sin \Phi_s - \alpha \cos \Phi_s \right) + \frac{F_2}{E_1} (\cos \Phi_s + \alpha \sin \Phi_s) \right]
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Frecvența pentru cazul staționar este obținută din (4.64)

$$\begin{aligned}
\omega_s = & -\Gamma_1 [\sin(\omega_s \tau_1 - \varphi) + \alpha \cos(\omega_s \tau_1 - \varphi)] + \\
& + \Gamma_2 \left[\left(\frac{F_1}{E_1} \sin \Phi_s - \alpha \cos \Phi_s \right) + \frac{F_2}{E_1} (\cos \Phi_s + \alpha \sin \Phi_s) \right]
\end{aligned} \tag{4.65}$$

Mărimile ω_s și ρ_s pot lua valori pozitive dacă parametrul de saturație este diferit de zero. Este posibil de obținut modurile cavităților exterioare prin calcularea numerică a frecvenței și a fazei în cazul staționar. Pentru valori negative ale indicelui de saturație localizarea modurilor cavităților exterioare nu este admisibilă. O localizare perfectă a modurilor cavităților exterioare se obține pentru valorile pozitive a indicelui de saturație.

Pentru a localiza modurile cavităților exterioare pot fi utilizați diferiți parametri ai intensității feedbackului, timpului de întârziere sau ai fazei feedbackului pentru a afla valoarea numerică a frecvenței.

4.3 Distribuția modurilor cavităților exterioare și evoluția în timp a puterii emergente.

În urma transformărilor s-au obținut ecuațiile (4.21), (4.22), (4.24), (4.29) și (4.31) pentru stările staționare. Aceste ecuații sunt foarte importante deoarece în urma aplicării acestora s-au obținut rezultate ce descriu comportamentul laserului cu mediu activ puncte cuantice. În aceste ecuații s-au utilizat parametri cu valori diferite pentru a exprima ω_s . Astfel, luându-se în considerare influența unui singur feedback optic convențional au fost reprezentate modurile cavităților exterioare în planul ($N_s - \omega_s$). Forma acestora este o elipsă în planul ($N_s - \omega_s$). În Fig. 4.2 este reprezentată localizarea ECM-urilor pentru diferite valori ale feedback-ului optic. Dacă intensitatea feedbackului are valori mici atunci și forma elipsei este mică. Creșterea elipsei are loc odată cu mărirea intensității feedbackului.

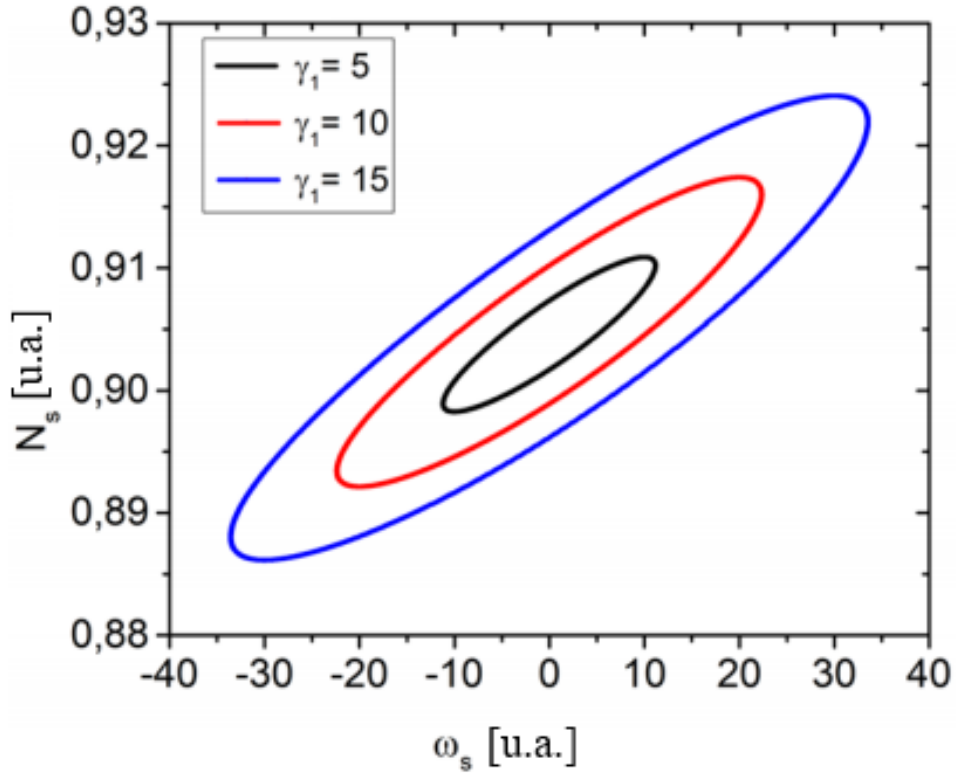


Fig. 4.2. Modurile cavităților exterioare în planul (N_s - ω_s) pentru diferite valori ale intensității feedback-ului din ramura convențională, dar în absența celui din ramura filtrului.

Localizarea modurilor cavităților exterioare și imaginea generală devin mai deosebite când este prezent feedbackul filtrat. Pentru a obține rezultatele prezentate mai sus s-a luat în considerare un filtru îngust de 1 GHz.

În Fig. 4.3 este reprezentată localizarea modurilor pentru valori diferite a puterii feedback-ului în prezența filtrului. Valoarea pentru $\Delta\omega$ este egală cu zero. În Fig. 4.3 (a) modurile cavităților exterioare sunt localizate pe o elipsă. În acest caz $\gamma_2=0$. În Fig. 4.3 (b) γ_2 variază până la 5, elipsa se deformează. O altă deformare a elipsei este observată pentru $\gamma_2=10$. Pentru valori mai mari ale γ_2 , elipsele se vor transforma în două cercuri precum este indicat în Fig. 4.3 (d). În urma obținerii acestor rezultate s-a observat că prin intermediul ramurii secundare este posibil de controlat stările staționare a modurilor cavităților exterioare.

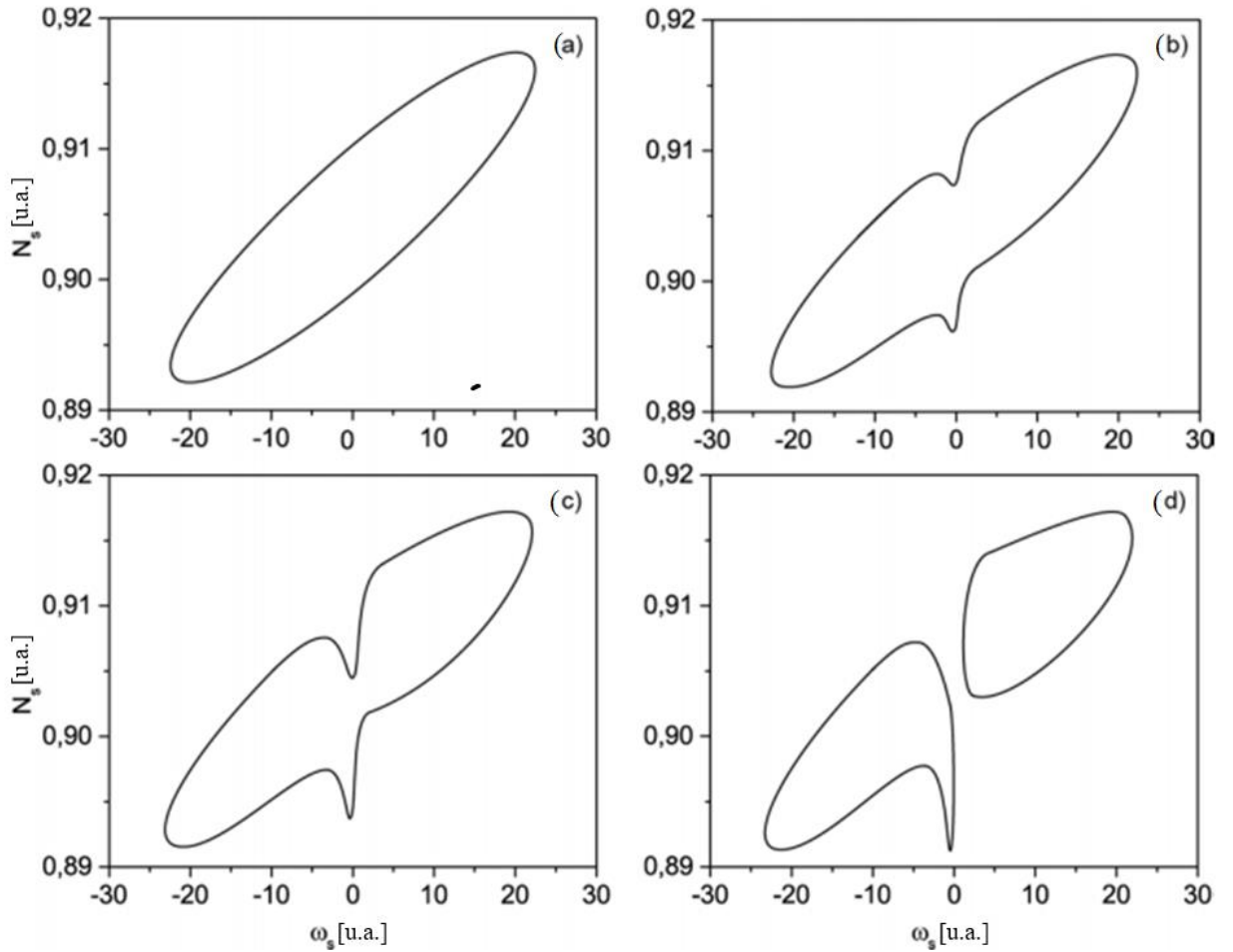


Fig. 4.3. Localizarea modurilor cavităților exterioare pentru valori invariabile ale intensității feedback-ului optic convențional ($\gamma_1=0$) și diferite valori ale intensității feedbackului în prezența filtrului: (a) $\gamma_2 = 0$, (b) $\gamma_2 = 5$, (c) $\gamma_2 = 10$, (d) $\gamma_2 = 15$.

Evoluția în timp a unui laser semiconductor cu feedback dublu, unul fiind cu filtru, poate fi cercetată prin utilizarea sistemului de ecuații (4.15). Vom utiliza metoda Runge-Kutta pentru a integra numeric sistemul de ecuații (4.15). Prin integrare se obțin rezultate pentru care puterea feedbackului se consideră egală în ambele ramuri ale laserului semiconductor. În Fig. 4.4 este reprezentată evoluția în timp a puterii de ieșire (partea stângă). În mijloc este reprezentat portretul de fază care descrie dependența densității de sarcină în funcție de puterea optică N . Astfel, în partea dreaptă observăm spectrul de putere. Când intensitatea feedbackului este egală cu 15 este posibil de văzut oscilații libere timp de câteva nanosecunde a căror portret de fază reprezintă unde care oscilează constant prin stabilizare. La o mărire de la 15 până la 20 a intensității feedbackului, pulsațiile se obțin periodice, iar portretul de fază devine un cerc în limita unor valori ale puterii feedback-ului. Trecerea la stări instabile are loc prin bifurcacia Hopf. Valorile intensității feedback-ului fiind egale cu 40 permit obținerea unui comportament haotic al pulsațiilor precum

se observă în partea stângă a Fig. 4.4 (c). Tot în această figură partea de mijloc se analizează o deformare a undelor neperiodice și oscilații multiple de forma unui cerc. Comportamentul haotic este bine analizat prin observarea spectrului puterii reprezentat în partea dreaptă a Fig. 4.4 (c).

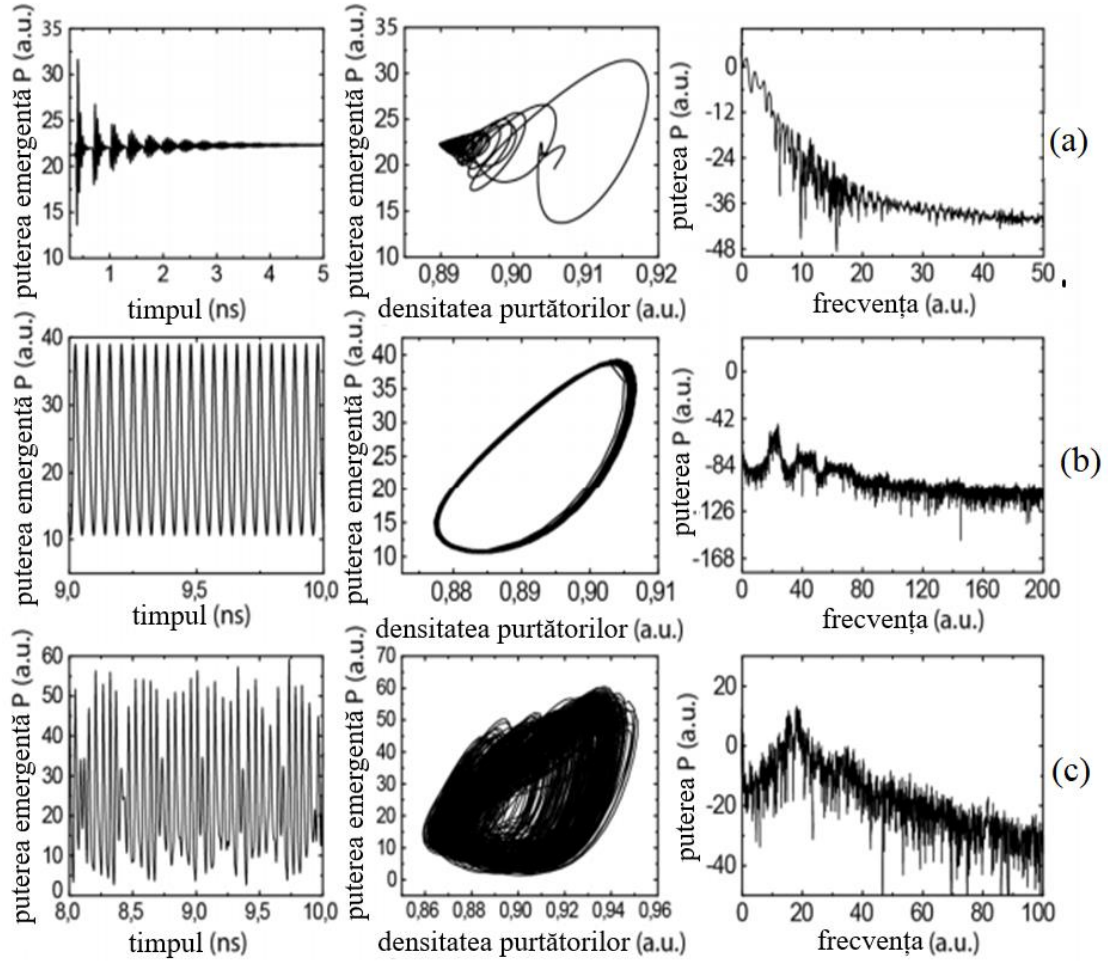


Fig. 4.4. Reprezentarea grafică a puterii de ieșire în funcție de timp (partea stânga), portretul de fază (centrul) și spectrul puterii (partea dreaptă): (a) $\gamma_1 = \gamma_2 = 15$, (b) $\gamma_1 = \gamma_2 = 20$, (c) $\gamma_1 = \gamma_2 = 40$.

Astfel, prin trecerea feedback-ului optic prin cavitățile laserului semiconductor se observă un comportament diversificat al sistemului de la generarea de unde continue până la unde care generează haos.

4.4 Concluzii la CAPITOLUL 4.

Scopul acestui Capitol a fost de a investiga teoretic dinamica nelineară a unei structuri laser cu puncte cuantice sub influența feedback-ului optic dublu, unul convențional și celălalt cu filtru. S-au determinat valorile parametrilor ce caracterizează cea de-a doua ramură a feedback-ului cu scopul de a controla emisia laserului. S-a demonstrat că astfel de laser ar putea funcționa în două moduri: fie cu emisie sub formă de unde continue, fie ca generator de haos optic. Au fost obținute ecuațiile analitice pentru stările staționare care au o distribuție complexă în planul a doi parametri. Într-un calcul numeric s-a obținut un regim haotic de evoluție a sistemului. A fost prezentat sistemul de ecuații și a fost descrisă fiecare etapă de obținere a mărimilor ce pot fi aplicate pentru investigarea dinamicii complexe a laserului. Astfel, laserele semiconductoare pot fi elemente potrivite în comunicarea optică. Faza feedbackului optic are un rol deosebit în controlul emisieii laser. În acest capitol s-a demonstrat teoretic că prin metoda de calcul numeric se poate obține stabilitatea modurilor cavității exterioare, a bifurcației Hopf, a undelor continue, periodice și haotice. Teoria elaborată în acest capitol oferă noi posibilități de cercetare la nivel experimental. Rezultatele obținute în acest capitol au fost publicate în următoarele lucrări [145]-[147].

CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI

Importanța acestei teze constă în prezentarea rezultatelor teoretice ale dinamicii neliniare a laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi și puncte cuantice asupra cărora influențează un feedback optic provenit de la mai multe cavități exterioare. Concluziile sunt următoarele:

1. A fost analizat modelul teoretic al structurilor avansate de dimensiuni mici de lasere semiconductoare cu mediu activ gropi cuantice. S-a demonstrat prezența haosului într-un astfel de laser cu feedback multiplu. Acest regim haotic a fost utilizat într-un sistem de comunicare optică bazată pe haos. S-a demonstrat că, în anumite condiții, două astfel de sisteme laser ar putea fi sincronizate atunci când funcționează în configurație emițător-receptor. S-a obținut sincronizarea perfectă, s-a demonstrat posibilitatea criptării și decriptării mesajului prin metoda modulării haotice. S-a arătat că mesajul poate fi restabilit în mod adecvat de către receptor chiar și la viteză mare (peste 10 Gb/s) de transmitere a semnalului. (Cap. 2, § 2.2).
2. A fost analizată dinamica neliniară a laserului semiconductor cu puncte cuantice sub influența unui feedback optic provenit de la mai multe cavități. S-a demonstrat că, stările staționare nu mai sunt localizate pe o elipsa dar au forma complexă. Studiul stabilității stărilor staționare ne indică că ele devin instabile datorită bifurcației Hopf. S-a obținut scenariul dublării de perioadă la tranziția către oscilații haotice. Portretele de fază reprezintă cicluri limită pentru evoluția periodică și atractori strani pentru evoluția haotică. S-a demonstrat că sincronizarea a două lasere este degradată atunci când există o nepotrivire a parametrilor de material și celor ce descriu geometria dispozitivului principal și secundar. S-a observat că o nepotrivire a fazelor feedback-ului duce la pierderea sincronizării. În plus, s-a demonstrat că nepotrivirea coeficienților de amplificare ale laserelor conduce la o degradare aprofundată a sincronizării. Pe când numărul de puncte cuantice nu afectează puternic caracteristicile de sincronizare ale laserelor cu puncte cuantice. Rezultate obținute cu ajutorul programului DDE-biftool sunt în concordanță cu cele ale integrării numerice directe. (Cap. 2, § 2.3)
3. S-a investigat teoretic dinamica complexă a laserului semiconductor sub influența unui feedback optic de tip T provenit de la două cavități. S-a arătat că această configurație a sistemului are dimensiuni mult mai mici în comparație cu sistemele existente de producere a haosului pentru sistemele de comunicare bazată pe haos. S-au obținut timpi de autocorelare mai mici ca 0.1 ns pentru care sistemul are un comportament haotic. De asemenea s-a calculat coeficientul de corelație încrucișată în planul fazelor feedback-ului care este mai mare ca 0.95, fapt care demonstrează că două lasere pot fi sincronizate prin

cuplarea unidirecțională atunci când valorile parametrilor laser principal și secundar coincid. Într-un experiment numeric semnalele digitale ale transmițătorului au fost cu succes decodificate la emițător, chiar și la viteze mari ($> 15 \text{ Gb/s}$) de transmitere a mesajelor. (Cap. 3, § 3.2, § 3.3)

4. Au fost propuse teoretic spre realizare experimentală două dispozitive fotonice avansate în care feedback-ul optic provine de la mai multe cavități exterioare crescute în direcție orizontală. Aceste structuri pot fi utilizate în diferite experimente datorită faptului că ele au fost îmbunătățite, au o stabilitate mai bună, și la elaborarea lor este necesar mai puțin timp și materie primă. Calculele numerice au arătat că dispozitivele propuse au un regim haotic într-un domeniu larg al parametrilor care le descriu și este ușor de realizat sincronizarea lor. Îndeplinirea ultimei condiții este necesară în sistemele de comunicare cu haos. (Cap.3, § 3.4).
5. A fost investigată dinamica nelineară a unei structuri laser cu puncte cuantice sub influența feedbackul-ui optic dublu, unul convențional și celălalt cu filtru. S-au determinat valorile parametrilor ce caracterizează cea de-a doua ramură a feedback-ului cu scopul de a controla emisia laserului. S-a demonstrat că astfel de laser ar putea funcționa în două moduri: fie cu emisie sub formă de unde continue, fie ca generator de haos optic. Au fost obținute ecuațiile analitice pentru stările staționare care au o distribuție complexă în planul a doi parametri. Într-un calcul numeric s-a obținut un regim haotic de evoluție a sistemului. (Cap. 4. § 4.2, § 4.3)

Recomandări:

1. Se recomandă de implementat rezultatele teoretice obținute în practică.
2. Se recomandă dezvoltarea softurilor și metodelor de calcul pentru a obține rezultate reprezentative în domeniul laserelor semiconductoare.

BIBLIOGRAFIA

- [1] BIMBERG, D., GRUNDMANN, M., HEINRICHS DORFF, F., LEDENTSOV, N. N., USTINOV, V. M., ZHUKOV A. E., KOVSH, A. R., MAXIMOV M.V., SHERNYAKOV, Y. M., VOLOVIK, B.V., TSATSULNIKOV, A.F., KOPEV P.S., ALFEROV, Z. Quantum dot lasers: breakthrough in optoelectronics. In: *Thin Solid Films*. 2000, vol. 367, pp. 235-249. DOI: 10.1016/S0040-6090(00)00697-0
- [2] MURRAY, C. B., KAGAN, C. R., BAWENDI, M. G. Synthesis and Characterization of Monodisperse Nanocrystals and Close-Packed Nanocrystal Assemblies. In: *Annual Review of Materials Research*., 2000, vol. 30, nr.1, pp. 545–610. DOI: 10.1146/annurev.matsci.30.1.545
- [3] BRUS, L. E. Chemistry and Physics of Semiconductor Nanocrystals, (PDF), Retrieved 7 July 2009. In: http://www.columbia.edu/cu/chemistry/fac-bios/brus/group/pdf/files/semi_nano_website_2007.pdf. DOI: 10.4236/jamp.2021.911187
- [4] ASHOORI, R. C. Electrons in artificial atoms. In: *Nature*, 1996, vol. 379, nr. 6564, pp. 413–419. DOI: 10.1038/379413a0.
- [5] KASTNER, M. A. Artificial Atoms. In: *Physics Today*, 1993, vol. 46, nr. 1, pp. 24–31. DOI: 10.1063/1.881393
- [6] HUFFAKER, D. L., PARK, G., ZOU, Z., SHCHEKIN, O. B., DEPPE, D. G. 1.3 μm room-temperature GaAs-based quantum-dot laser. In: *Applied Physics Letters*, 1998, vol. 73, nr. 18, pp. 2564–2566. DOI: 10.1063/1.122534
- [7] LODAHL, P., MAHMOODIAN, S., STOBBE, S. Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures. In: *Reviews of Modern Physics*, 2015, vol. 87, nr. 2, pp. 347–400. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.347
- [8] EISAMAN, M. D., FAN, J., MIGDALL, A., POLYAKOV, S. V., Invited Review Article: Single-photon sources and detectors, In: *Review of Scientific Instruments*, 2011, vol. 82, nr. 7, pp. 071101–071101–25. DOI: 10.1063/1.3610677
- [9] RAMÍREZ, H. Y.; FLÓREZ J.; CAMACHO A. S., Efficient control of coulomb enhanced second harmonic generation from excitonic transitions in quantum dot ensembles, In: *Chem. Phys.*, 2015, vol. 17, nr. 37, pp. 23938–46. DOI: 10.1039/c5cp03349
- [10] TRONCIU, V.Z., MIRASSO, C., COLET, P., HAMACHER, M., BENEDETTI, M., VERCESI, V., ANNOVAZZI-LODI, V., Chaos generation and synchronization using an integrated source with an air cap, In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 2010, vol. 46, pp. 1840-1846. DOI: 10.1109/JQE.2010.2049642

- [11] ARGYRIS, A., SYVRIDIS, D., LARGER, L., ANNOVAZZI-LODI, V., COLET, P., FISCHER, I., GARCIA-OJALVO, J., MIRASSO, C. R., PESQUERA, L., SHORE, K.A. Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links, In: *Nature*, 2005, vol. 438, pp. 343 – 346.
- [12] MIRASSO, C., COLET, P., GARCIA-FERNANDEZ, P. Synchronization of chaotic semiconductor lasers: Application to encoded communications, In: *IEEE, Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 299–301, 1996. DOI: 10.1109/68.484273
- [13] LÜDGE, K., SCHÖLL, E., Quantum-dot lasers-desynchronized nonlinear dynamics of electrons and holes. In: *IEEE J. Quantum Electron* 45(11), 2009, pp.1396–1403. DOI:10.1109/jqe.2009.2028159
- [14] EINSTEIN, A., Mitt. Phys. Ges., Zurich, 1916, vol.16, p.47. Translated in B.L. van der Waerden, Sources of Quantum Mechanics. Amsterdam: North-Holland, 1967, pp. 63-77.
- [15] BASOV, N. G., PROKHOROV. A. M. Application of molecular beams for the radiospectroscopic study of rotational molecular spectra. In: *Zh. Eksp. Teor.* 1955, vol. 28, p. 249. <http://62.44.99.18/photronics/Lasers/Beginning-of-the-Laser-Era-in-the-USSR.pdf#page=28>
- [16] BASOV, N. G, PROKHOROV, A. M., About possible methods for obtaining active molecules for a molecular oscillator, In: *Zh. Eksp.Theor.Fiz.*, 1955, vol.28, pp.249-250.
- [17] POLANYI, J.C. Proposal for an Infrared Maser Dependent on Vibrational Excitation,Proc. Roy. Soc. Canada, 54(C), 25, 1960. In: *J. Chem. Phys.* 34, 347,1961. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1731608>
- [18] SCHAWLOW, A. L., TOWNES, C. H. Infrared and optical masers. In: *Physical Review*, 1958, vol. 112, nr. 6–15, pp. 1940–1949. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.112.1940>.
- [19] BASOV, N.G., KROKHIN, O.N., POPOV, Y.M. Production of Negative Temperature States in p-n Junctions on Degenerate Semiconductors.In: *Soviet Physics JETP*, 1961, vol. 13, pp. 1320–1321.
- [20] BASOV, N. G., KROKHIN, O. N., POPOV, Y. M. Production of Negative Temperature States in p-n Junctions on Degenerate Semiconductors. In: *Soviet Physics JETP*, 1961, vol. 13, pp. 1320–1321.
- [21] HALL, R. N., FENNER, G. E., KINGSLEY, J. D., SOLTYS, T. J., CARLSON, R. O. Coherent Light Emission From GaAs Junctions, In: *Physical Review Letters*, 1962, vol.9, pp. 366–368. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.366>.

- [22] HOLONYAK, N. JR., BEVACQUA, S. F. Coherent (Visible) Light Emission From Ga(AsP) Junctions. In: *Applied Physics Letters*, 1962, vol.1, pp. 82–83.DOI: 10.1063/1.1753706.
- [23] MURRAY, C. B., KAGAN, C. R., BAWENDI M. G., Synthesis and Characterization of Monodisperse Nanocrystals and Close-Packed Nanocrystal Assemblies. In: *Annual Review of Materials Research*, 2000, vol. 30, nr.1, pp. 545–610. <https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.30.1.545>
- [24] BRUS, L. E., Chemistry and Physics of Semiconductor Nanocrystals, Pdf, Retrieved 7 July 2009.<http://www.columbia.edu/cu/chemistry/fac-bios/brus/group/pdf> .
- [25] RP Photonics, Encyclopedia of Laser Physics and Technology. 2007 <http://www.rp-photonics.com>.
- [26] POPESCU M., Fizica și ingineria laserilor, In: *Editura Tehnică, București*, 2000.
- [27] PUȘCAȘ N. N., Lasere, colecția Academica, In: *Editura top form*. 1988, 13.3. Milonni P. W., Eberly J. H., Lasers, John Wiley and Sons.
- [28] ZHANG, L. Research Progress of Narrow Linewidth Blue Semiconductor Lasers, In: *Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*, 2024, pp. 1-10, doi: 10.1109/PIERS62282.2024.10618225.
- [29] FARHAN, U., ZAIDI, S.M.H., YOUNIS, U., A review of semiconductor lasers for optical communications. 7th International Symposium on High-Capacity Optical Networks and Enabling Technologies. In: *HONET*, 2010, pp. 107-111. DOI: 10.1109/HONET.2010.5715754.
- [30] HORIUCHI, N., Telecom-band laser. In: *Nat. Photonics*, 2019, vol. 13, p. 303. <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0432-4>
- [31] MAIMAN, T.H., Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature*, 1960, vol. 187, nr. 4736, pp. 493–494. DOI: 10.1038/187493a0
- [32] THOMPSON G. H. B., Physics of Semiconductor Lasers, Wiley, 1980. <https://doi.org/10.1038/289830a0>
- [33] HAYAKAWA, T., TAKAHASHI, K., HOSODA, M., YAMAMOTO, S., HIJIKATA, T., GaInP/AlInP Quantum Well Structures and Double Heterostructure Lasers Grown by Molecular Beam Epitaxy on (100) GaAs. In: *Japanese Journal of Applied Physics*, 1988, vol. 27, L1553. [https://doi.org/10.1016/0022-0248\(89\)90412-0](https://doi.org/10.1016/0022-0248(89)90412-0)
- [34] WEISBUCH, C., Jnagle the physics of the quantum well laser, In: *Physica Scripta*, 1987, vol.nr. T19A, p. 209. DOI 10.1088/0031-8949/1987/T19A/029

- [35] ARAKAWA, Y., SAKAKI, H., Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. In: *Appl. Phys. Lett.*, vol.40, pp. 939–941 (1982) <https://doi.org/10.1063/1.92959> DOI: 10.1109/JQE.1984.1072464.
- [36] NISHI, K., TAKEMASA, K., SUGAWARA, M., ARAKAWA, Y., Development of Quantum Dot Lasers for Data-Com and Silicon Photonics Applications, In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, vol. 23, nr. 6, pp. 1-7, no. 1901007, doi: 10.1109/JSTQE.2017.2699787.
- [37] ARAKAWA, Y. Pipelining innovation developed around quantum dots. Putting quantum dot lasers to practical use, In: *Nanotechnology and Materials*, 2017. DOI: 10.1051/epjconf/202430901001
- [38] ZHUKOV, A.,E., USTINOV, V.,M., ALFEROV, Z.,I. Device characteristics of low-threshold quantum-dot lasers. In: *Electronics and Systems Advances in Semiconductor Lasers and Applications to Optoelectronics*, 2000, pp. 263-292. https://doi.org/10.1142/9789812793614_0008.
- [39] AL-DOURI, Y., Synthesis of quantum dots, In: *Quantum Dots IOP Publishing* 2024, pp. 2053-2563, Book Chapter 3-1 to 3-10 <https://doi.org/10.1088/978-0-7503-5704-3ch3>
- [40] STEPHANIE, M. R., Electronic structure of quantum dots, In: *Reviews of modern physics*, 2002, vol. 74. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.74.1283>
- [41] ASHOORI, R. C., Electrons in artificial atoms. In: *Nature*, 1996, vol. 379, nr. 6564, p. 413–419.DOI:10.1038/379413a0
- [42] KASTNER, M. A., Artificial Atoms, In: *Physics Today*, 1993, vol. 46, nr. 1, pp. 24–31. <https://doi.org/10.1063/1.881393>.
- [43] HUFFAKER, D. L., PARK, G., ZOU, Z., SHCHEKIN, O. B., DEPPE, D. G. 1.3 μm room-temperature GaAs-based quantum-dot laser. In: *Applied Physics Letters*, 1998, vol. 73, nr. 18, pp. 2564–2566. <https://doi.org/10.1063/1.122534>
- [44] NAGLE, J., HERSEE, S., RAZEGHI, M., KRAKOWSKI, M., de CREMOUX, B., Weisbuch, C. Properties of 2D quantum well lasers. In: *Surface Science*, 1986, vol. 174, nr.3, pp. 148-154 [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(86\)90400-0](https://doi.org/10.1016/0039-6028(86)90400-0)
- [45] ASADA, M., KAMEYAMA, A., SUEMATSU, Y., Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* QE-20 pp. 745-753,1984.DOI: 10.1109/JQE.1984.1072464.

- [46] MIYAMOTO, Y., MIYAKE, Y., ASADA, M., SUEMATSU, Y. Threshold current density of GaInAsP/InP quantum-box lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 25, 1989, p. 2001-2006. <https://doi.org/10.1049/el:19971286>.
- [47] BIMBERG, D., GRUNDMANN, M., LEDETISOV, N., N. Quantum Dot Heterostructures. In: *Wiley, Chichester*, 1998. DOI:10.1016/S0026-2692(99)00093-2.
- [48] LEDENTSOV N., N., et al Properties of strained (In, Ga, Al) As lasers with laterally modulated active region. In: *Appl. Phys. Lett.*, 1997, nr. 70, p. 2888. <https://doi.org/10.1063/1.119032>.
- [49] HERRMANN, E., SMOWTON, P., M., SUMMERS, H., D., HOPKINSON J. D., M. Modal gain and internal optical mode loss of a quantum dot laser. In: *App. Phys. Lett.* 77, 2000,10. ISSN/ISBN: 0003-6951.
- [50] HIDEAKI, S., KENICHI, N., AKIO, K., SHIGEO, S., Low Chirp Observed in Directly Modulated Quantum Dot Lasers. In: *IEEE Photonics Techn. Lett.* 2000, nr.12, pp.1298-1300. DOI:10.1109/68.883809.
- [51] BIMBERG, D., KIRSTAEDTER, N., LEDENTSOV, N., ALFEROV, Z.H., KOPEV, P., USTINOV, V. InGaAs-GaAs quantum dot lasers. In: *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.* 1997, nr. 3(2), pp.196–205. DOI: 10.1109/2944.605656.
- [52] KLOTZKIN, D., KAMATH, K., VINEBERG, K., BHATTACHARYA, P., MURTY, R., LASKAR, J., Enhanced modulation bandwidth (20 GHz) of In/sub 0.4/Ga/sub 0.6/As-GaAs self-organized quantum-dot lasers at cryogenic temperatures: role of carrier relaxation and differential gain. In: *IEEE Photonics Technol. Lett.* 1998, vol. 10, p.932. DOI: 10.1109/68.681274.
- [53] GRUNDMANN, M. The present status of quantum dot lasers. In: *Physica E5*, 2000, p.167-184. [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(99\)00041-7](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(99)00041-7).
- [54] BIMBERG, D., RIBBAT, C. Quantum dots: lasers and amplifiers. In: *Microelectronics Journal*, 2003, vol.34, p. 323–328. DOI:10.1109/ECOC.2001.989418.
- [55] O'BRIEN, D., HEGARTY, S.P., HUYET, G., MCINERNEY, J.G., KETTLER, T., LAEMMLIN, M., BIMBERG, D., USTINOV, V., M., ZHUKOV, A.E., MIKHRIN S, S., KOVSH, A., R., Feedback sensitivity of 1.3μm In As/Ga As quantum dot lasers. In: *Electronics letters*, 2003, vol. 39, p.25.
- [56] O'BRIEN, D., HEGARTY, S., P., HUYET, G. Sensitivity of quantum-dot semiconductor lasers to optical feedback. In: *Opt Lett*, vol. 29(10): pp.1072–1074. <https://doi.org/10.1364/ol.29.001072>.

- [57] QASAMEH, O., ZHOU, W.-D., PHILLIPS, J., KRISHNA, S., BHATTACHARYA, P., DUTTA, M. Bistability and self-pulsation in quantum-dot lasers with intracavity quantum-dot saturable absorbers. In: *Applied Phys. Lett.*, 1999, vol. 74, p 1654. <https://doi.org/10.1063/1.123644>.
- [58] USKOV, A. V., BOUCHER, Y., LE BIHAN, J., MCINERNEY, J., Theory of a self-assembled quantum-dot semiconductor laser with Auger carrier capture: Quantum efficiency and nonlinear gain. In: *Applied physics letters*, 1989, vol. 73, nr. 11, p. 1499. <https://doi.org/10.1063/1.122185>
- [59] LUDGE, K., SCHOLL, E., In: *IEEE J. Quantum Electron*, 2009, vol. 45, p. 1396. <https://doi.org/10.1109/jqe.2009.2028159>
- [60] LUDGE, K., SCHOLL, E., In: *Eur. Phys.*, 2010 J. D vol. 58, p.167.
- [61] LUDGE, K., SCHOLL, E., VIKTOROV, E., ERNEUX, T., Analytical approach to modulation properties of quantum dot lasers. In: *Journal of applied physics*, 2011, vol. 109, p. 103112. <https://doi.org/10.1063/1.3587244>
- [62] CHRISTIAN, O., BJORN, G., KATHY, L., ECKEHARD, S., Complex Dynamics of Semiconductor Quantum Dot Lasers Subject to Delayed Optical Feedback International Journal of Bifurcation and Chaos. 2012, vol. 22, nr. 10, p. 14 DOI: 10.1142/S021812741250246X
- [63] ERNEUX, T., E., EVGENY, A., MANDEL P., Time scales and relaxation dynamics in quantum-dot lasers. In: *Physical review*. 2007, vol. 76, p. 023819. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.76.023819>
- [64] SHUANGQUAN, G., KUN, L., PEI, Z., NIANQIANG L., Parallel optical chaos generation and ultrafast photonic decision-making based on a single quantum dot spin-VCSEL, In: *Chaos, Solitons & Fractals*, 2025, vol. 191, p. 115874, <https://doi.org/10.1016/j.chaos.2024.115874>.
- [65] KAREEM, A., HUSSEINI, A., HUSSEIN B., Optically injected quantum dot lasers and its complex dynamics 101:1-2504130514488.288640958059. DOI: 10.1515/joc-2024-0010
- [66] ATTABI, A., TAREQ A., HUSSEINI, A., HUSSEIN B., Equilibrium points, linear stability, and bifurcation analysis on the dynamics of a quantum dot light emitting diode system. In: *Journal of Optical Communications*, 2025, vol. 46, nr. 1, pp. 93-105. <https://doi.org/10.1515/joc-2022-0154>
- [67] YASUHIKO, A., TAKAHIRO NAKAMURA, J. K., Chapter Three - Quantum dot lasers for silicon photonics, Editor(s): Sebastian Lourdudoss, John E. Bowers, Chennupati

- Jagadish, Semiconductors and Semimetals. In: *Elsevier*, 2019, vol. 101, pp. 91-138, ISSN 0080-8784, ISBN 9780128188576, <https://doi.org/10.1016/bs.semsem.2019.07.007>.
- [68] LINGNAU, B., CHOW, W., SCHÖLL, E., LÜDGE, K. Feedback and injection locking instabilities in quantum-dot lasers: a microscopically based bifurcation analysis. In: *New J. Phys.*, 2013, vol. 15. p.093031. DOI 10.1088/1367-2630/15/9/093031.
- [69] PECORA, L. M., CARROLL, T. L. Synchronization in chaotic systems. In: *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64, pp. 821–824. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.821>.
- [70] COLET, P., ROY, R. Digital communication with synchronized chaotic lasers. In: *Opt. Lett.*, 1994, vol. 19, pp. 2056–2058. <https://doi.org/10.1364/OL.19.002056>.
- [71] ANNOVAZZI-LODI, V., DONATI, S., SCIRE, A. Synchronization of chaotic injected laser systems and its application to optical cryptography. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, vol. 32, pp. 953–959. DOI: 10.1109/3.502371.
- [72] MIRASSO, C. R., COLET, P., GARCIA-FERNANDEZ, P. Synchronization of chaotic semiconductor lasers: Application to encoded communications. In: *IEEE, Photon. Technol. Lett.*, 1996, vol. 8, pp.299–301. DOI: 10.1109/68.484273.
- [73] VAN WIGGEREN, G. D., ROY, R., Communications with chaotic lasers. In: *Science*, 1998, vol. 279, pp.1198-1200. <https://doi.org/10.1049/ip-opt:20030454>.
- [74] OHTSUBO, J. Chaos synchronization and chaotic signal masking in semiconductor lasers with optical feedback. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 2002, vol. 38, pp. 1141–1154. DOI: 10.1109/JQE.2002.801883.
- [75] LIU, Y., CHEN, H. F., LIU, J. M., DAVIS, P., AIDA, T., Communication using synchronization of optical-feedback induced chaos in semiconductor lasers. In: *IEEE Trans. Circuits Syst. I.*, 2001, vol. 48, pp. 1484–1490. DOI:10.1109/TCSI.2001.972855.
- [76] UCHIDA, A., LIU, Y., AND DAVIS, P., Characteristics of chaotic masking in synchronized semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 2003, vol. 39, no. 8, pp. 963–970. DOI:10.1109/JQE.2003.814366.
- [77] ARGYRIS, A., KANAKIDIS, D., BOGRIS, A., SYVRIDIS, D., Spectral Synchronization in Chaotic Optical Communication Systems. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 2005, vol. 41, pp. 892-897. DOI:10.1109/JQE.2005.846688.
- [78] HEIL, T., MULET, J., FISCHER, I., MIRASSO, C. R., PEIL, M., COLET, P., ELSASSER, W., On/off phase shift-keying for chaos encrypted communication using external-cavity semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 2002, vol. 38, pp. 1162– 1170. DOI: 10.1109/JQE.2002.801950.

- [79] SIVAPRAKASAM, S., SHAHVERDIEV, E. M., SPENCER, P. S., AND SHORE, K. A., Experimental demonstration of anticipating solution in chaotic semiconductor lasers with optical feedback. In: *Phys.Rev.Lett.*, 2001, vol.87, pp. 4101–4103 DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.154101>
- [80] TRONCIU, V. Z., MIRASSO, C., COLET, P., Chaos-based communications using semiconductor lasers sub ject to feedback from an integrated double cavity. In: *At. Mol. Opt. Phys.*, 2008, vol. 41, pp. 155-401. DOI 10.1088/0953-4075/41/15/155401
- [81] TRONCIU V.Z., ERMAKOV I.V., COLET PERE, MIRASSO CLAUDIO R., Chaotic dynamics of a semiconductor laser with double cavity feedback, Applications to phase shift keying modulation. In: *Optics Communications*, 2008, vol. 281, pp. 4747–4752. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2008.05.053>
- [82] FISCHER, I., PORTE, X., HICKE, K., SORIANO, M. C., BRUNNER, D., MIRASSO, C., Dynamics and Synchronization Phenomena in Delay-Coupled Laser Systems, 2014, vol. 1, pp. 747-750. DOI: 10.15248/proc.1.747
- [83] SENLIN, Y., Chaos-Control of a Delayed Laser via a Reflective Grating. In: Kim, H. (eds) *Advances in Technology and Management. Advances in Intelligent and Soft Computing*, 2012, vol 165. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-642-29637-6_29
- [84] SENLIN, Y., Controlling chaos in two coupled lasers via optoelectronic delayed time cross-feedback To cite this article. In: *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2021, vol. 1980 012002 <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1980/1/012002>
- [85] YAO, Z., PEI, Z., YU, H., NIANQIANG, L., Optical chaos generated in semiconductor lasers with intensity-modulated optical injection: a numerical study. In: *Appl. Opt.* 60, 2021, pp.7963-7972 <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-60-26-7963>
- [86] ECKEHARD, S., HEINZ, G.S., Handbook of Chaos Control Editor. In: *First published:24 October 2007* Print ISBN:9783527406050 |Online ISBN:9783527622313 |DOI:10.1002/9783527622313
- [87] HUBLER, A., LUSCHER, E., Resonant stimulation and control of nonlinear oscillators, *naturwissenschaften*, 1989, vol.76, nr.2, p. 67-69
- [88] GARFINKEL, A., SPANO M.L., DITTO W.L., WEISS J.N. Controlling cardiac chaos. In: *Science*, 1992, vol. 257, pp. 1230 -1235.
- [89] OTT E., GREBOGI C., YORKE J.A., Controlling chaos. In: *Physical Review Letters*, 1990, vol. 64, nr. 11, pp. 1196-1199.

- [90] DRESSLER U., NITSCHKE G., Controlling chaos using time delay coordinates. In: *Physical Review Letters*, 1992, vol. 68, pp.4-8. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1>
- [91] SINGER J., WANG, Y.Z., BAU H.H., Controlling a chaotic system. In: *Physical Review Letters*, 1992, vol. 66, nr.9, pp.1123-1125.
- [92] PYRAGAS, K., Continuous control of chaos by self-controlling feedback. In: *Physics Letters A*, 1992, vol. 170, nr. 6, pp. 421-428.
- [93] PYRAGAS, K., Stabilization of unstable periodic and aperiodic orbits of chaotic systems by self-controlling feedback. In: *Zeitschrift für Naturforschung A*, 1993, vol. 48, nr. 5-6, pp. 629-632. DOI:10.1007/s11071-010-9754-y
- [94] TRONCIU V. Z., WÜNSCHE H.-J., WOLFRUM M., RADZIUNAS M. Semiconductor laser under resonant feedback from a Fabry-Perot resonator: Stability of continuous-wave operation. In: *Physical Review E*, 2006, vol. 73, nr. 4, 046205. <https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.73.046205>.
- [95] ERMAKOV, I.V., TRONCIU, V.Z., COLET P., MIRASSO, C.R., Controlling the unstable emission of a semiconductor laser subject to conventional optical feedback with a filtered feedback branch. In: *Optics Express*, 2009, vol. 17, nr. 11, pp.8749-8755.
- [96] KAZARINOV, R. F., HENRY, Ch. H., The relation of line narrowing and chirp reduction resulting from the coupling of a semiconductor laser to passive resonator. In: *IEEE J. Quantum Electron*, 1987, vol. 23, pp. 1401-1409. DOI: [10.1109/JQE.1987.1073531](https://doi.org/10.1109/JQE.1987.1073531)
- [97] DREVER, R. W. P., HALL, J. L., KOWALSKI, F. V., HOUGH, J., FORD, G. M., MUNLEY, A. J., WARD, H. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. In: *Appl. Phys. B*, 1983, vol. 31, pp. 97- 105. DOI: 10.1007/BF00702605
- [98] DAHMANI, B., HOLLBERG, L., DRULLINGER, R., Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. In: *Opt. Lett.*, 1987, vol. 12, pp. 876 – 878.
- [99] WIEMAN, C. E., HOLLBERG, L., Using diode lasers for atomic physics. In: *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, vol. 62, pp.1-20. DOI: 10.1063/1.1142305
- [100] VASSILIEV, V. V., ILINA, S. M., VELICHANSKY, V. L., Diode laser coupled to a high-Q microcavity via a GRIN lens. In: *Appl. Phys. B*, 2003, vol. 76, p. 521-523. <https://doi.org/10.1007/s00340-003-1151-5>

- [101] NUMATA, K., KEMERY, A., CAMP, J., Thermal-Noise Limit in the Frequency Stabilization of Lasers with Rigid Cavities. In: *Phys. Rev.Lett*, 2004, vol. 93, p.250602. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.250602>
- [102] SCHÖLL, E., SCHUSTER, H. G., Weinheim, second completely revised and enlarged edition, Transitions in dynamical regimes by driving: a unified method of control and synchronization of chaos, 2008, vol. 1, p. 53 – 68.
- [103] TRONCIU, V. Z., WÜNSCHE, H-J, WOLFRUM, M., RADZI-UNAS, M., In: *Phys. Rev. E*, 2006, vol. 73, pp. 046205 - 046207. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.73.046205>
- [104] ERMAKOV, V., TRONCIU, V. Z., COLET, P., CLAUDIO, R., In: *Opt. Express*, 2009, pp. 178749 – 8755.
- [105] SCHÖLL, E., KLAPP, S.H. L., HÖVEL, P., Control of self-organizing nonlinear systems. In: *Springer*, 2016, pp. 44-460. DOI: 10.1007/978-3-319-28028-8
- [106] SCHÖLL, E., PYRAGAS, K., Tunable semiconductor oscillator based on self-control of chaos in the dynamic Hall effect. *Europhys. Lett.*, 1993, vol. 24, pp. 159 – 164. DOI: 10.1209/0295-5075/24/3/001
- [107] LOURENÇO, C., BABLOYANTZ, A., Control of chaos in networks with delay: A model for synchronization of cortical tissue. In: *Neural Comput*, 1994, vol. 6, pp. 1141–1154. DOI: 10.1162/neco.1994.6.6.1141
- [108] RUIZ-OLIVERAS, F. R., PISARCHIK, A. N., Phase-locking phenomenon in a semiconductor laser with external cavities. In: *Opt. Express* 2006, vol. 14, pp. 12859-12867. DOI: 10.1364/oe.14.012859
- [109] KRAUSKOPF, B., LENSTRA, D., Fundamental issues of non-linear laser dynamics. In: *Aip conf. proc.*, 2000, p. 548.
- [110] ARGYRIS, A., SYVRIDIS, D., LARGER, L., ANNOVAZZI-LODI, V., COLET, P., INGO FISCHER, I., GARCIA-OJALVO, J., MIRASSO, C. R., PESQUERA, L., SHORE, K.A., Dynamics and Synchronization Phenomena in Delay-Coupled Laser Systems. In: *Nature*, 2005, vol. 438, pp. 343 – 346. DOI:10.15248/proc.1.747
- [111] MIRASSO, C. R., VAN TARTWIJK, G. H., *Ieee j quan-tum electron*, 1999, vol.35, pp.764 – 770.
- [112] ANNOVAZZI-LODI V., DONATI, S., SCIRE, A., Chaos and Locking in a semiconductor laser due to external Injection. In: *IEEE J Quan-tum Electron*, 1996, vol. 32, pp. 953 – 959. DOI: 10.1109/3.299485

- [113] BIMBERG, D., GRUNDMANN, M., LEDENTSOV, N. N., Quantum dot heterostructures, 1999, p. 325. DOI:10.1109/2944.865099
- [114] FRANCIS C.M. LAU, CHI K. Tse Chaos-Based Digital Communication Systems: Operating Principles, Analysis Methods, and Performance Evaluation Springer Science & Business Media, In: *Computers*, 2003, p. 228. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05183-2>
- [115] FENG, JIU CHAO%A TSE, CHI KONG Book Reconstruction of Chaotic Signals with Applications to Chaos-Based Communications 100.1142/6585 <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/6585dfghdf> DOI: 10.1142/6585
- [116] XIAOJING G., WEI R., LIZHE W., KIM-KWANG R., C., FATOS X., Chaos-based communication systems Security and Privacy for Big Data, Cloud Computing and Applications. In: *Chapter*, 2019 DOI: 10.1049/PBPC028E_ch13 ISBN: 9781785617478 e-ISBN: 9781785617485
- [117] BAPTISTA, MURILO S. Chaos for communication. *Nonlinear Dynamics*, 2021, vol. 105, pp. 1821–1841. <https://doi.org/10.1007/s11071-021-06644-4> DOI - 10.1007/s11071-021-06644-4
- [118] LANG, R., KOBAYASHI, K., External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. In: *IEEE J Quantum Electron*, 1980, vol. 16, pp. 347- 355. DOI: 10.1109/JQE.1980.1070479
- [119] HUYET, G., O'BRIEN, D., HEGARTY, S. P., MCINERNEY, J., USKOV, A., BIMBERGE, D., *Physica status solidi*. 2004, vol. 201, pp. 345 – 352.
- [120] AUST, R. - K., T., NING, C.-Z., LINGNAU, B., KATHY, L., Modulation response of nanolasers: what rate equation approaches miss. In: *Optical and Quantum Electronics*. 2016, vol. 48. 10.1007/s11082-016-0378-4.
- [121] ENGELBORGH, K., LUZYANINA, T., SAMAEY, G., DDE-BIFTOOL V.2.00: A MATLAB package for bifurcation analysis of delay differential equations, Technical Report TW-330, Department of Computer Science, 2001.
- [122] OHTSUBO, J., Chaos synchronization and chaotic signal masking in semiconductor lasers with optical feedback. In: *IEEE J. Quantum Electron*, 2002, vol. 38, p. 1141. DOI:10.1109/JQE.2002.801883
- [123] VAN WIGGEREN, G. D., ROY, R., Communication with chaotic lasers. In: *Science*, 1998, vol. 279, p. 1198. DOI: 10.1126/science.279.5354.1198
- [124] SANCHEZ-DIAZ, A., MIRASSO, C., COLET, P., GARCIA-FERNANDEZ, P., Encoded Gbit/s digital communications with synchronized chaotic semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron*, 1999, vol. 35, p. 29. DOI:10.1109/3.748833

- [125] RUSU, S.S., OLOINIC, T., TRONCIU, V. Z., Quantum dots lasers dynamics under the influence of double cavity external feedback. In: *Optics communications*, v. 381, p. 140 – 145, 2016. IF=2.12 <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.06.082>
- [126] OLOINIC, T., RUSU, S., TRONCIU, V., Synchronization of chaotic quantum dot lasers with external feedback under parameter mismatch. In: *Moldavian Journal of the Physical Sciences*, vol. 17, 3-4, p. 142-147 2018 Categoria C.
- [127] BAPTISTA, M.S., Chaos for communication. In: *Nonlinear Dyn*, 2021, vol. 105, p.1821–1841. <https://doi.org/10.1007/s11071-021-06644-4>
- [128] ALBASSAM, N., ZAYEGH, A., Chaos-Based Communication Systems. 2018. DOI: 10.5772/intechopen.71447.
- [129] GASTAUD, N., POINSOT, S., LARGER, L., MEROLLA, J.M., HANNA, M., GOEDGEBUER, J. P., MALASSENET, E., Electro-optical chaos for multi-10 Gbit/s optical transmissions. In: *Elect. Lett*, 2004, vol. 40, p. 898. DOI:10.1049/el:20045072
- [130] LIN, F. Y., TSAI, M. C., Chaotic communication in radio-over-fiber transmission based on optoelectronic feedback semiconductor lasers. In: *Opt. Express*, 2007, vol. 15, p. 302. DOI: 10.1364/oe.15.000302
- [131] COLET, P., ROY, R., Nonlinear dynamics of photonic components. Chaos cryptography and multiplexing. In: *Optics Letters* 19 ,1994, p. 2056.
- [132] MIRASSO, C. R., Application of semiconductor lasers to secure communications. In: B. Krauskopf, D. Lenstra , *Proceedings of the American Institute of Physics Conference ‘Fundamental Issues of Nonlinear Laser Dynamics’*, vol. 548, pp. 112–127. DOI:[10.1063/1.1337761](https://doi.org/10.1063/1.1337761)
- [133] OLOINIC, T., RUSU, S. S., TRONCIU, V. Z. Numerical simulations of quantum dots lasers under the influence of T-type external optical feedback. Applications to chaos based communication. In: *Romanian Reports in Physics*, 2018, vol. 70. 411 p. 1-10. IF=1.5 <https://rrp.nipne.ro/2018/AN70411.pdf>
- [134] SOCOLAR J.E.S., SUKOW D.W., GAUTHIER D.J., Stabilizing unstable periodic orbits in fast dynamical systems. In: *Phys. Rev.E*, 1994, vol. 50, pp. 3245–3248. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.3245>
- [135] SUKOW D.W., BLEICH M.E., GAUTHIER D.J., SOCOLAR J.E.S., Controlling chaos in a fast diode resonator using extended time-delay autosynchronization: experimental observations and theoretical analysis. In: *Chaos*, 1997, vol. 7, pp. 560-577. DOI:[10.1063/1.166256](https://doi.org/10.1063/1.166256)

- [136] HÖVEL, P., SCHÖLL, E., Control of unstable steady states by time-delayed feedback methods. In: *Phys. Rev E*, 2005, vol. 72, p. 046203-046210. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.046203>
- [137] FIEDLER, B., YANCHUK, S., FLUNKERT, V., HÖVEL, P., WÜNSCHE, H.-J., SCHÖLL, E., Delay stabilization of rotating waves near fold bifurcation and application to all-optical control of a semiconductor laser. In: *Phys. Rev. E*, 2008, vol. 77, pp. 066207-066216. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.77.066207>
- [138] BALANOV, A.G., JANSON, N.B., SCHÖLL, E., Delayed feedback control of chaos: Bifurcation analysis. In: *Phys. Rev. E*, 2005, vol. 71, pp. 016222-016231. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.71.016222>
- [139] LU, W., HARRISON, R.G., Controlling chaos using continuous interference feedback: proposal for all optical devices. In: *Opt. Commun.*, 1994, vol. 109, pp. 457-461. DOI:[10.1029/94GL03009](https://doi.org/10.1029/94GL03009)
- [140] HULKA, R., LOZI, R. P., Stabilization of Higher Periodic Orbits of Chaotic maps using Permutation-selective Objective Function. In: *IEEE Workshop on Complexity in Engineering*, 2022, pp. 1-5, doi: 10.1109/COMPENG50184.2022.9905436. DOI:[10.1109/COMPENG50184.2022.9905436](https://doi.org/10.1109/COMPENG50184.2022.9905436)
- [141] CASANOVA, S., CANDELO, B., FREDY, J., Analysis and Control of Chaos in the Boost Converter with ZAD, FPIC, and TDAS. In: *Sustainability*, 2022. vol.14. p.13170. DOI:[10.3390/su142013170](https://doi.org/10.3390/su142013170). DOI:[10.3390/su142013170](https://doi.org/10.3390/su142013170)
- [142] RAMADOSS, J., KENGNE, J., ADÉLAÏDE, T., TSAFACK, N., KARTHIKEYAN, R., Chaos in a novel Wien bridge-based RC chaotic oscillator: dynamic analysis with application to image encryption. In: *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, 2022, vol. 112. pp. 1-22. DOI:[10.1007/s10470-022-02061-8](https://doi.org/10.1007/s10470-022-02061-8). DOI:[10.1007/s10470-022-02061-8](https://doi.org/10.1007/s10470-022-02061-8)
- [143] MA, C.G., XIAO, J.L., XIAO, Z.X., Chaotic microlasers caused by internal mode interaction for random number generation. In: *Light Sci Appl*, 2022, vol.11, p.187. DOI:<https://doi.org/10.1038/s41377-022-00890-w>
- [144] YOUSEFI, M., LENSTRA, D., Dynamical behavior of a semiconductor laser with filtered external optical feedback. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, vol. 35, nr. 6, pp. 970-976. DOI: 10.1109/3.766841
- [145] OLOINIC, T., RUSU, S., GRIGORIEV, E., TRONCIU, V., Comunicarea optică bazată pe haos cu ajutorul laserelor cu puncte cuantice și feedback optic. In: *Evrice – Cygnus – Fizica și Tehnologiile Moderne*, 2016, pp. 78 – 83.

- [146] OLOINIC, T., RUSU, S. S, TRONCIU, V. Z., Communication with chaos using semiconductor lasers with an air gap. In: *Moldavian Journal of the Physical Sciences*, 2016, vol. 14, nr. 1-2, p.113.
- [147] RUSU, S., OLOINIC, T., CHISTOL, V., TRONCIU, VASILE, Characteristics of quantum dots laser subjected to conventional and filtered optical feedback. In: *Journal of Engineering Science*, 2020, vol. 2, pp. 44–51. DOI: 10.5281/zenodo.3784341

1. Articole în reviste științifice:

In reviste din bazele de date Web of Science si SCOPUS:

1. RUSU, S.S.; OLOINIC, T.; TRONCIU, V.Z. Quantum dots lasers dynamics under the influence of double cavity external feedback, Optics communications, v. 381, p. 140 – 145, 2016. IF=2.12 <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.06.082>
2. OLOINIC, T.; RUSU, S. S.; TRONCIU, V. Z. Numerical simulations of quantum dots lasers under the influence of T-type external optical feedback. Applications to chaos based communication. Romanian Reports in Physics, vol. 70. 411 p. 1-10 (2018). IF=1.5 <https://rrp.nipne.ro/2018/AN70411.pdf>

În reviste din Registrul Național al revistelor de profil, cu indicarea categoriei:

3. RUSU, Spiridon; OLOINIC, Tatiana; CHISTOL, Vitalie; TRONCIU Vasile Characteristics of quantum dots laser subjected to conventional and filtered optical feedback, Journal of Engineering Science, Vol. XXVII, no. 2 (2020), pp. 44 – 51 DOI: 10.5281/zenodo.3784341 Categoria B+
4. OLOINIC, Tatiana; RUSU, Spiridon; TRONCIU, Vasile Synchronization of chaotic quantum dot lasers with external feedback under parameter mismatch, Moldavian Journal of the Physical Sciences, Vol. 17, 3-4, p. 142-147 2018 Categoria C.
5. OLOINIC, T.; RUSU, S.S; TRONCIU, V. Z. Communication with chaos using semiconductor lasers with an airgap, Moldavian Journal of the Physical Sciences, v.14, N. 1 – 2, p.113, 2016, categoria C.

Articole in lucrările conferințelor și altor manifestații științifice:

6. OLOINIC, Tatiana; RUSU, Spiridon; PÎRȚAC, Constantin; TRONCIU, Vasile Influence of parameter mismatch on synchronization of quantum dots lasers Telecommunications, Electronics and Informatics Conferința "Telecommunications, Electronics and Informatics" Ed. 6, 2018 Chișinău, Moldova, 24-27 mai 2018 p. 225-226 https://ibn.idsi.md/sites/default/files/imag_file/225-226_0.pdf

7. OLOINIC, T.; RUSU, S.; GRIGORIEV, E.; TRONCIU, V. Comunicarea optică bazată pe haos cu ajutorul laserelor cu puncte cuantice și feedback optic, 2016 Fizica și tehnologiile moderne, 25-27 august 2016, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: Universitatea Tehnică a Moldovei, 2016, Ediția a 22-a, pp. 78-83. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/156675
8. OLOINIC, T.; RUSU, S.S; TRONCIU,V.Z. Comunicarea optică bazată pe haos cu ajutorul laserelor cu puncte cuantice, Tendințe contemporane ale dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători ediția a V-a, UnASM, Chișinău, 2016, p.48-52. https://ibn.idsi.md/sites/default/files/imag_file/48-52_6.pdf
9. OLOINIC, T. Dinamica neliniară a laserelor cu puncte cuantice sub influența feedback-ului multiplu. Aplicații, Tendințe contemporane ale dezvoltării științei: viziuni ale tinerilor cercetători, ediția a VI-a, Chișinău, 2017, p.84-88. https://ibn.idsi.md/sites/default/files/imag_file/Tendinte%20contemporane_Vol_I%2C%202017.pdf

Teze la foruri științifice conferințe internaționale si nationale:

10. OLOINIC, Tatiana The dynamic behavior of quantum dots laser under the influence of external optical feedback from five external cavities, NANO 2019 Conferința "SPINTECH Summerschool "S/F Hybrid Structures for Spintronics"" 2019, Chișinău, Moldova, 24-27 septembrie 2019 p.96 https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/93034
11. OLOINIC, T.; RUSU, S.; TRONCIU V. Complex dynamics of quantum dots lasers under the influence of external multiple optical feedback Conferința "International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics" Ediția 9, Chișinău, Moldova, 25-28 septembrie 2018 p.87 https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/70650
12. OLOINIC, T.; RUSU, S.; TRONCIU, V. Dynamics of quantum dots semiconductor lasers under the influence of double cavity feedback. Abstr. 59th Scientific Conference for Students of physics and Natural Sciences, Open Readings Vilnius, Lithuania, p. 196, 2016.
13. OLOINIC, T., RUSU, S. S; TRONCIU, V.Z. Chaos-based optical communication of semiconductor lasers with air gaps, International Conference Science and Society: the use

- of light. Humboldt Kolleg, Chisinau, 2015, p.31.
<https://www.repository.utm.md/handle/5014/20295?show=full>
14. SANDUȚA, A.; OLOINIC, T.; RUSU, S.S.; TRONCIU, V. Z. Synchronization of chaos of quantum dots lasers under the influence of external cavity optical feedback. International Conference Scienceand Society: the use of light. Humboldt Kolleg, Chisinau, 2015, p. 30.
<https://repository.utm.md/bitstream/handle/5014/20294/Workshop-Science-Society-Use-Light-2015-p-30.pdf?sequence=1>
 15. ANTOHI, I.; OLOINIC, T.; SANDUȚA, A.; RUSU, S.S.; TRONCIU, V.Z. Multi Sections Semiconductor Laserswith an Air Gap for Chaos Based Communication, International Conference Scienceand Society: the use of light. Humboldt Kolleg, Chisinau, 2015, p.28.
<https://repository.utm.md/bitstream/handle/5014/20292/Workshop-Science-Society-Use-Light-2015-p-28.pdf?sequence=1&isAllowed=y>
 16. OLOINIC, T.; RUSU, S.; TRONCIU, V. Nonlinear dynamics of quantum dots lasers under the influence of double cavity external feedback, NANO-2016: Ethical, Ecological and Social Problems of Nanoscienceand Nanotechnologies, p. 39-40, Chișinău, 2016.
https://ibn.idsi.md/sites/default/files/imag_file/39-40_22.pdf
 17. OLOINIC, T.; RUSU, S.S.; TRONCIU, V.Z. Chaos based communications with quantum dots lasers under the influence of multiple feedbacks, 8th International conference on materials science and condensed matter physics, p. 215, Chișinău, 2016
https://repository.utm.md/bitstream/handle/5014/9960/Conf_on%20Materials_Science%20Condens_Matter_2016_p215.pdf?sequence=1&isAllowed=y
 18. OLOINIC, T.; RUSU, S.S.; TRONCIU, V.Z. Chaos communication with quantum dots lasers under the influence of multiple feedback. Multidisciplinarity in Modern Science for theBenefit of Society, Chișinău, 21-22 septembrie, 2017, p.45.
<https://repository.utm.md/bitstream/handle/5014/18740/Workshop-Multidisciplinarity-Modern-Science-Benefit-Society-2017-p45.pdf?sequence=3&isAllowed=y>

MULȚUMIRI

Autoarea aduce sincere mulțumiri conducătorului științific, Prof. Univ., Dr. hab. Tronciu Vasile pentru îndrumare susținere constantă oferită în elaborarea prezentei teze de doctorat. Mulțumesc, colegilor de la UTM, USM și USMF, în special conf. univ., Dr. Dr. Spiridon Rusu, prof. univ., Dr. hab. Nica Denis, conf. univ., Dr. Ciobanu Nelu pentru lucrul comun. Aduc mulțumiri colectivului Departamentului Fizica, de la Universitatea Tehnică a Moldovei pentru sprijinul acordat. Mulțumesc ANCD care au susținut financiar realizarea tezei de doctorat și anume proiectului 15.817.02.22F „Proprietățile termoelectrice și optice ale materialelor nanostructurale și dispozitivelor cu puncte cuantice”.

Nu în ultimul rând aș dori să mulțumesc familiei mele pentru susținere.

Cu deosebit respect,

Tatiana Oloinic

Declarația privind asumarea răspunderii

Subsemnata, declar pe răspundere personală că materialele prezentate în teza de doctorat sunt rezultatul propriilor cercetări și realizări științifice. Conștientizez că, în caz contrar, urmează să suport consecințele în conformitate cu legislația în vigoare.

Oloinic Tatiana

Semnătura:

Data: 5 ianuarie 2025

CURRICULUM VITAE



Informații personale				
Nume, prenume	OLOINIC TATIANA			
Data nașterii	11.08.1987			
Sex	Feminin			
Adresă	str. Florilor 26, Republica Moldova			
Telefon	Serviciu: 022442035	Domiciliu: Florilor 26	Mobil: 078846402	Alte date de contact: 060553361
Fax				
E-mail	tatianaiftodii11@gmail.com			
Experiența profesională				
Perioada	2018 – prezent			
Funcția sau postul ocupat	lector universitar, Departamentul Fizica, Universitatea Tehnică a Moldovei			
Principalele activități și responsabilități	Predau un curs de fizică			
Perioada	2018 – 2019			
Funcția sau postul ocupat	profesoară de fizică în școală			
Principalele activități și responsabilități	Predau fizica			
Perioada	2017 – 2018			
Funcția sau postul ocupat	cercetător științific stagiar, inginer cat. I, Departamentul Fizica, Universitatea Tehnică a Moldovei			
Principalele activități și responsabilități	Îndrum studenții la efectuarea lucrărilor de laborator			
Perioada	2016 – 2017			
Funcția sau postul ocupat	specialist documentație studii, Direcția Doctorat și Postdoctorat, Universitatea Tehnică a Moldovei			

Principalele activități și responsabilități	Pregatesc acte de studii si nu numai
Perioada	2009 – 2016
Funcția sau postul ocupat	profesoară de fizică la școală, or. Chișinău
<i>Educație și formare</i>	
Perioada	2015 – 2018
Calificarea/ diploma, obținută	studii de doctorat la Universitatea Tehnică a Moldovei
Domenii principale studiate / competențe dobândite	specialitatea Fizică matematică
Perioada	2010 – 2012
Calificarea/ diploma, obținută	studii de masterat la universitatea Academiei de Științe a Moldovei, Facultatea Fizică,
Domenii principale studiate / competențe dobândite	specialitatea Fizică teoretică
Perioada	2006 – 2010
Calificarea/ diploma, obținută	studii de licență la Universitatea de Stat din Moldova
Domenii principale studiate / competențe dobândite	Facultatea Fizică, specialitatea Fizică Teoretică

Aptitudini și competențe personale

Limba maternă	română			
Limbi străine cunoscute	Limba rusă	Citirea	Scrierea	Vorbirea
	Excelent	☐	☐	☐
	Bine	☒	☒	☒
	Satisfăcător	☐	☐	☐

	Slab	☐	☐	☐
Limbi străine cunoscute	Limba <u>franceză</u>	Citirea	Scrierea	Vorbirea
	Excelent	☐	☐	☐
	Bine	✓	✓	☐
	Satisfăcător	☐	☐	✓
	Slab	☐	☐	☐

Competențe și aptitudini organizatorice	Comunicabilă, responsabilă, competentă, sociabilă
Competențe și cunoștințe de utilizare a calculatorului	spirit de inițiativă, bun organizator
Alte competențe și aptitudini relevante funcției	MS Office (Word, Excel, Power Point), Windows

Data completării _____ 2026

Semnătura personală _____