

UNIVERSITATEA TEHNICĂ A MOLDOVEI

Departamentul Fizică



Cu titlu de manuscris

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

GRIGORIEV EUGENIU

PROPRIETĂȚILE LASERELOR SEMICONDUCTOARE CU MAI MULTE
SECȚIUNI ȘI FEEDBACK OPTIC EXTERIOR

131.03 – FIZICĂ STATISTICĂ ȘI CINETICĂ

Teză de doctor în fizică

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

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

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

Denis Nica Denis NICA conf. cerc., dr. hab. în șt. fizice

Autor: Eugeniu Grigoriev Eugeniu GRIGORIEV

© Grigoriev Eugeniu, 2025

CUPRINS

ADNOTARE	5
SUMMARY	6
АННОТАЦИЯ	7
LISTA TABELELOR	8
LISTA FIGURILOR	9
LISTA ABREVIERILOR	13
INTRODUCERE	14
1.LASERE SEMICONDUCTOARE. TRECEREA ÎN REVISTĂ A LITARATURII	24
1.1 Istoricul laserelor semiconductoare. Realizarea practică și tipurile de laser.....	24
1.2 Considerații practice.....	25
1.3 Teoria, conceptul și proprietățile laserelor semiconductoare	31
1.4 Concluzii.....	43
2.STĂRI STAȚIONARE ALE LASERULUI CU MEDIU ACTIV PUNCTE CUANTICE CU FEEDBACK OPTIC	45
2.1 Introducere.....	45
2.2 Structura laserului. Modelul și ecuațiile.....	47
2.3 Analiza cazului staționar.....	49
2.4 Calcule numerice	51
2.5 Concluzii la Capitolul 2.....	56
3. INVESTIGAREA PROPRIETĂȚILOR DINAMICE A LASERELOR ÎNCORPORATE CU SECȚIUNEA DBR SUB INFLUENȚA FEEDBACKULUI OPTIC EXTERN	57
3.1 Cadrul teoretic al investigațiilor laserelor cu reflectoare Bragg distribuite.....	57
3.2 Schema laserului DBR cu feedback optic. Parametrii simulărilor numerice.....	58
3.3 Modelul matematic al laserului DBR supus feedbackului optic extern.....	60
3.3 Rezultatele analizei bifurcațiilor.....	63
3.4 Concluzii la Capitolul 3.....	75
4. CARACTERISTICILE AMPLIFICATOARELOR MONOLITICE MULTISECȚIONALE DE PUTERE ÎNALTĂ	77

4.1 Cadrul teoretic al dispozitivelor de putere înaltă.....	77
4.2 Rezultatele experimentale ale laserului cu mai multe secțiuni de tipul MOPA.....	78
4.3 Modelul numeric și parametrii MOPA.....	80
4.4 Rezultatele numerice ale părților componente MO și CON.....	84
4.5 Structura simplificată a laserului și compararea rezultatelor teoretice cu cele experimentale.....	91
4.6 Concluzii la Capitolul 4.....	96
5. GENERAREA AUTOPULSAȚIILOR ȘI IMPULSURILOR CU AJUTORUL DIFERITOR TIPURI DE LASERE SEMICONDUCTOARE	98
5.1 Lasere cu autopulsații și impulsuri scurte.....	98
5.2 Structura laserului InGaN și ecuațiile.....	100
5.3 Autopulsații obținute în rezultatul calculului numeric.....	101
5.4 Structura și ecuațiile laserului pentru generarea de impulsuri scurte.....	107
5.5 Impulsuri scurte obținute cu calcul numeric.....	109
5.6 Concluzii la Capitolul 5.....	113
CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI.....	114
BIBLIOGRAFIE.....	116
MULȚUMIRI.....	133
Declarație privind asumarea răspunderii.....	134
CURRICULUM VITAE.....	135

ADNOTARE

la teza „**Proprietățile laserelor semiconductoare cu mai multe secțiuni și feedback optic exterior**”, prezentată de Eugeniu Grigoriev pentru conferirea gradului de doctor în științe fizice la specialitatea 131.03 „Fizică statistică și cinetică”. Chișinău, 2025.

Structura tezei include: introducere, 5 capitole, concluzii generale și recomandări. Teza se expune pe 137 pagini, bibliografia care constă din 136 titluri, 3 tabele și 64 figuri. Rezultatele prezentate în teză sunt publicate în 16 lucrări științifice.

Cuvinte cheie: lasere semiconductoare, bifurcații, dinamica complexă, feedback optic, MOPA, lasere DFB și DBR, puncte cuantice.

Domeniul de studiu: Fizica laserelor.

Scopul tezei: dezvoltarea și extinderea studiului teoretic al dinamicii neliniare a laserelor semiconductoare cu multi-secțiuni sub influența feedback-ului optic exterior, precum și prezentarea de noi dispozitive cu diferite topologii și stabilirea criteriilor de utilizare a lor în diferite domenii precum, comunicarea optică, spectroscopie, metrologie cuantică, medicină, etc.

Obiectivele: Ajustarea modelului teoretic al laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice la acțiunea unui feedback optic ce provine de la un rezonator Fabry Perot exterior. Elaborarea teoriei laserelor cu reflectoare Bragg distribuite DBR care permit funcționarea în regimul unui singur mod longitudinal cu o lățime a liniei spectrale îngustă, care se află sub influența feedback-ului optic extern. Elaborarea unui model nou cu parametri geometrici și de material dependenți de lungimea de undă a modului primar. Studiul comportamentului dispozitivelor de putere înaltă cu emisie spectrală în bandă îngustă și difracție spațială limitată, așa numitele amplificatoare de putere cu oscilator master integrat monolitic (MOPA). Determinarea mecanismului influenței pompajului dintr-o secțiune asupra secțiunilor alăturate prin încălzirea termică. Investigarea teoretică a colapsului emisiei dispozitivului MOPA observat experimental. Compararea rezultatelor teoretice cu cele experimentale disponibile. Studiarea dinamicii diferitor tipuri de lasere care generează autopulsații și serii de impulsuri de scurtă durată.

Noutatea și originalitatea științifică a rezultatelor: A fost aplicat un model teoretic pentru structura laserului cu puncte cuantice cu feedback dublu și secțiune aer între rezonatoare. Acest model permite obținerea distribuției stărilor staționare a modurilor cavității exterioare în planul diferitor parametri. S-a elaborat teoria laserelor cu reflectoare DBR în regim de funcționare a unui singur mod longitudinal cu o lățime a liniei spectrale îngustă, având parametrii principali ai laserului dependenți de lungimea de undă a modului primar. A fost studiat teoretic mecanismul influenței pompajului din secțiunea PA asupra secțiunii MO prin încălzirea termică a unui dispozitiv multisețional MOPA. A fost confirmat teoretic colapsul emisiei dispozitivului MOPA observat experimental. S-a studiat comportamentul cu atopulsații și de generare a impulsurilor scurte a diferitor tipuri de lasere. S-a determinat mecanismul de generare a impulsurilor de scurtă durată a unui laser de tip DFB.

Problema științifică soluționată constă în propuneri de noi structuri - laser cu mediu activ gropi și puncte cuantice, cu proprietăți controlabile. În rezultatul simulărilor numerice s-au obținut parametri pentru funcționarea adecvată a sistemelor analizate cu utilizare ulterioară în diferite domenii precum spectroscopie, comunicații, medicină, etc.

Semnificația teoretică și aplicativă: În lucrare sunt elaborate modele adaptate teoretic la noi structuri laser cu puncte cuantice și gropi cuantice cu feedback optic și diverse secțiuni. Aceste modele și rezultate teoretice facilitează realizarea experimentală a dispozitivelor studiate în teză pentru îmbunătățirea caracteristicilor lor.

Implementarea rezultatelor științifice: rezultatele acestei teze au fost cu succes implementate în realizarea proiectului din cadrul Programelor de Stat cu cifrul #20.80009.5007.08.

SUMMARY

to the thesis "**Properties of multi-section semiconductor lasers under external optical feedback.**", presented by Eugeniu Grigoriev for the conferment of the degree of doctor in physical sciences in the specialty **131.03 "Physics of statistics and kinetics "**. Chisinau, 2025. **Dissertation structure** includes: introduction, 5 chapters, general conclusions and recommendations. The thesis is presented on 137 pages, the bibliography which consists of 136 titles, 3 tables and 64 figures the results presented in the thesis are published in 16 scientific papers.

Keywords: Semiconductor lasers, bifurcations, complex dynamics, optical feedback, MOPA, DFB lasers, DBR lasers.

Fields of study: Physics of lasers.

Aim of the work: The development and expansion of the theoretical study of the nonlinear dynamics of semiconductor lasers with active medium wells and quantum dots, as well as the presentation of new devices with different topologies and the establishment of their fields of use in different fields such as optical communication, spectroscopy, quantum metrology, etc.

The objectives: Adjustment of the theoretical model of the semiconductor laser with active medium quantum dots to the action of an optical feedback originating from an external Fabry Perot resonator. Development of the theory of DBR distributed Bragg reflector lasers that enable operation in the regime of a single longitudinal mode with a narrow spectral linewidth, which is under the influence of external optical feedback. New model having the main parameters dependent on the wavelength of the primary mode. Study of the behaviour of high-power devices with narrow-band spectral emission and limited spatial diffraction, the so-called monolithic master integrated oscillator power amplifiers (MOPA). Determination of the mechanism of the influence of pumping from the PA section on the MO section through thermal heating. Theoretical investigation of experimentally observed MOPA device emission collapse. Comparison of theoretical and experimental results. Studying the dynamics of different types of lasers that generate self-pulsations and bursts of short duration pulses.

Novelty and scientific originality: A theoretical model was applied for the structure of the quantum dot laser with double feedback and air section between the resonators. This model allows obtaining the distribution of the stationary states, that is, modes of the external cavity in the plane of different parameters. The theory of lasers with DBR reflectors in the mode of operation of a single longitudinal mode with a narrow spectral line width was developed, having the main parameters of laser dependent on the wavelength of primary mode. The mechanism of the influence of pumping from the PA section on the MO section through thermal heating of a multi-section MOPA device was theoretically studied. It was theoretically confirmed the collapse of the MOPA device emission observed experimentally. The self-pulsation and short pulse generation behaviour of different types of lasers was studied. The mechanism of generating short duration pulses of a DFB type laser was determined.

The solved scientific problem: consists in proposals of the new laser structures, with active medium both pits and quantum dots, with controllable properties. As a result of the numerical simulations, parameters were obtained for the proper operation of the analysed systems with use in spectroscopy, optical communication, medicine, etc.

Theoretical significance and practical value of the work: In this work, the models are developed theoretically adapted to new laser structures with quantum dots and quantum pits with optical feedback and various sections. Facilitates the experimental realization of the devices studied in the thesis to improve their characteristics based on the theoretical results obtained in the thesis.

The implementation of the scientific results: the studies presented in this thesis were successfully implemented within the project of State Programs #20.80009.5007.08.

АННОТАЦИЯ

на диссертацию « Свойства многосекционных полупроводниковых лазеров под действием внешней оптической обратной связи.», представленную Евгением Григорьевым на соискание ученой степени доктора физических наук по специальности 131.03 «Физика статистики и кинетики» ».

Структура диссертации: введение, 5 глав, общие выводы и рекомендации. Диссертация представлена на 137 страницах, библиография содержит 136 наименований, 2 таблиц и 64 рисунков. Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в 16 научных статьях.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, бифуркации, сложная динамика, обратная связь, МOPA, DFB лазеры. DBR лазеры.

Область исследования: Физика лазеров.

Цель диссертации: развитие и продолжение теоретического исследования нелинейной динамики полупроводниковых лазеров с активной средой квантовые ямы и точки, а также представление новых устройств с различной топологией с целью их использования в различных областях, таких как оптическая связь, спектроскопия, квантовая метрология, медицина и т. д.

Задачи: Адаптация теоретической модели полупроводникового лазера с активной средой квантовые точки для случая действия оптической обратной связи от внешнего резонатора Фабри Перо. Разработка теории лазеров с распределенными брэгговскими отражателями (ДБР), обеспечивающих работу в режиме одной продольной моды с узкой спектральной шириной линии, находящейся под влиянием внешней оптической обратной связи. Разработка новой модели с зависящими от длины волны геометрическими и материальными параметрами основной моды. Исследование поведения мощных устройств с узкополосным спектральным излучением и ограниченной пространственной дифракцией, так называемых монолитных задающих интегральных генераторных усилителей мощности (МОПА). Определение механизма влияния накачки в одной секции на соседние посредством теплового нагрева. Теоретическое исследование экспериментально наблюдаемого коллапса эмиссии устройства МОПА. Сравнение теоретических результатов с доступными экспериментальными. Исследование динамики различных типов лазеров, генерирующих автопульсации и всплески коротких импульсов.

Новизна и научная оригинальность результатов: Применена теоретическая модель структуры лазера на квантовых точках с двойной обратной связью и воздушным пространством между резонаторами. Эта модель позволяет получить распределение стационарных состояний, то есть мод внешнего резонатора в плоскости различных параметров. Развита теория лазеров с рефлекторами ДБР в режиме работы одной продольной моды с узкой спектральной шириной линии, при которой основные параметры лазера зависят от длины волны первичной моды. Теоретически исследован механизм влияния накачки из секции ПА на секцию МО посредством теплового нагрева многосекционного устройства МОПА. Теоретически подтвержден наблюдаемый экспериментально коллапс излучения устройства МОПА. Изучено поведение с автопульсациями и генерации коротких импульсов различных типов лазеров. Определен механизм генерации коротких импульсов ДФБ-лазера.

Решенная научная задача состоит в предложении новых лазерных структур с активной средой квантовые ямы и точки, с управляемыми свойствами. В результате численного моделирования были получены параметры для правильной работы анализируемых систем с последующим использованием в различных областях, таких как спектроскопия, медицина и т. д.

Теоретическая и прикладная значимость:

В работе разработаны теоретические модели, адаптированные к новым лазерным структурам с квантовыми точками и квантовыми ямами с оптической обратной связью и разными секциями. Эти модели и полученные теоретические результаты облегчают экспериментальную реализацию устройств, изучаемых в диссертации, для улучшения их характеристик.

Внедрение научных результатов: исследования, представленные в данной диссертации, были успешно внедрены в рамках проекта Государственной программы 20.80009.5007.08.

LISTA TABELELOR

Tabelul nr. 3.1 Parametrii laserului DBR.

Tabelul nr. 4.1 Parametrii laserului MOPA.

Tabelul nr. 4.2 Parametrii laserului MOPA simplificat.

LISTA FIGURILOR

Fig. 1.1 Schema laserului Fabry Perot.
Fig. 1.2 Sus - dioda laser homojoncțiune. Jos - dioda laser cu dublă heterostructură de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP.
Fig. 1.3 Stânga - o imagine a unei singure gropi cuantice, care arată cum sunt electronii și găurile limitate în groapa cuantică dând naștere la niveluri de energie cuantificate. Dreapta - schemă a unui laser cu mai multe gropi cuantice.
Fig. 1.4 Schema laserului DFB.
Fig. 1.5 Schema laserului DBR.
Fig. 1.6 Ilustrare schematică a densității stărilor în funcție de energie pentru structura de volum (3D), structuri cuantice, gropi cuantice (2D), fir cuantic (1D) și puncte cuantice (0D). Liniile roșii întrerupte pentru (2D), (1D) și (0D) descriu densitatea stărilor pentru structura de volum (3D).
Fig. 1.7 Diagrama schematică a laserelor cu puncte cuantice.
Fig. 1.8 Laserul semiconductor de tip Fabry-Perot sub acțiunea feedback-ului optic.
Fig. 1.9 Schema atractorilor pentru un nivel de feedback în cazul feedback-ului moderat spre puternic. Triunghiurile reprezintă antimoduri, iar crucile reprezintă puncte fixe care au devenit instabile prin bifurcații.
Fig. 1.10 Evoluția în timp a puterii emergente și spectrul rf pentru $J=1.5J_{th}$ și lungimea cavității exterioare $L = 30$ cm. (a) intensități mici ale feedback-ului, (b) perioada-1 a oscilațiilor pentru feedback potrivit, și (c) oscilații haotice pentru feedback puternic.
Fig. 1.11 Dependența capacității de stocare a discurilor de lungimea de undă laser.
Fig. 1.12 Ilustrație schematică a laserului InGaN albastru-violet cu un absorbant saturabil încorporat.
Fig. 1.13 (a) Evoluția în timp a puterii emergente măsurate în experiment și (b), calcule numerice.
Fig. 1.14 (a) Caracteristicile putere-curent ale oscilatorului principal măsurate înainte (linie continuă) și în spatele (linia întreruptă) izolatorului. (b) Spectrul optic al oscilatorului principal pentru un curent de 70 mA.
Fig. 1.15 Vedere schematică a DFB MOPA.
Fig. 1.16 Sus: Cartografierea spectrelor optice măsurate în experiment. Jos: calcule numerice.
Fig. 1.17 (a) Schema fotodetectorului RTD și cipurile semiconductoare LD care formează dispozitivul optoelectronic excitabil RTD-LD. Inserția este secțiunea transversală care arată structura epi-strat a RTD. (b) Caracteristicile experimentale I-V ale potrivirii modelului LD, RTD-LD și I-V. (c) Model electric echivalent al circuitului RTD-LD. (d) Impulsuri excitabile atât în ieșirile electrice, cât și în cele optice RTD-LD, declanșate fie de semnale de intrare pătrate, fie de impuls la $V_{dc} = 2,9$ V.
Fig. 2.1. Schema laserului cu puncte cuantice: R_1 - coeficientul de reflexie al oglinzii mai apropiate de laser; R_2 - coeficientul de reflexie al oglinzii mai îndepărtate; L - lungimea laserului; l - distanța dintre laser și rezonator; L_{FP} - lungimea rezonatorului Fabry-Perot. Curentul este injectat numai în regiunea activă.
Fig. 2.2. Distribuția MCE în planul a doi parametri $(N_s - \omega_s)$ pentru a) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 5$, (b) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 7.9$, c) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 10$, (d) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 15$. $\tau_1 = 0.2$, $\tau_2 = 0.5$, $\psi = \pi$.

Fig. 2.3. Distribuția MCE în planul a doi parametri $(N_s - \omega_s)$ pentru (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$, (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 15$, (c) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$. $\tau_1 = 0.2, \tau_2 = 0.5, \psi = \pi$.
Fig. 2.4. Distribuția MCE în planul a doi parametri $(N_s - \omega_s)$ pentru (a) $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 5$, (b) $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 10$, (c) $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 15$, $\tau_1 = 0.2, \tau_2 = 0.5$.
Fig. 2.5. Distribuția MCE în planul a doi parametri $(N_s - \omega_s)$ pentru $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 5$, și (a) $\psi = 0$, (b) $\psi = \pi/2$, (c) $\psi = \pi$, (d) $\psi = 3\pi/2$. Alți parametri $\tau_1 = 0.2, \tau_2 = 0.5$.
Fig. 3.1. Schema laserului DBR cu feedback extern.
Fig. 3.2. Spectrele de reflexie ale laserului DBR.
Fig. 3.3. Dependența factorului Henry de lungimea de undă a modului solitar, pentru parametri din Tabelul 3.1.
Fig. 3.4. Modelul LK versus modelul complet pentru reflectivitate feedback-ului $R = 10^{-4}$. Lungimea secțiunii active $L_a = 1,0$ mm.
Fig. 3.5. Dependența factorului amplificării de prag de lungimea de undă a modului staționar, adică distribuția modurilor cavității exterioare.
Fig. 3.6. Dependența lungimilor de undă în staționar de lungimea de undă a modei solitare.
Fig. 3.7 Dependența pragului amplificării modei staționare de variația lungimii de undă solitară.
Fig. 3.8. Curba modurilor cavității externe pentru o lungime a secțiunilor active $L_a = 1$ mm ($I_{tr} = 0,013$ A, $I_{th} = 0,0262$ A și $I = 0,0524$ A) și reflectivitatea fațetei externe $R = 10^{-4}$. Linia verde continuă corespunde stării staționare stabile, iar linia albastră – stării staționare instabile. Cercul gri bifurcarea nod-șa pentru $R = 10^{-4}$. Bifurcarea nod-șa redată de linia gri este pentru orice reflectivitate. Pătrat – bifurcarea Hopf.
Fig. 3.9. Soluțiile ecuației caracteristice a sistemului (3.1)-(3.2) pentru diferite regiuni din Fig. 3.7.
Fig. 3.10. Bifurcarea nod-Șa pentru diferite lungimi a cavității regiunii active (a) $L_a = 0,5$ mm, (b) $L_a = 1,0$ mm (c) $L_a = 3,0$ mm.
Fig. 3.11. Bifurcarea Hopf în planul a doi parametri (reflectivitatea externă R - fază externă ϕ/π). (a) $L_a = 0,5$ mm, (b) $L_a = 1,0$ mm, (c) $L_a = 3,0$ mm.
Fig. 3.12. Lungimea de undă a modului staționar în dependență de lungimea de undă a modului solitar pentru diferite lungimi ale regiunii active (a) $L_a = 0.5$ mm, (b) $L_a = 1$ mm, (c) $L_a = 3$ mm și pentru $R = 10^{-4}$.
Fig. 3.13. Lungimea de undă în dependență de modul staționar, de faza externă ϕ pentru diferite valori ale dezacordului $\Delta\lambda$, (a) $\Delta\lambda = 100$ pm, (b) $\Delta\lambda = 0$, (c) $\Delta\lambda = 100$ pm. Simbolurile și culorile liniilor sunt similare cu cele din Fig. 3.7. Lungimea de undă în modul staționar în dependență de modul solitar pentru $L_a = 1$ mm și $R = 10^{-4}$. Faza ϕ este fixată la zero.
Fig. 3.14. Bifurcația Hopf pentru diferite lungimi a mediului activ (a) $L = 0.5$ mm, (b) $L = 3$ mm.
Fig. 4.1. Vizualizarea schematică a dispozitivului DBR MOPA în care sunt indicate lungimile secțiunilor și curenții din ele. Curentul IPA injectat în amplificatorul de putere este setat la zero.
Fig. 4.2. Rezultate experimentale. (a) Puterea optică la ieșire în funcție de curentul secțiunii MO. Curentul în secțiunile PA și CON este zero. (b) Puterea optică la emisie în funcție de curentul secțiunii CON.
Fig. 4.3. (a) Puterea de ieșire a semnalului din laser calculată în funcție de curentul injectat în secțiunea de amplificare G a părții MO. (b) Cartografierea pseudo-coloră a

densităților spectrale optice (în dB) în funcție de curentul în regiunea G a părții MO. Curenții în secțiunile PA și CON sunt egali cu zero. Reflectivitatea fațetei frontale este egală cu zero.
Fig. 4.4. Puterea de ieșire a semnalului din laser în dependență de curentul injectat în secțiunea de control pentru diferiți curenți ai secțiunii G a regiunii MO. Alți parametri sunt similari celor din Fig. 4.3. Coeficientul de reflexie a fațetei frontale a laserului este egal cu zero.
Fig. 4.5. Cartografierea pseudo-coloră ale densităților spectrale optice (în dB) în funcție de curentul injectat în secțiunea de control CON și de lungime de undă pentru aceiași parametri și curenți MO ca în Fig. 4.4, (a), (b), (c). Fundalul zgomotos este alb.
Fig. 4.6. Spectrele optice (linii negre) și spectre de reflexie ale DBR1 (albastru) și DBR2 (roșu) pentru diferite regiuni din Fig. 4.5, (c).
Fig. 4.7. Puterea de ieșire a semnalului din laser în dependență de curentul injectat în secțiunea de control CON pentru (a), (b), (c), (d). Alți parametri.
Fig. 4.8. Evoluția în timp a puterii emergente pentru diferiți curenți injectați și diferiți coeficienți de reflecție (a) $I_{CON} = 0,255 \text{ A}$, $R_f = 0$; (b) $I_{CON} = 0,25 \text{ A}$, $R_f = 10^{-4}$.
Fig. 4.9. Configurația laserului DBR MOPA cu mai multe secțiuni. Curentul injectat în secțiunea MO este fixat. Curentul injectat în secțiunea PA și reflectivitatea fațetei frontale a PA pot fi variate.
Fig. 4.10. Dependența puterii semnalului de ieșire din laser de curentul injectat în amplificatorul de putere PA: roșu – calcule numerice, negru – date experimentale. Curentul injectat în regiunea MO este de 200 mA. Coeficientul de reflexie a fațetei frontale este zero ($R = 0$).
Fig. 4.11. Puterea de ieșire în dependență de curentul de injecție în secțiunea amplificatorului PA pentru două valori ale coeficientului de reflexie ale fațetei frontale. Curentul injectat în secțiunea MO este fixat la 200 mA: (a) experiment, (b) calcule numerice.
Fig. 4.12. Caracteristici putere-curent simulate pentru diferite valori ale coeficientului de reflexie a fațetei frontale.
Fig. 5.1. Schema laserului InGaN.
Fig. 5.2. Dependența puterii emergente de intensitatea curentului injectat. Stările staționare instabile sunt prezentate prin linii punctate, iar cele stabile prin linii continue. Bifurcația Hopf este marcată cu pătrat.
Fig. 5.3. Diagrama bifurcațiilor pentru o lungime a rezonatorului de 650 μm . Regiunea de autopulsații în planul coeficientului de amplificare diferențială în funcție de curentul injectat (regiunea verde). Valoarea de prag a curentului este indicată cu linia roșie. Linia neagră indică bifurcația Hopf.
Fig. 5.4. Influența grosimii absorbantului de saturație asupra regiunilor de autopulsații. Prin linii punctate sunt redați curenții de prag pentru un laser cu lungimea cavității de 650 μm și diferite grosimi ale absorbantului. Linii solide – bifurcația Hopf.
Fig. 5.5. Influența timpului de viață a purtătorilor de sarcină în absorbant asupra regiunii de autopulsații. Linii solide – bifurcația Hopf.
Fig. 5.6 Influența coeficientul amplificării diferențiale asupra regiunii de autopulsații. Linii solide - bifurcația Hopf.
Fig. 5.7. Regiunea autopulsațiilor pentru diferite valori ale coeficientului de reflexie al fațetei din spate a laserului.
Fig. 5.8. Frecvența autopulsațiilor pentru regiunea autopulsațiilor în planul lungimea laserului-curentul injectat.

Fig. 5.9. Variația frecvenței autopulsațiilor în planul: lungimea rezonatorului în funcție de (a) coeficientul amplificării diferențiale în absorbant și (b) timpul de viață al purtătorilor de sarcină în absorbant. Intensitatea curentului este de 150 mA
Fig. 5.10. Laserul DFB cu reflector pasiv dispersiv adițional în direcție longitudinală. Curentul principal injectat este aplicat secțiunii active. Curentul de control este aplicat secțiunii de fază pentru variația dezacordului n_0 .
Fig. 5.11. Dependențele K și G de n din ecuațiile (5.8) și (5.9) pentru următorii parametri: $A = 10$, $W = 0,02$, $n_0 = 0,0005$, $\alpha = 0,05$ și $\Delta n = 0,05$.
Fig.a 5.12. (a) Evoluția în timp a numărului de fotoni P pentru diferite valori ale parametrului T . (b) portretele de fază în planul ($P - n$). Parametrii sunt aceiași ca în Fig. 5.9.
Fig. 5.13. Dependența numărului maxim de fotoni la ieșire de perturbația aplicată. Parametrul $T = 500$.
Fig. 5.14. Dependența numărului de fotoni P de timp pentru diferite valori ale perturbației aplicate. (a) Amplitudine = 0,2, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,5 ns, linie roșie, (b) Amplitudine = 0,5, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,5 ns, linie albastră.
Fig. 5.15. Dependența numărului de fotoni P de timp pentru diferite valori ale perturbației aplicate pentru: (a) Amplitudine = 0,22, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,5 ns, linie roșie, (b) Amplitudine = 1, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,25 ns, linie albastră.

LISTA ABREVIERILOR

FO - Feedback Optic

FOC - Feedback Optic Convențional

FOF - Feedback Optic cu Filtru

UC - Unde Continui

AP - Autopulsații

FP - Fabry-Perot

MCE - Moduri ale Cavității Exterioare

MMCE - Multi Moduri ale Cavității Exterioare

DFB - Laser cu Feedback Distribuit

DBR - Laser cu Reflector Bragg Distribuit

PA - Amplificatoare de Putere

MO - Oscilator Master

MOPA - Master Oscilator cu Putere de Amplificare

RW - Ghid de Undă

CON - Secțiune de Control

MUP - Modelului Undelor Progressive

LDSL - Dinamica Longitudinală a Laserelor Semiconductorilor

LS - Lasere cu Semiconductoare

ODE - Ecuații Diferențiale Ordinare

DDE - Ecuații Diferențiale cu Întârziere

AUTO - Pachetul Software Pentru Ecuații Diferențiale Ordinare

DDE-biftool - Pachetul Software Pentru Ecuații Diferențiale cu Întârziere

AS - Absorbant de Saturație

RPD - Reflector Pasiv Dispersiv

AM - Anti-Moduri

INTRODUCERE

Actualitatea temei și importanța problemei investigate

Laserele semiconductoare cu mediul activ gropi și puncte cuantice reprezintă o clasă inovatoare de dispozitive optoelectronice care utilizează structuri cu mai multe secțiuni, oferind avantaje semnificative în eficiență și performanță, un spectru de emisie mai îngust și stabilitate termică îmbunătățită în comparație cu laserele tradiționale. Principala lor caracteristică constă în capacitatea de obținere a unor emisii de lumină cu spectru mai îngust și o eficiență îmbunătățită, esențială pentru diverse aplicații, de la comunicațiile optice la tehnologiile cuantice. Cu toate aceste avantaje, dezvoltarea și implementarea laserelor semiconductoare implică tehnologii complexe de creștere a structurilor cu mai multe secțiuni, minimizând pierderile de energie și avansând în structuri fără impurități. Laserele semiconductoare sunt utilizate deja în domenii precum biofizica, medicina, spectroscopie etc. Fabricarea laserelor semiconductoare se bazează pe tehnici care permit depuneri de straturi foarte subțiri, uneori cu o singură groapă cuantică. Controlul dimensiunilor părților componente ale mediului activ gropi sau puncte cuantice este esențială pentru obținerea performanțelor laserelor, necesare pentru aplicațiile menționate mai sus. Dezvoltarea continuă în acest domeniu promite să aducă noi inovații și aplicații în viitorul tehnologiei laserelor și optoelectronicii.

O problemă cu care se confruntă la moment domeniul laserelor semiconductoare este variabilitatea și reproductibilitatea în fabricarea laserelor, reducerea pierderilor de energie prin procese non-radiaționale. Aceste procese de recombinare non-radiaționale pot afecta eficiența și performanța laserelor prin degradare și pierderea stabilității termice. Menționăm că, laserele cu mai multe secțiuni, fiind sensibile la fluctuațiile de temperatură în unele secțiuni, pot afecta performanța lor. Astfel, integrarea fără costuri mari ale noilor produse laser în tehnologiile optoelectronice existente este obiect de studiu important pentru aplicațiile practice.

Ținem să menționăm unele direcții de perspectivă pentru laserele semiconductoare precum dezvoltarea tehnologiilor cuantice, cum ar fi computerele cuantice și criptografia cuantică, prin îmbunătățirea controlului și manipulării fotonice la nivel cuantic, comunicații optice de înaltă viteză, care oferă transfer de date de înaltă capacitate, aplicații medicale și biotehnologice prin imagistică biomedicală și tratamentele non-invazive. Nu în ultimul rând, laserele semiconductoare pot fi integrate în senzori optici de înaltă precizie pentru detectarea și măsurarea unei game diverse de parametri, cum ar fi temperatură, presiune în gaze și substanțe chimice etc. Cercetările din acest domeniu nu numai că aduc inovație, dar au și un impact semnificativ asupra cunoștințelor din domeniul științelor fundamentale.

Descrierea situației în domeniul de cercetare și identificarea problemelor de cercetare

Situația în domeniul cercetărilor teoretice privind laserele semiconductoare este una dinamică și atrage un interes semnificativ din partea comunității științifice și industriale, datorită potențialului lor de a revoluționa tehnologia optoelectronică. Aspecte precum îmbunătățirea eficienței și performanței laserelor, optimizarea proceselor de fabricație și integrarea acestor dispozitive în sistemele existente sunt în discuții permanente în diferite centre de cercetare atât naționale, cât și internaționale. Un aspect crucial în cercetarea laserelor semiconductoare este utilizarea de noi materiale semiconductoare care să ofere performanțe îmbunătățite. Aceste eforturi necesită o înțelegere profundă a fenomenelor cuantice care au loc în straturile cu mai multe secțiuni și cu mediu activ gropi sau puncte cuantice și o abordare integrată care combină expertiza în fizică, inginerie și chimie. Cercetările din domeniul laserelor semiconductoare se concentrează în ultimul timp asupra dezvoltării de noi materiale semiconductoare cu proprietăți optoelectronice îmbunătățite pentru utilizarea lor în producerea laserelor. Optimizarea dimensiunilor și compoziției mediului activ pentru a obține emisii de lumină conduce la apariția dispozitivelor cu caracteristici specifice. Aceasta poate implica utilizarea tehnicilor avansate de fabricație pentru a controla grosimea, lungimea și compoziția chimică a mediului activ. O altă preocupare majoră este îmbunătățirea eficienței și stabilității emisiei de laser. La momentul formulării problemei de cercetare a acestei teze, au fost identificate diferite probleme care existau în explicarea rezultatelor experimentale din domeniul cercetării. Unele fenomene nu puteau fi explicate cu modelele teoretice existente. Astfel a fost necesară elaborarea de noi modele care ar putea explica rezultatele experimentale. Nu în ultimul rând, explorarea noilor aplicații și tehnologii precum comunicațiile optice de mare viteză, senzorii optici de înaltă precizie, imagistica medicală și tehnologiile cuantice au impulsat cercetările teoretice. În final menționăm că, utilizarea simulărilor numerice avansate ajută la evaluarea structurilor cu caracteristici performante care ulterior sunt realizate în experimente. Cooperarea între experimenterii, teoreticienii și parteneriate cu industria conduc la identificarea potențialului aplicațiilor noi și emergente ale laserelor cu semiconductori. În ultimele decenii, laserele semiconductoare prezintă interes științific substanțial deoarece sunt folosite pe larg în diferite experimente a fenomenelor noi din fizică, precum și fenomene din dinamica neliniară.

În concluzie, situația actuală în domeniul cercetării laserelor semiconductoare este una dinamică, în care progresele remarcabile sunt însoțite de provocări tehnologice semnificative.

Scopul tezei constă în studiul teoretic al comportamentului staționar și dinamic al laserelor semiconductoare cu mai multe secțiuni și feedback optic, propunerea de noi dispozitive cu diferite topologii, analiza bifurcațiilor și a scenariilor ce conduc la apariția instabilităților și propunerea de modalități de evitare ale lor, elaborarea programelor de calcul pentru efectuarea simulărilor numerice, explicarea teoretică a fenomenelor observate în experimente, stabilirea domeniilor de utilizare ale noilor structuri laser în comunicarea optică, spectroscopie, metrologie cuantică, medicină, etc.

Obiectivele cercetării

1. Ajustarea modelului teoretic al laserului semiconductor cu mediu activ puncte cuantice la acțiunea unui feedback optic care provine de la un rezonator Fabry Perot situat în exteriorul laserului. Obținerea stărilor staționare ale laserului în cazul prezenței unui strat de aer între rezonator și mediul activ. Trasarea distribuțiilor modurilor cavității exterioare în planul diferitor parametri. Stabilirea condițiilor optime de funcționare a laserului în regim de unde continue.
2. Elaborarea modelului teoretic al comportamentului laserelor cu reflectoare Bragg distribuite DBR (eng. Distributed Bragg Reflector) care permit funcționarea în regimul unui singur mod longitudinal cu o linie spectrală îngustă. Studiul teoretic al proprietăților dinamice ale unui laser cu secțiunea DBR încorporată care se află sub influența feedbackului optic extern. Propunerea unui model având parametrii principali dependenți de lungimea de undă a modului primar. Identificarea naturii bifurcațiilor care apar într-un astfel de sistem. Trasarea regiunilor cu instabilități în planul diferitor parametri de material și geometrici ai laserului.
3. Studiul comportamentului dispozitivelor de putere înaltă cu emisie spectrală în bandă îngustată și difracție spațială limitată, așa numitele amplificatoare de putere (PA) cu oscilator master (MO) integrat monolitic (englez MOPA). Determinarea mecanismului influenței pompajului din secțiunea PA asupra secțiunii MO prin încălzirea termică. Investigarea teoretică a colapsului emisiei dispozitivului MOPA observat experimental. Explicarea cantitativă a rezultatelor experimentale disponibile, în special, prăbușirea puterii în cazul în care curentul este injectat în secțiune de control adiacent laserului cu reflector Bragg distribuit. Compararea rezultatelor teoretice cu cele experimentale.
4. Analiza dinamicii diferitor tipuri de lasere care generează autopulsații și serii de impulsuri de scurtă durată. Stabilirea parametrilor și modul de influență a parametrilor laserului de lumină albastră, precum influența grosimii absorbantului de saturație, a lungimii laserului,

precum și a duratei de viață a purtătorilor de sarcină asupra autopulsațiilor. Studiul teoretic al structurii laser de tip DFB pentru generarea autopulsațiilor și impulsurilor de scurtă durată. Determinarea mecanismului de generare a impulsurilor de scurtă durată.

5. Modelarea numerică prin simularea efectelor dinamice neliniare a laserelor semiconductoare cu mediu activ gropi și puncte cuantice.

Metodologia cercetării științifice

Suportul teoretic pentru realizarea tezei a fost acumulat în urma analizei literaturii de specialitate în domeniul teoriei laserelor semiconductoare. Pentru realizarea cu succes a obiectivelor de mai sus au fost aplicate următoarele metode teoretice și modele:

1. Au fost utilizate metodele analizei bifurcaționale pentru a determina bifurcațiile care apar în sistemele studiate;
2. A fost utilizat soft-ul DDE-biftool și metode de calcul, cum ar fi metoda Runge-Kutta de gradul IV;
3. Au fost efectuate calcule numerice ale modelului Bloch adaptat cu partea teoretică pentru feedback-ul optic provenit de la rezonatorul Fabry-Perot cu un strat de aer între mediul activ și rezonator;
4. Au fost efectuate calcule numerice în cazul modelului adaptat, în care pentru prima dată parametrii principali sunt dependenți de lungimea de undă, iar rezultatele obținute comparate cu cele ale modelului Lang-Kobayshi;
5. Pentru studiul dinamicii laserelor de putere înaltă de tip MOPA a fost utilizat modelul undelor progresive;
6. Pentru generarea impulsurilor scurte într-un laser DFB excitabil a fost propus modelul ratelor;
7. Au fost elaborate programe în Matlab, Fortran și C++ pentru simulări numerice în cazul integrării directe a ecuațiilor diferențiale cu întârziere.

Noutatea și originalitatea științifică

Noutatea științifică a rezultatelor obținute constă în:

Noutatea științifică a rezultatelor obținute constă în:

1. A fost extins modelul teoretic pentru structura laserului cu puncte cuantice cu feedback dublu și secțiune aer între rezonatoare. Modelul extins permite obținerea distribuției stărilor staționare, adică a modurilor cavității exterioare în planul diferitor parametri;

2. A fost elaborat un nou model al laserelor cu reflectoare DBR în regim de funcționare a unui singur mod longitudinal cu o lățime a liniei spectrale îngustă. Acest model i-a în considerație parametrii principali ai laserului dependenți de lungimea de undă a modului primar și este în concordanță cu rezultatele experimentale. S-a analizat cazul laserului sub influența feedback-ului optic extern;
3. Teoretic a fost stabilit mecanismul influenței pompajului din secțiunea de amplificare PA asupra secțiunii master-oscilator MO. Această influență s-a realizat prin încălzirea termică a unui dispozitiv multisețional MOPA. A fost confirmat teoretic și explicat colapsul emisiei dispozitivului MOPA observat experimental. Rezultatele teoretice cantitative sunt în concordanță cu datele experimentale disponibile;
4. S-a determinat mecanismul de generare a impulsurilor de scurtă durată a unui laser de tip DFB;
5. S-au obținut autopulsații de frecvență înaltă în lasere de tipul InGaN cu absorbant de saturație;
6. S-au efectuat simulări numerice ale efectelor dinamice neliniare a laserelor semiconductoare cu mai multe cavități și feedback optic extern.

Problema științifică soluționată constă în propuneri spre realizare a structurilor laser noi cu mai multe secțiuni și cu proprietăți controlabile. Rezultatele teoretice obținute în teză au fost explicate și comparate cu cele experimentale oferite de către colegii de la Universitatea Humboldt, Berlin, "Germania". În rezultatul simulărilor numerice au fost obținuți parametri potriviți pentru funcționarea optimă a sistemelor laser cu mai multe secțiuni pentru utilizare în diferite domenii precum spectroscopie, comunicare optică, metrologie cuantică, medicină etc.

Semnificația teoretică și valoarea aplicativă a lucrării constă în:

- Tratarea teoretică a structurii laserului cu puncte cuantice cu feedback dublu și secțiune aer între rezonatoare. Determinarea distribuției stărilor staționare adică a modurilor cavității exterioare în planul diferitor parametri, care s-a dovedit a fi cu mult mai complexă ca în cazul feedback-ului convențional;
- Elaborarea teoretică a unui model al laserului DFB cu feedback optic având parametrii principali ai laserului dependenți de lungimea de undă a modului primar;
- Identificarea mecanismului influenței pompajului din secțiunea de amplificare PA asupra secțiunii MO a laserului cu multisețiuni MOPA prin încălzirea termică. Confirmarea teoretică a colapsului emisiei dispozitivului MOPA observat în experiment;

- Propunerea de dispozitive laser noi pentru generarea autopulsațiilor și a impulsurilor de scurtă durată

Valoarea practică a tezei constă în explicarea diferitor fenomene raportate în literatura de specialitate, unele dintre ele obținute în cadrul cercetărilor experimentale ale colegilor noștri din Universitatea Humboldt:

- estimarea parametrilor de material și a celor geometrici ai laserelor cu mai multe secțiuni pentru îmbunătățirea controlului emisiei externe;
- recomandări practice pentru configurarea laserelor cu proprietăți controlabile în diferite aplicații;
- implementarea rezultatelor obținute în teză, în două proiecte științifice.

Rezultatele științifice principale înaintate spre susținere

1. A fost obținută distribuția modurilor cavității exterioare a laserului cu puncte cuantice și feedback dublu care este complet diferită de cea a feedback-ului convențional, iar structura laser propusă este compactă și poate fi ușor integrată cu sistemele de comunicare optică existente;
2. S-a propus un model nou care descrie adecvat comportamentul laserelor DBR cu cavitare aer supuse feedback-ului extern puternic. Ideea acestui model constă în dependența parametrilor laserului de lungimea de undă. S-a demonstrat că parametrii modelului precum factorul Henry, durata de viață a fotonului, puterea feedbackului și indicele grupului modal depind puternic de dezacordul dintre lungimea de undă laser și lungimea de undă Bragg. Stările staționare stabile trec în instabile prin bifurcațiile Hopf. S-a demonstrat că laserele DBR cu secțiuni active scurte sunt caracterizate de regiuni instabile. Explicația teoretică a instabilităților constă în existența unei regiuni largi de instabilitate pentru valori mari ale factorului Henry în aceste regiuni;
3. A fost explicat comportamentul complex al sistemului DBR MOPA monolitic cu mai multe secțiuni utilizând modelul undelor progresive. S-a demonstrat teoretic prezența colapsului emisiei laser observat în experimente, acesta fiind cauzat de dezacordarea termică a ambelor secțiuni ale laserului. S-a demonstrat că pentru o funcționare stabilă a dispozitivului MOPA este necesară o reflectivitate a fațetei frontale mai mică de 10^{-4} . Simulările numerice sunt în bună concordanță cu rezultatele experimentale disponibile;
4. A fost observată generarea de impulsuri scurte de către un laser DFB care funcționează în regim excitabil cu reflector pasiv-dispersiv încorporat. În particular, au fost obținute impulsuri de scurtă durată care au formă simetrică.

Aprobarea rezultatelor obținute

Principalele rezultate științifice au fost prezentate la următoarele conferințe și seminare:

1. The 6th International Conference on Nanotechnologies and Biomedical Engineering, ICNBME-2025, 20-23 Septembrie 2023, Chisinau, Republic of Moldova;
2. The seventh edition of the International Colloquium 'Physics of Materials' - PM-7, University POLITEHNICA of Bucharest, in collaboration with The Romanian Academy of Scientists on November 10-11, 2022, Bucharest, Romania;
3. The 5th International Conference on Nanotechnologies and Biomedical Engineering ICNBME-2021, 3-5 noiembrie 2021, Chisinau, Republic of Moldova;
4. Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor. 29 martie 2022. Chișinău, Republica Moldova;
5. Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor. 23-25 martie 2021. Chișinău, Republica Moldova;
6. Conference on Electronics, Communications and Computing: IC|ECCO-2021, Ed. 11, 21-22 octombrie 2021, Chișinău, Republica Moldova;
7. Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor, 1-3 aprilie 2020, Chișinău, Republica Moldova;
8. Seminarele Laboratorului de cercetare a dispozitivelor laser și a materialelor nanostructurate, Departamentul Fizica, UTM.

Publicații la tema tezei

Rezultatele principale ale tezei au fost publicate în 16 lucrări științifice, dintre care 4 articole în reviste internaționale cotate ISI și SCOPUS, 3 în reviste din Registrul Național al revistelor de profil categoria B+, 5 articole în culegeri de lucrări ale conferințelor naționale cu participare internațională, 4 teze la foruri științifice, conferințe internaționale. Lista contribuțiilor autorului la tema tezei este prezentată la sfârșitul tezei în Anexa 1.

Volumul și structura tezei

Teza constă din introducere, cinci capitole, concluzii generale și recomandări. Teza este expusă pe 137 pagini, cu 3 tabele și 64 figuri. Bibliografia conține 136 de 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.

Capitolul I reprezintă o descriere a teoriei laserelor semiconductoare, precum și a proprietăților laserelor cu diferite topologii. Este descris laserul cu semiconductori ca o alternativă ieftină și fiabilă a laserelor cu gaz. Este menționat avantajul laserelor semiconductoare precum mărimi reduse, costurile mici de fabricație, utilizare largă, longevitate mare, etc. Aceste proprietăți le conferă diodelor avantaje importante în comparație cu celelalte dispozitive de emisie laser. Sunt descrise detalii ce țin de realizarea practică a laserelor semiconductoare prin studiul compoziției de material și dimensionalitate (semiconductor trei dimensional, gropi cuantice, puncte cuantice) asupra obținerii câștigului. Este expusă teoria fundamentală, conceptul și proprietățile laserelor semiconductoare. Sunt descrise laserele semiconductoare cu gropi și puncte cuantice ca o dezvoltare recentă și fascinantă a domeniului tehnologiei laser. Sunt definite proprietățile laserelor de DFB și descrise fenomenele complicate care apar în ele. Sunt descrise diferite metode de control al emisieii laser. În finalul acestui Capitol au fost descrise rezultatele publicate recent despre dispozitivele MOPA.

În Capitolul 2 sunt prezentate rezultate ale studiului stărilor staționare ale laserului cu mediu activ puncte cuantice cu feedback optic. S-a studiat comportamentul laserului cu mediu activ puncte cuantice cu feedback provenit de la un rezonator Fabry-Perot exterior. A fost utilizat modelul complex al ecuațiilor Bloch, în care rata de anihilare a fotonilor și degradarea polarizării au mărimi de ordin similară. Parametrii utilizați în calcule numerice au fost obținuți pentru a fi utilizați ulterior în crearea de noi dispozitive laser. Ecuațiile inițiale au fost normate astfel că în final s-au obținut ecuații pentru mărimi adimensionale. Ecuațiile adimensionale reprezintă un sistem de ecuații diferențiale nelineare cu întârziere ce descriu dinamica laserului cu puncte cuantice cu feedback optic considerat în acest capitol. S-au analizat soluțiile sistemului de ecuații diferențiale cu întârziere sub forma așa-numitelor moduri ale cavității exterioare. În urma unor transformări matematice s-a obținut, la început, o ecuație transcendentă pentru frecvența modurilor cavității externe. Ulterior s-au obținut valorile de amplitudine ale intensității câmpului laserului și ale vectorului de polarizare. În final, s-a determinat densitatea purtătorilor de sarcină care este soluția ecuației de ordinul trei. Au fost trasate graficele distribuțiilor modurilor cavității externe (MCE) în planul a doi parametri. Forma distribuției modurilor este complicată atunci când puterea

feedback-ului în a doua ramură crește, astfel încât ele prezintă formă de „clopot” și de sateliți ai elipselor deformate. Așadar, am constatat că, pentru o putere mare de feedback, forma locației modurilor externe devine mai complexă.

În Capitolul 3 a fost elaborată teoria laserelor cu reflectoare Bragg distribuite - DBR (eng. Distributed Bragg Reflector). Aceste lasere permit funcționarea în regimul unui singur mod longitudinal cu o lățime a liniei spectrale mică. S-a studiat teoretic proprietățile dinamice ale unui laser cu secțiunea DBR încorporată care se află sub influența feedbackului optic extern. Modelul Lang-Kobayashi adaptat a fost folosit pentru a simula și analiza dinamica dispozitivului laser considerat. Modelul utilizat în acest capitol este complet diferit de cel utilizat pentru laserele Fabry-Perot, deoarece parametrii principali depind de lungimea de undă a modului primar, adică de reducerea a eficacității modului de laser primar. S-a identificat natura bifurcațiilor care apar într-un astfel de sistem. S-au trasat bifurcațiile care apar în sistem. A fost determinată bifurcația Hopf și trasată în planul diferiților parametri. S-a demonstrat că această bifurcație este responsabilă de instabilitățile care apar în astfel de laser. Au fost identificate condițiile necesare pentru funcționarea stabilă a laserului în regim de unde continue. De asemenea, s-a demonstrat influența lungimii regiunii active asupra stabilității emisiei dispozitivului și s-a arătat modul în care această proprietate este modificată prin variația dezacordului modului laserului de cel solitar. Rezultatele prezentate în acest Capitol oferă o bază bună pentru studiile experimentale mai detaliate ale laserelor DBR și aplicațiile acestora ca sursă de lumină stabilă cu un singur mod.

În Capitolul 4 s-a studiat comportamentul dispozitivelor de putere înaltă cu emisie spectrală în bandă îngustată și difracție spațială limitată. Aceste dispozitive semiconductoare sunt numite amplificatoare de putere (PA) cu oscilator master (MO) integrat monolitic (englez MOPA). Ținem să menționăm că secțiunea MO este realizată, fie ca un laser DFB cu ghid de undă, fie ca un laser cu reflector Bragg distribuit (DBR). S-a arătat că pompajul în secțiunea PA poate perturba secțiunea MO prin încălzire termică sau feedback optic, rezultând apariția instabilităților spațio-temporale, cum ar fi autopulsări, funcționare longitudinală multimod și o deteriorare a proprietăților fasciculului spațial. Astfel s-a propus în acest Capitol ca între secțiunile MO și PA, să fie introdusă o secțiune suplimentară cu un contact separat electric, numit preamplificator sau secțiune de control (CON). Introducerea noii secțiuni CON face sistemul mai complex. S-a constatat experimental că introducerea unei astfel de secțiuni poate conduce la un colaps al emisiei de laser. Astfel în acest Capitol s-a investigat teoretic originea fenomenului menționat. Studiul a fost început pentru laserul MOPA care emite la 1064 nm, folosind modelul undelor progresive MUP (eng. Traveling Wave Equations - TWE) în care se ține cont de cuplarea câmpurilor de propagare în ambele sensuri. Modelul numeric utilizat în acest capitol explică cantitativ rezultatele

experimentale disponibile în special, prăbușirea puterii în cazul în care curentul este injectat în secțiunea de control crescută adiacent laserului cu reflector Bragg distribuit. De asemenea s-a investigat influența indicelui de reflexie a fațetei din spate a MOPA asupra comportamentului laserului. La finalul acestui Capitol s-a studiat structura simplificată a laserului MOPA cu lungimea de undă de emisie de 1120 nm. Rezultatele teoretice obținute în urma calculelor numerice au fost comparate cu cele experimentale. S-a obținut o concordanță bună între datele experimentale și rezultatele simulărilor numerice.

În Capitolul 5 este descrisă dinamica diferitor tipuri de lasere care generează autopulsații și serii de impulsuri de scurtă durată. La începutul Capitolului s-au prezentat rezultatele teoretice obținute în rezultatul simulărilor numerice ale influenței parametrilor laserului de lumină albastră, precum influența grosimii absorbantului de saturație (AS), a lungimii laserului, precum și a duratei de viață a purtătorilor de sarcină asupra autopulsațiilor. Laserul investigat constă din stratul activ InGaN și un absorbant de saturație. Atât stratul activ, cât și absorbantul de saturație sunt compuse din 3 gropi cuantice de tip InGaN. S-a trasat curba bifurcației Hopf calculată pentru regiunea cu autopulsații în planul diferitor parametri menționați mai sus. S-a demonstrat că domeniul lungimilor rezonatorului 400 – 500 μm sunt cele mai favorabile pentru generarea autopulsațiilor cu frecvențe cuprinse între 2 și 5 GHz. În partea a doua a acestui Capitol s-a investigat teoretic o altă structură laser de tip DFB pentru generarea autopulsațiilor și impulsurilor de scurtă durată. Structura investigată a laserelor DFB are un reflector dispersiv pasiv suplimentar. Secțiunile active și pasive sunt integrate împreună într-un cip complex. Reflexia dintre secțiuni este considerată a fi foarte mică. Analiza dinamicii laserului DFB cu reflector pasiv dispersiv s-a efectuat în baza ecuațiilor ratelor. S-a demonstrat că generarea de impulsuri în cazul prezentat în acest Capitol este legat de proprietățile excitabile ale laserului. În regimul excitabil, injectându-se în sistem o mică perturbare la ieșire din laser, s-au obținut impulsuri simetrice.

Teza se încheie cu Concluzii generale și recomandări.

1. LASERE SEMICONDUCTOARE. TRECEREA ÎN REVISTĂ A LITERATURII

1.1 Istoricul laserelor semiconductoare.

Laserele semiconductoare reprezintă una dintre cele mai revoluționare invenții ale secolului XX. Ele au o gamă largă de aplicații în domenii precum telecomunicații, sisteme CD, DVD, BR, medicină, chimie, spectroscopie, printere laser, holografie și multe altele. Aceste dispozitive bazate pe heterojoncțiune între straturi de semiconductoare cu proprietăți electrice diferite au evoluat semnificativ în ultimii ani. Cercetările fundamentale și aplicative în acest domeniu continuă și au dus la dezvoltarea unor noi și promițătoare configurații ale laserelor cu mediu activ bazat pe gropi și puncte cuantice. Dezvoltarea de noi configurații a condus la creșterea cerinței simulărilor numerice în domeniu. Ținem să menționăm că procesele care decurg în Laserele Semiconductoare (LS) sunt non-lineare. Astfel, în această teză de doctorat, ne concentrăm atenția asupra studiului proprietăților staționare și dinamice ale diferitor configurații ale laserelor semiconductoare cu mediu activ format din gropi și puncte cuantice. În ultimele decenii, dezvoltarea diferitor topologii ale laserelor semiconductoare a reprezentat o forță motrică în transformarea opticii și electronicii. Pe de altă parte, este foarte important ca emisia LS să fie controlabilă. Prin controlul emisiei coerente a laserului semiconductor, el devine o sursă eficientă de radiație electromagnetică, compactă și accesibilă comercial. În ultimii ani, tehnologia opticii integrate are ca scop crearea de dispozitive laser complexe, cu mai multe secțiuni, păstrând și proprietatea de a fi compacte. În final ținem să menționăm că, ar fi imposibil să ne imaginăm viața de zi cu zi fără lasere semiconductoare, adică fără computere personale, tehnologii informaționale, sisteme display, printere, internet, etc.

Istoria dezvoltării laserelor semiconductoare are ca bază teoria amplificării luminii prin emisie stimulată propusă de Albert Einstein în 1917 [1]. A fost nevoie de ceva timp și de progrese semnificative în tehnologia semiconductoarelor pentru ca primele dispozitive să fie realizate experimental. Prima realizare practică a conceptului de emisie stimulată a fost propusă de Basov și Prokhorov în 1954 și a fost numită „master”, deoarece folosea radiația cu microunde [2],[3]. Primul laser care lucrează în întregul spectru electromagnetic, „laserul optic” a fost sugerat de Schawlow și Townes în 1958 [4]. În 1960, Maiman a construit laser în Ruby, care radia la 694,3 nm [5]. În 1964, Premiul Nobel pentru Fizică a fost acordat savanților Basov, Prokhorov și Townes pentru lucrări fundamentale și aplicative în domeniul electronicii cuantice, care au condus la construcția de oscilatoare și amplificatoare bazate pe principiul master-laser.

Relația dintre ratele de dezintegrare joacă un rol crucial în descrierea dinamicii unui laser. Pe baza acestuia, laserele pot fi clasificate în trei clase. Laserele din clasa A sunt caracterizate

printr-o rată relativ mică de dezintegrare a fotonului. Laserele semiconductoare cu stare solidă (precum și laserele cu rubin și CO_2) se încadrează în clasa B. Pentru a descrie dinamica lor, este necesar să se ia în considerare atât câmpul electric, cât și inversiunea populației [6]. Laserele din clasa C sunt descrise de trei ecuații ale ratelor de același ordin de mărime. Prin urmare, comportamentele lor sunt destul de diferite în comparație cu cele ale laserelor de clasă A sau B. Această clasificare este utilă din punct de vedere dinamic. Maiman a reușit să obțină emisie de lumină coerentă folosind rubinul ca mediu activ. De atunci, cercetătorii au explorat o gamă variată de materiale semiconductoare pentru a obține emisie stimulată, ducând la dezvoltarea laserelor cu semiconductoare. În anii 1970 laserele semiconductoare au cunoscut o dezvoltare accentuată, iar ulterior, în anii 1980, inginerii au reușit să le integreze pe cipuri, deschizând calea către diferite aplicații practice precum telecomunicații și tehnologia informației. Componentele unui laser sunt: mediul activ, sistemul de excitare și rezonatorul optic. Partea principală a oricărui dispozitiv laser este mediul activ, adică un mediu în care se găsesc atomii aflați într-o stare energetică superioară celei de echilibru. Anume în acest mediu are loc emisia și amplificarea radiației luminoase. Sistemul de excitare a laserului este necesar pentru obținerea de elemente atomice cu mai mulți atomi într-o stare energetică superioară. Rezonatorul optic reprezintă un sistem de lentile și oglinzi necesare pentru prelucrarea optică a radiației emise. Rezonatorul optic este folosit pentru colimarea mult mai precisă a emisiei laser, adică pentru concentrarea razelor într-un punct. În dependență de mediul activ, deosebim mai multe tipuri de laser. Printre acestea menționăm laserul cu rubin, unde rubinul servește drept mediul activ, iar ansamblul, sursa de lumină plus oglinzile poartă rolul de sistem de excitare. Laserul cu gaz care folosește amestecuri de gaze rare (He, Ne, Ar, Kr) sau CO_2 drept mediu activ și o sursă de curent electric legată la doi electrozi fiind sistemul de excitare. Laserul cu semiconductori are mediu activ un amestec de semiconductori. Pentru mediul activ, cel mai des se folosesc combinații din aceleași perioade ale grupelor III și V. Dintre acestea, semiconductorul cel mai folosit este format din Galiu și Arseniu (GaAs). Alte medii active au fost obținute atât din amestecuri ale elementelor grupelor II și V, cât și din amestecuri de mai multe elemente, concepute pentru a selecta constanta rețelei adecvată și banda interzisă. Deosebim diferite tipuri de lasere semiconductoare: diode lasere homojoncțiune, dublă heterostructură, lasere cu gropi și puncte cuantice, lasere semiconductoare cu emisie verticală, lasere cu mai multe secțiuni, etc.

1.2 Considerații practice.

În continuare, trecem la detalii ce țin de realizarea practică a laserelor semiconductoare. Este benefic întâi să ne concentrăm pe efectul compoziției de material și dimensionalitate

(semiconductor trei dimensional, gropi cuantice, puncte cuantice) asupra amplificării. Aceasta ne va permite să înțelegem cantitativ beneficiile lor și altor structuri cu dimensionalitate redusă asupra emisie laser [7].

Figura 1.1 reprezintă cel mai simplu laser semiconductor Fabry-Perot. El constă din regiunea activă, oglinzile rezonatorului și punctele de contact. Laserul cu semiconductori este asemănător unui “sandwich” format din straturi subțiri de semiconductori la care se adaugă elementele sistemului de excitare. Energia necesară excitării sistemului de atomi din mediul activ precum și factorul declanșator al emisie sunt date de curentul electric, care se aplică stratului de metal.

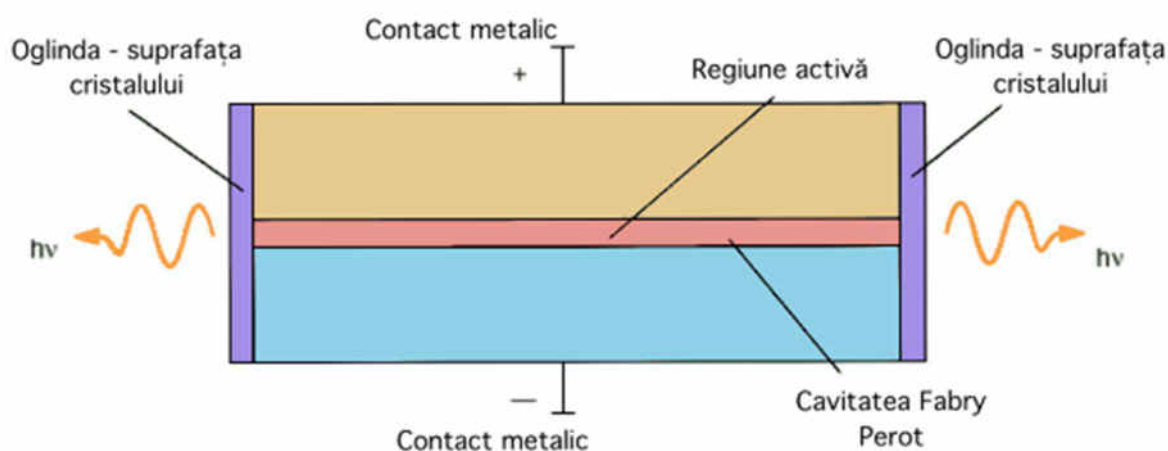


Fig. 1.1. Schema laserului Fabry Perot.

Este bine știut că radiația laser poate fi obținută în urma recombinației electronilor și golurilor într-o joncțiune semiconductoră p-n (diodă laser) dacă câștigul (amplificarea) depășește pierderile [8], [9]. Diodele laser constituie un sistem laser în care emisia stimulată a radiației poate fi modulată în amplitudine prin modularea pompajului.

Menționăm că într-un cristal semiconductor nivelele energetice posibile ale electronilor în cristal sunt distribuite în banda de valență și în banda de conducție, benzile energetice separate prin așa numită bandă interzisă. Semiconductorul poate fi dopat cu impurități donoare de electroni, iar cristalul semiconductor are electronii ca purtători de sarcină majoritari, sau cu impurități acceptoare de electroni, iar semiconductorul are golurile (absențele electronilor) ca purtători majoritari [8]. Caracteristicile importante ale diodelor laser sunt în principiu determinate de dimensiunile lor foarte mici (câțiva μm) precum și de posibilitatea modulării radiației prin variația curentului injecțat în regiunea activă. Figura 1.2 (sus) reprezintă o diodă laser homojoncțiune, adică joncțiunea p-n. În zona activă a diodei laser se produce un număr suficient de electroni și

respectiv goluri pentru ca dispozitivul să aibă un câștig (amplificare) pozitiv(ă). În Fig. 1.2 (jos) este reprezentată schema structurii mediului activ al diodei laser cu dublă heterostructură de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP. Rezonatorul laserului este format din fațetele cristalului semiconductor perpendiculare pe planul joncțiunii. Aceasta a fost o îmbunătățire a performanțelor diodelor laser prin fabricarea mediilor active din material semiconductor cu dublă heterostructură. Menționăm că heterostructura reprezintă o joncțiune între două cristale semiconductoare a căror compoziție chimică este diferită și au dopaje diferite.

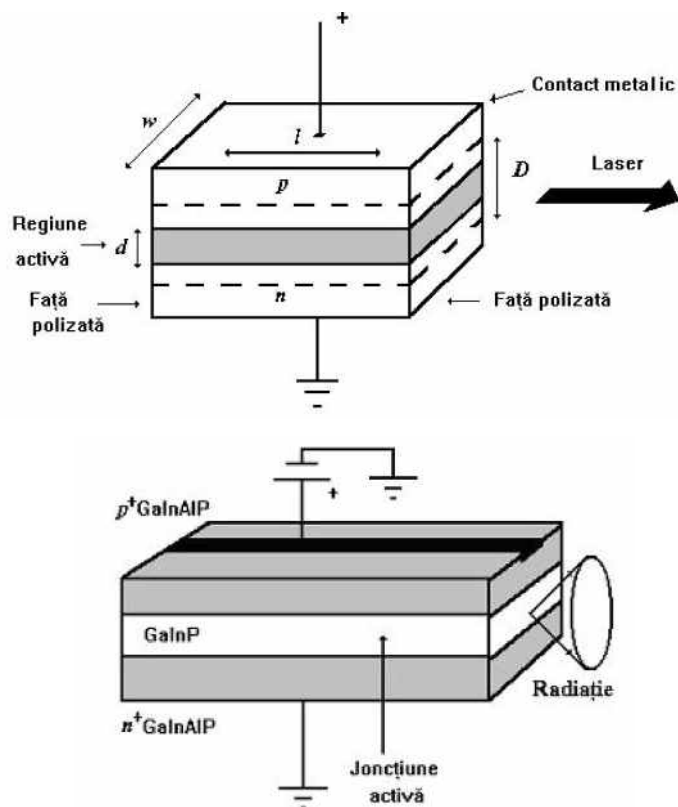


Fig. 1.2. Sus - dioda laser homojoncțiune. Jos - dioda laser cu dublă heterostructură de tip GaAlInP/GaInP/GaAlInP [9].

Este bine știut că o groapă cuantică este un strat subțire de material dintr-o bandă interzisă inferioară, intercalată între alte două materiale cu bandă interzisă mai mare. Acești pereți energetici limitează purtătorii (electronii și golurile) să rămână în groapa cuantică. De fapt, aceasta este analogic cu o particulă în groapa cuantică, exemplul clasic din mecanică cuantică. Figura 1.3 reprezintă o imagine schematică a unei gropi cuantice (stânga), cu electronii și golurile confinate (confined), precum și un set de gropi cuantice (dreapta) care formează mediul activ al laserelor [7]. Aproape toate laserele cu semiconductor sunt lasere cu mai multe gropi cuantice. În cazul structurilor laser cu număr multiplu de gropi cuantice, fiecare groapă cuantică în parte contribuie la creșterea câștigului. Dimensiunile gropilor cuantice sunt de ordinul \AA .

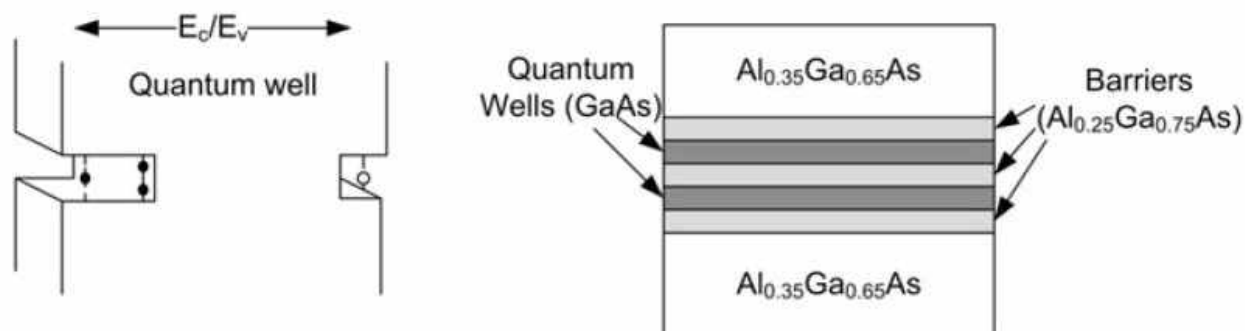


Fig. 1.3. Stânga - o imagine a unei singure gropi cuantice, care arată cum sunt electronii și găurile limitate în groapa cuantică dând naștere la niveluri de energie cuantificate. Dreapta - schemă a unui laser cu mai multe gropi cuantice [7].

Avantajele Laserelor Semiconductoare cu Gropi Cuantice sunt:

1. **Eficiență Îmbunătățită:** Proprietățile de confinare ale gropilor cuantice rezultă într-o utilizare mai eficientă a purtătorilor de sarcină și în final se poate de redus pragul de emisie și respectiv curentul de prag pentru valori mici. Astfel crește eficiența dispozitivului.
2. **Emisie la Diferite Lungimi de Undă:** Gropile cuantice pot fi alese astfel ca dispozitivul să emită la lungimi de undă specifice, ceea ce le face adecvate pentru aplicații variate în diferite domenii de la comunicații la detectarea chimică și imagistica medicală, chimie, etc .
3. **Coerență și Controlul Modal:** Structurile cu gropi cuantice active pot oferi control asupra proprietăților modale și asupra emisieii coerente. Aceasta deschide calea către aplicații în domeniul optic cuantic și al procesării informațiilor cuantice.
4. **Generarea de Foton Single și Entanglare:** Gropile cuantice pot fi folosite pentru a genera un singur foton sau perechi de fotoni, ceea ce este esențial pentru dezvoltarea tehnologiei cuantice și a comunicațiilor cuantice.

În ansamblu, laserele semiconductoare cu gropi cuantice aduc cu sine o serie de proprietăți unice și promițătoare. Acestea nu numai că pot îmbunătăți performanța dispozitivelor laser, dar și deschid noi posibilități în domeniul opticii cuantice și al tehnologiei cuantice. Comunicarea optică pe distanțe lungi prin fibră necesită lasere care emit la o singură lungime de undă. Acest lucru poate fi realizat prin includerea unui reflector dependent de lungimea de undă în cavitatea laserului, într-un feedback distribuit laser, adică laser DFB. Fig. 1.4 reprezintă un astfel de laser.

Selectivitatea modului funcțional al laserului DFB rezultă din condiția Bragg. Conform condiției Bragg, cuplarea coerentă între undele ce se contra-propagă în interior are loc numai pentru lungimi de undă astfel încât perioada de rețea $\Lambda = m\lambda_m / 2$, unde λ_m este lungimea de undă din interiorul mediului laser și m este numărul întreg care determină ordinul difracției Bragg indusă de rețea. Prin alegere în mod corespunzător, un astfel de dispozitiv poate fi realizat pentru a furniza feedback distribuit doar la lungimi de undă selectate.

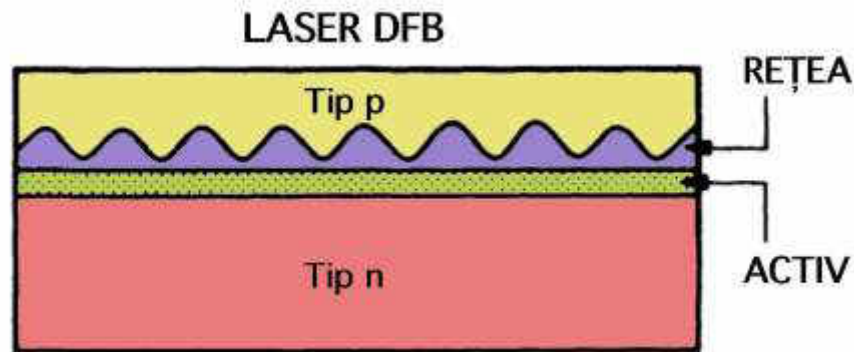


Fig. 1.4. Schema laserului DFB [9].

Alt tip de laser este laserul DBR. Figura 1.5 reprezintă schema laserului DBR. În laserele DBR, rețeaua Bragg este gravată lângă capetele cavității și feedback-ul distribuit nu are loc în regiunea activă centrală. Regiunile de capătul laserului acționează ca oglinzi eficiente a căror reflectivitate este de origine DFB, și prin urmare, este dependentă de lungimea de undă.

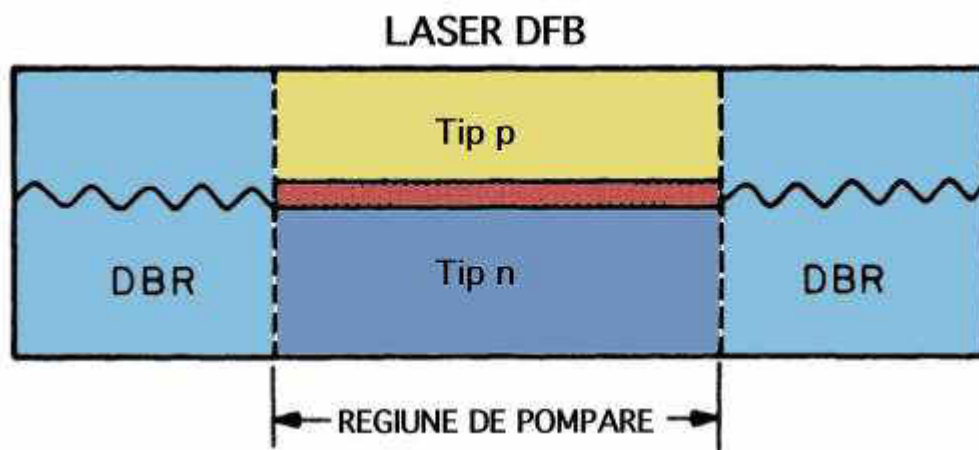


Fig. 1.5. Schema laserului DBR [9].

În finalul acestui paragraf analizăm structuri cu puncte cuantice. Electronii din semiconductoarele de volum se mișcă liber în trei dimensiuni, iar distribuția lor de energie este determinată atât de densitatea de stări, cât și de funcția de distribuție Fermi-Dirac, așa cum este indicat în Figura 1.6.

În laserii cu semiconductori, odată cu creșterea temperaturii, funcția de distribuție Fermi-Dirac se schimbă, determinând reducerea valorii maxime a spectrului de câștig (adică câștigul maxim). Pentru a menține condiția de emisie laser, densitatea de purtători trebuie să crească, ceea ce duce la creșterea curentului de prag. Dacă electronii sunt restricționați în nanostructuri tridimensionale (adică puncte cuantice), datorită separării spațiale, toți electronii pot ocupa același nivel de energie în ciuda naturii fermionice. Ca rezultat, câștigul maxim nu scade odată cu variațiile de temperatură, iar dependența de temperatură a curentului de prag este mult mai suprimată în comparație cu cea a laserelor la scară mare și a celor din gropi de cuantă. Datorită spectrului îngust de câștig, densitatea curentului de prag în sine este, de asemenea, substanțial redusă în laserii cu puncte cuantice [10].

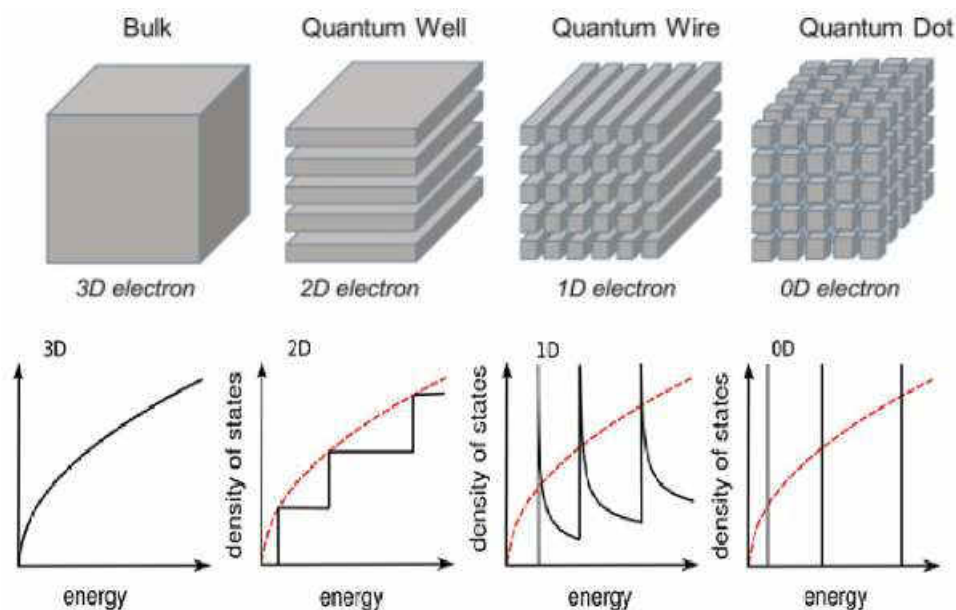


Fig. 1.6. Ilustrare schematică a densității stărilor în funcție de energie pentru structura de volum (3D), structuri cuantice, gropi cuantice (2D), fir cuantic (1D) și puncte cuantice (0D). Liniile roșii întrerupte pentru (2D), (1D) și (0D) descriu densitatea stărilor pentru structura de volum (3D) [10], [11] .

Punctele cuantice sunt structuri semiconductoare minuscule de câțiva nanometri, având proprietăți optice și electronice care diferă de structurile mai mari datorită efectelor cuantice [11]. Un laser cu puncte cuantice este un laser semiconductor care utilizează puncte cuantice ca material laser activ în regiunea sa emițătoare de lumină. Datorită limitării strânse a purtătorilor de sarcină în puncte cuantice, aceștia prezintă o structură electronică similară cu atomii. Laserele fabricate dintr-un astfel de mediu activ prezintă o performanță a dispozitivului care este mai apropiată de laserele cu gaz și evită unele dintre aspectele negative ale performanței dispozitivului asociate cu

laserele semiconductoare tradiționale bazate pe medii active, semiconductori de volum. Variind dimensiunea și compoziția punctelor, laserele cu puncte cuantice pot funcționa la lungimi de undă care nu erau posibile anterior folosind tehnologia laser cu semiconductor de volum.

Laserele cu puncte cuantice (Fig. 1.7) găsesc aplicații comerciale în medicină, tehnologii de afișare, spectroscopie și telecomunicații. Laserele cu puncte cuantice care sunt insensibile la fluctuațiile de temperatură sunt ideale pentru utilizarea în rețele și comunicații optice de date. În ultimii ani se lucrează la studiul influenței combinației caracteristicilor cuantice și celor neliniare asupra modului de funcționare a laserelor cu puncte cuantice. Teoria și simulările numerice pot explica, de exemplu, posibilitatea diferitor regimuri de funcționare a laserelor cu curenți de prag mici, cu proprietăți îmbunătățite a eficienței energetice a acestor dispozitive [12].

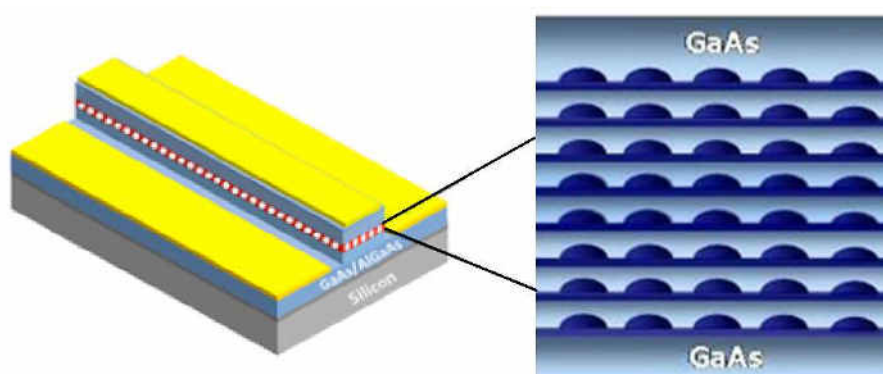


Fig. 1.7. Diagrama schematică a laserelor cu puncte cuantice.

În prezent, o problemă importantă este ca să îmbunătățească performanța laserelor cu semiconductor, să le mărească puterea de ieșire, calitatea cuantică și eficiența [13].

1.3 Teoria, conceptul și rezultate experimentale ale laserelor semiconductoare

Este bine știut că modelarea proceselor din laserele semiconductoare necesită un compromis între complexitatea de a descrie procesul și acuratețea integrărilor numerice. Orice investigație începe cu definirea modelului fizic, analiza proceselor investigate și în final efectuarea de calcule numerice. Proprietățile dinamice ale laserelor semiconductoare sunt definite ca rezultatul interacțiunilor complexe a diverselor mecanisme fizice. Esențial este să identificăm componența mediului activ al laserului cu semiconductoare. Laserele semiconductoare cu gropi și puncte cuantice reprezintă o dezvoltare recentă și fascinantă în domeniul tehnologiei laser. Acestea combină proprietățile unice ale mediului activ cu potențialul de emisie laser coerentă. Menționăm că gropile cuantice sunt nanostructuri semiconductoare care permit confinarea purtătorilor de

sarcină în trei dimensiuni, conducând la proprietăți optice și electronice distincte. Definim proprietățile gropilor cuantice ale mediului activ în Laserul Semiconductor:

1. **Confinarea Purătorilor de Sarcină:** în structurile cu gropi cuantice se produce confinarea electronilor și golurilor, creând o densitate ridicată de stări de energie cuantizate. Acest confinament restrâns în toate cele trei dimensiuni duce la o inversare de populație eficientă și la o interacțiune mai puternică între electroni și goluri.

2. **Proprietăți de bandă și masă redusă eficientă:** structurile cu gropi cuantice sunt cu dimensiuni reduse, astfel ele prezintă o structură de bandă discretizată și o masă eficientă mai mică pentru electroni și goluri. În rezultat, se obține o mobilitate mai mare a purtătorilor de sarcină și o performanță generală îmbunătățită a dispozitivului.

3. **Lungimi de undă variabile:** variind dimensiunile și compoziția gropilor cuantice, se poate obține emisie la diferite lungimi de undă. Astfel există o flexibilitate în adaptarea laserelor semiconductoare cu gropi cuantice la diferite aplicații.

4. **Interacțiuni cuantice și fenomene de coerență:** gropile cuantice prezintă fenomene cuantice precum tunelarea cuantică și coerența cuantică. Aceste fenomene pot fi exploatate în scopul obținerii de emisii laser cu proprietăți coerente și nonclasice.

Un aspect cheie în proiectarea laserelor este obținerea inversării de populație. Aceasta reprezintă o situație în care mai mulți electroni se află pe nivelul energetic superior decât în cel inferior, pregătind mediu pentru emisia stimulată. Într-un mediu semiconductor, inversarea de populație poate fi obținută prin injectarea de curent electric sau prin alte metode de excitare.

Laserele și toate procesele care decurg în ele sunt exemple de interacțiune a materiei cu lumina. Descrierea lor teoretică poate fi făcută utilizând diferite aproximații, obținând un set de ecuații diferențiale fie ordinare, fie cu întârziere. Dinamica laserului semiconductor poate fi descrisă de un model a 2 ecuații diferențiale pentru amplitudinea complexă lent variabilă a câmpului electric $E(t)$ și a numărului purtătorilor de sarcină $N(t)$:

$$\frac{dE(t)}{dt} = 0,5(1 + i\alpha) \left[\frac{g_N (N - N_0)}{1 + s|E(t)|^2} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] E(t), \quad (1.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N(t)}{\tau_e} - \frac{g_N (N - N_0)}{1 + s|E(t)|^2} |E(t)|^2. \quad (1.2)$$

Primul termen în paranteza pătrată din (1.1) ia în considerație amplificarea neliniară, iar al doilea termen include pierderile. α este factorul Henry. Durata de viață inversă a fotonului $1/\tau_{ph}$ este rata totală de pierdere a fotonilor. Al doilea termen $N(t)/\tau_e$ din (1.2) este rata de pierdere a purtătorilor

din cauza emisiei spontane. Ultimul termen ține seama de scăderea transporturilor din cauza emisiilor stimulate.

Sistemele care conțin feedback sunt cunoscute într-o mare varietate de domenii, inclusiv biologie, ecologie și fizică. Caracteristica fundamentală a lor este că comportamentul lor depinde de întârzierile de timp induse de feedback. Este bine știut că feedback-ul optic are o influență asupra emisiei laserului semiconductor (Fig.1.8). Acest feedback poate apărea fie de la interconecțiuni sau cel mai simplu de la o oglindă plasată distant față de fațeta posterioară a laserului.

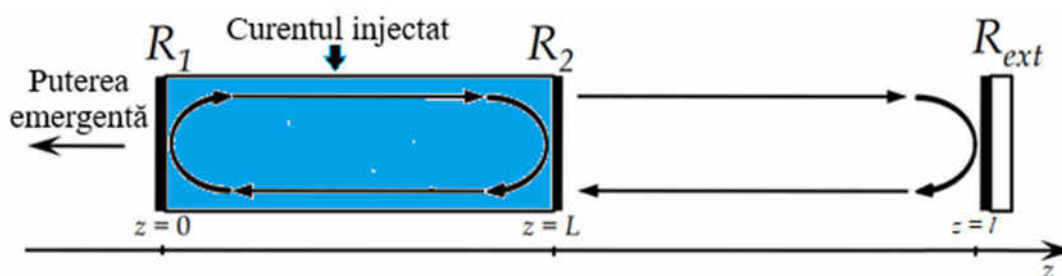


Fig. 1.8. Laserul semiconductor de tip Fabry-Perot sub acțiunea feedback-ului optic.

Studiul efectului feedback-ului optic în laserele semiconductoare îl are de la începutul dezvoltării lor [14], [15]. Ținem să menționăm că la începutul anului 1980, Lang și Kobayashi [16] au publicat o lucrare în care se investighează efectul feedback-ului optic în lasere semiconductoare de tipul Fabry-Perot. Această lucrare a pus începutul unui efort mare în cercetările dedicate studiului dinamicii nelineare a laserelor semiconductoare sub influența feedback-ului optic. Astfel de fenomene precum bistabilitatea optică, autopulsații, instabilități, haos optic, colaps de coerență au fost observate atât în experiment cât și dezvoltate teoretic. Din punct de vedere teoretic, cercetările influenței feedback-ului optic sunt interesante nu numai din punct de vedere al fizicii fundamentale ci și pentru aplicații practice, deoarece efectele legate de feedback-ul optic apar în sisteme optice, inclusiv sisteme optice de comunicații, stocare de date optice precum și măsurători optice. Este bine cunoscută dinamica haotică a laserelor semiconductoare sub influența feedback-ului optic. Aceasta este descrisă de ecuațiile diferențiale cu întârziere (1.3) - (1.4). Astfel, pentru anumite intervale ale intensității feedback-ului optic, semnalul de ieșire a unui laser cu semiconductoare evoluează de la stări stabile la stări haotice prin diferite bifurcații. De la început apar stări periodice, cvasi-periodice și ulterior haotice. Oscilații periodice și cvasi-periodice includ frecvența fundamentală și armonicile sale superioare. În laserele semiconductoare de tip Fabry-Perot cu feedback optic, modurile generate de cavitățile interne și externe sunt amestecate și laserul oscilează la una sau mai multe moduri. Trebuie să deosebim frecvența modurilor cavității

exterioare și frecvența oscilației de relaxare. Pentru o bifurcație spre haos (Hopf), laserul mai întâi devine instabil cu o frecvență apropiată de oscilația de relaxare.

Astfel în cazul considerării feedback-ului optic, o parte de radiație se întoarce înapoi în laser având un timp de întârziere. Lang și Kobayashi au propus un set de ecuații cu întârziere care descrie dinamica laserului. Acest model a fost utilizat cu succes pentru descrierea laserelor semiconductoare Fabry - Perot cu feedback convențional (a se vedea Fig. 1.8).

Ecuațiile Lang - Kobayashi pentru cazul convențional au forma [16]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = (1 + i\alpha) \left[\frac{g(N - N_0)}{1 + s|E(t)|^2} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] \frac{E(t)}{2} + \gamma e^{i\phi} E(t - \tau), \quad (1.3)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N(t)}{\tau_e} - \frac{g(N - N_0)}{1 + s|E(t)|^2} |E(t)|^2. \quad (1.4)$$

Aici γ este intensitatea feedback-ului, ϕ este faza, τ este timpul de întârziere. Efectele feedback-ului optic asupra regimurilor de funcționare ale laserului depind drastic de acești parametri. Totuși există și alți parametri, precum lungimea cavității externe, curentul de injecție, de care depinde emisia laserului. În literatură sunt cunoscute mai multe regimuri de funcționare a laserului semiconductor cu feedback optic în dependență de intensitatea feedback-ului exterior, în cazul când intensitatea feedback-ului este joasă. Asemenea nivel de feedback are efectul fie de a îngusta, fie de a lărgi lățimea liniei spectrale în funcție de faza feedback-ului. Adică faza feedback-ului are un efect asupra frecvenței laserului și asupra câștigului de prag. Odată cu creșterea intensității feedback-ului extern are loc fenomenul de salt rapid de la un mod la altul. Numai că, această divizare, de la un singur mod cu diodă laser la un mod dublu, este însoțit de o creștere considerabilă a zgomotului. Este știut că aceste două moduri nu există simultan dar are loc salturi de la un mod la altul și viceversa. Dacă intensitatea feedback-ului extern crește în continuare, dar fiind moderat, a fost observat un regim ce se caracterizează printr-o funcționare a unui singur mod care este stabil. Modul este stabil datorită fazei feedback-ului optic. Totuși regimul de emisie stabil apare într-un domeniu foarte îngust al intensității feedback-ului optic. La o creștere ulterioară a feedback-ului optic extern printr-o bifurcație (bifurcația Hopf spre exemplu) are loc o tranziție la o stare instabilă dinamic, așa numitul - colapsul de coerență. Experimentele au arătat ca funcția de coerență a laserelor care funcționează în acest regim au demonstrat că lungimea de coerență a laserului scade dramatic și acest regim este inutil pentru comunicații coerente. Creșterea la valori mari a intensității feedback-ului optic duce la evoluție haotică a laserului semiconductor. Astfel de lasere sunt utilizate în sistemele de comunicare bazate pe haos.

Ecuțiile de mai sus ne oferă o înțelegere calitativă a unor efecte observate în experimente și ne descrie modalitățile de apariție a instabilităților care apar în lasere în prezența feedback-ului. Este cunoscut că un sistem de mai sus poate să conducă la instabilități haotice. Totuși, instabilitățile nu sunt observate în cazul laserului solitar. Figura 1.9 este un exemplu de atractor straniu pentru laserul cu feedback optic.

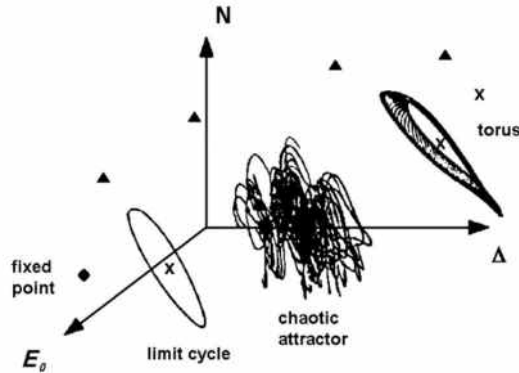


Fig. 1.9. Schema atractorilor pentru un nivel de feedback în cazul feedback-ului moderat spre puternic. Triunghiurile reprezintă antimoduri, iar crucile reprezintă puncte fixe care au devenit instabile prin bifurcații [17].

În continuare, vom prezenta rezultatele teoretice și experimentale ale laserelor DFB cu feedback optic. Conform lui Tkach și Chaplyvy [18], dinamica unui laser DFB de $1,5 \mu\text{m}$ supus feedback-ului optic convențional (eng. COF) poate fi clasificată în cinci regimuri distincte în funcție de cantitatea de lumină de feedback, adică de puterea feedback-ului. Când puterea feedback-ului crește treptat, pot fi observate următoarele regimuri:

- I. Valorile scăzute ale feedback-ului corespund îngustării sau lărgirii liniei de emisie, în funcție de faza de feedback.
- II. Saltul de mod a apărut din lărgirea liniei în primul regim când feedback-ul este defazat.
- III. Se observă suprimarea saltului de mod și a unei singure linii înguste. Acest regim poate apărea într-o gamă foarte mică de puncte forte de feedback.
- IV. Când puterea feedback-ului este crescută, se observă o reducere drastică a lungimii coerenței. Acest regim se numește colaps de coerență. De asemenea, sa arătat în [18] că nu depinde de timpul de călătorie dus-întors de îndată ce frecvența perturbației externe $f_{ext} = 1/\tau$ devine mai mică decât frecvența oscilațiilor de relaxare. Un exemplu de regim dinamic instabil la curent aproape de prag este LFF.

- V. Nivelul foarte ridicat de feedback face ca laserul să funcționeze într-un singur mod longitudinal ca un laser cu cavitare lungă cu o regiune activă scurtă. Pentru a realiza acest regim este necesar un strat anti-reflex pe oglinda laser orientată spre EC.

Figura 1.10 prezintă câteva exemple experimentale de oscilații haotice într-un laser cu gropi cuantice cu feedback optic.

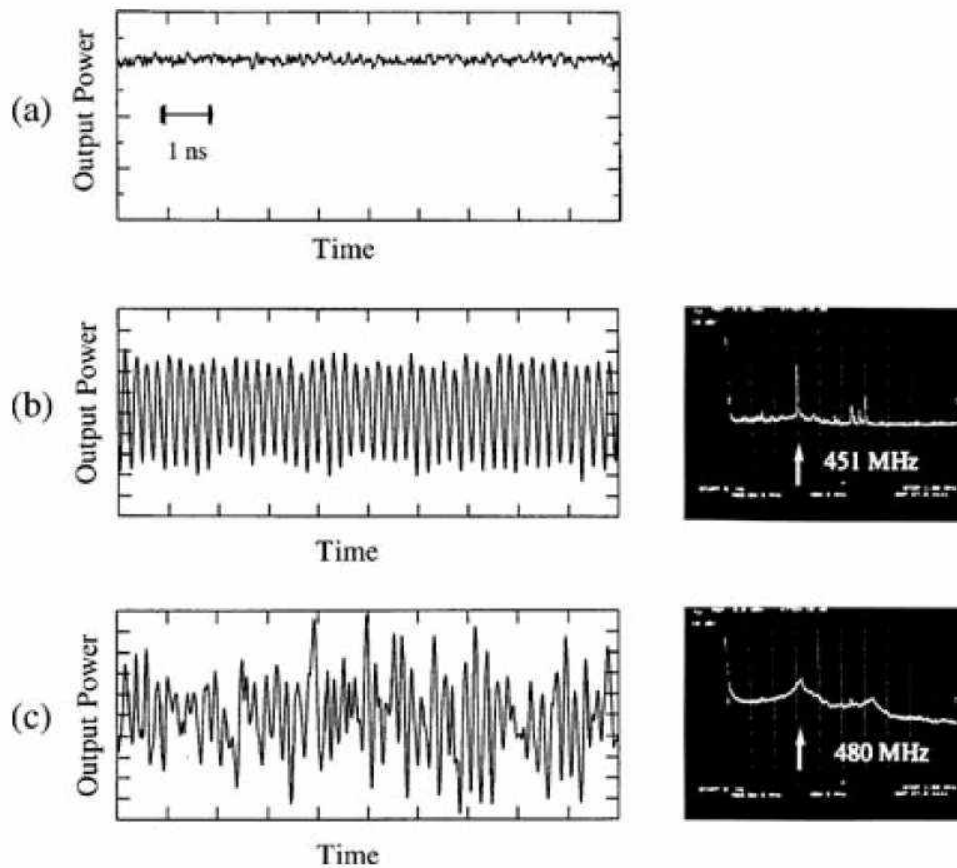


Fig. 1.10. Evoluția în timp a puterii emergente și spectrul rf pentru $J=1.5J_{th}$ și lungimea cavității exterioare $L = 30$ cm. (a) intensități mici ale feedback-ului, (b) perioada-1 a oscilațiilor pentru feedback potrivit, (c) oscilații haotice pentru feedback puternic [18].

În cazul unei intensități mici a feedback-ului optic se observă oscilația de relaxare excitată care scade ușor după ce laserul este pornit. Odată cu creșterea feedback-ului optic, laserul prezintă oscilații periodice în Fig. 1.10(b). Schema corespunde regimurilor III până la IV discutate mai sus. Frecvența de oscilație de relaxare a laserului este aproximativ 3 GHz. Cu o creștere suplimentară a feedback-ului optic, o oscilație neregulată de puterea de ieșire a laserului este prezentată în Fig. 1.10(c) când laserul prezintă oscilații complet haotice.

Menționăm că diferite fenomene complicate pot apărea în laserele semiconductoare precum autopulsații, multistabilitate, histereze și evoluție haotică. Pulsații cu frecvență mare au fost raportate în laserul DFB [18] - [23]. Diferite aspecte ale dinamicii laserelor cu feedback optic pot fi găsite în [24]-[26]. În particular, în ultimele decade au fost cercetate intens laserele semiconductoare sub influența FO de la o oglindă plană distantă - așa numita feedback optic convențional (FOC). S-au obținut diferite particularități ale evoluției în lasere cum ar fi: pulsații periodice și cvasi-periodice; fluctuații de frecvență joasă și colapsul coerent (pentru detalii [27] și literatura citată acolo). Este bine cunoscut din literatura de specialitate, că chiar și valori mici ale feedback-ului optic conduc la destabilizarea sistemului laser și la apariția instabilităților [28], [29]. Tehnica de stabilizare a emisiei laser și controlul instabilității orbitelor periodice a fost propusă de Ott, Grebogi și Yorke [30]. În această lucrare s-a arătat în ce mod pot fi stabilizate oscilațiile haotice în oscilații periodice, obținând orbitele periodice instabile, timpul mediu al cărora este apropiat de perioada care se dorește a fi stabilizată. O metodă de control este bine cunoscută ca metoda Pyragas [31]. În metoda Pyragas controlul este realizat de FO timpul de parcurgere circulară al căruia este identic cu perioada orbitei care trebuie de stabilizat. Schema propusă de Pyragas de control a fost aplicată cu succes deosebit în diferite sisteme fizice, chimice și mecanice [32] - [35].

În decursul ultimilor ani, o atenție deosebită s-a acordat laserelor de lumină albastră și violetă cu lungimi de undă 350 - 450 nm de tipul InGaN [36]. Interesul pentru asemenea lasere se datorează aplicării lor la stocarea (Fig.1.11) și procesarea informației, în medicină, biologie, imprimante și monitoare color etc. În particular, diodele laser de lumină violet-albastră sânt necesare pentru ridicarea capacității de stocare [36]. Un progres considerabil în dezvoltarea laserelor de lumină violet-albastru a fost obținut după publicarea articolelor [37], [38] în care s-a adus la cunoștință punerea lor în funcțiune. Recent s-a raportat despre fenomenul de autopulsații în asemenea laseri. Fenomenul autopulsațiilor este considerat cel mai important fenomen la reducerea zgomotului în cazul reacției laserului la feedback optic (o oglindă, un CD, etc.) [38] - [41].

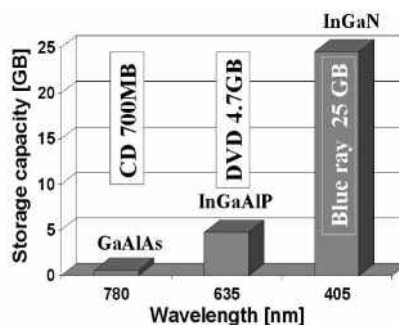


Fig.1.11. Dependența capacității de stocare a discurilor de lungimea de undă laser [36].

Diodele laser larg răspândite au următoarea schemă [42] (a se vedea Fig. 1.12) .

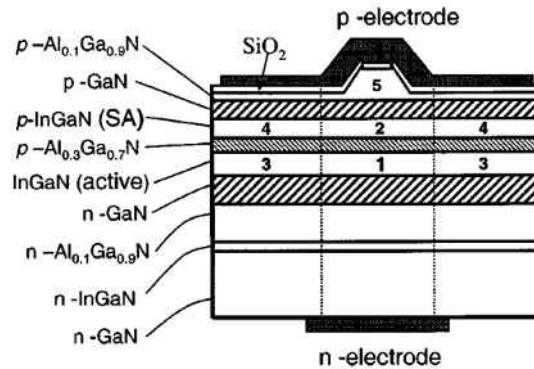


Fig. 1.12. Ilustrație schematică a laserului InGaN albastru-violet cu un absorbant saturabil încorporat [42].

Autopulsații cu frecvențe de peste 2 GHz au fost determinate atât experimental, cât și în calcule numerice. Faptul că în ultimii ani au devenit ieftin de produs, a rezultat în producerea diodelor lasere cu autopulsații în masă și includerea lor în cele mai multe aparate electronice ce au nevoie de astfel de lasere.

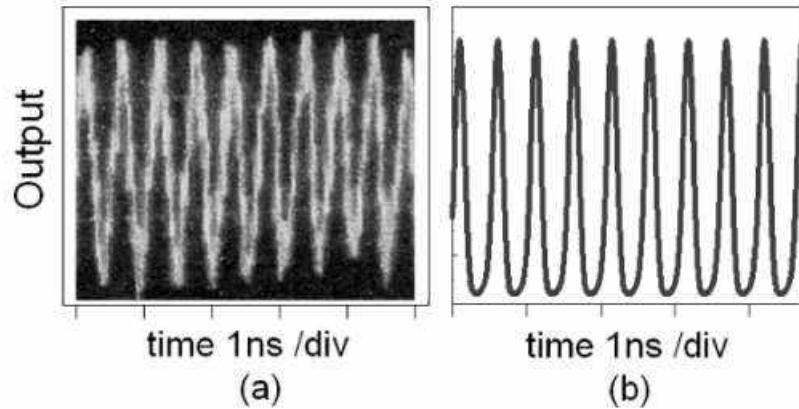


Fig. 1.13. (a) Evoluția în timp a puterii emergente măsurate în experiment și (b) calcule numerice [43].

În lucrările [44] - [46] sunt descrise caracteristicile laserelor de putere înaltă, de tipul MOPA. În [44] este prezentat un laser cu diodă cu amplificator de putere MOPA cu o putere de ieșire de 6,2 W la 971,8 nm. El constă dintr-un laser cu reflector Bragg distribuit (DBR), care este colimat și focalizat într-un amplificator conic folosind micro-lentile cilindrice. Lumina emisă are o lățime spectrală de aproximativ 20 pm. În plus, un micro-încălzitor este încorporat deasupra rețelei DBR, care poate oferi până la 5,5 nm de reglare a lungimii de undă electrică. Puterea de ieșire este

complet constantă ($6,22 \text{ W} \pm 0,01 \text{ W}$) pe toată gama de reglare. În [45] este prezentat un sistem de amplificator de putere master oscilator pentru generarea de impulsuri *ns* cu putere de vârf mare, lungime de undă stabilizată și lățime de linie spectrală îngustă. Oscilatorul principal este un laser cu ghid de undă (RW) cu feedback distribuit (DFB). Amplificatorul conic este format din trei secțiuni RW și o secțiune între ele în care semnalul se amplifică. Laserul DFB funcționează în modul de undă continuă și emite la 1064 nm cu o lățime a liniei spectrale sub 10 pm. Prin ajustarea timpului de întârziere dintre impulsurile de curent injectate în secțiunea activă și, respectiv, în secțiunea conică, puterea emisiei spontane amplificate a fost redusă sub 1% din puterea medie a laserului. Pentru o lungime a impulsului optic de 2 ns, s-a obținut o putere de vârf de 16 W (Fig. 1.14).

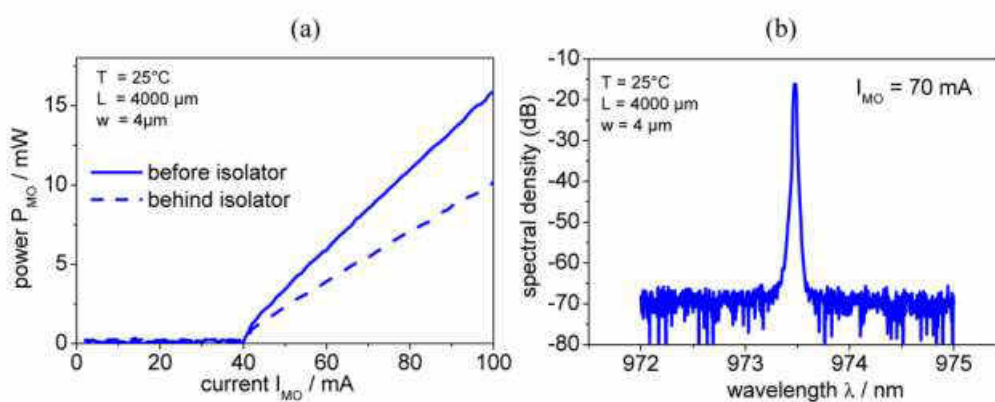


Fig. 1.14. (a) Caracteristicile putere-curent ale oscilatorului principal măsurate înainte (linie continuă) și în spatele (linia întreruptă) izolatorului. (b) Spectrul optic al oscilatorului principal pentru un curent de 70 mA [45].

În [44] sunt prezentate rezultatele unui amplificator de putere monolitic bazat pe semiconductor de tipul master-oscilator care combină un laser cu feedback distribuit (DFB) și un amplificator conic pe un singur cip. MOPA atinge o putere de ieșire de aproape 12 W la o lungime de undă de emisie, aproximativ 1064 nm în funcționare cu undă continuă (Fig. 1.15). Impulsurile cu o lungime de aproximativ 100 ps pot fi obținute fie prin injectarea impulsurilor de curent în nanosecunde numai în amplificatorul conic, fie atât în laserul DFB, cât și în amplificatorul conic. Dispozitivul DFB MOPA care a fost luat în considerare în [47] constă dintr-un laser DFB cu ghidaj de undă și un amplificator conic ghidat. Ambele regiuni sunt contactate separat și pot fi conduse independent. PA are un unghi total de aflare de 6 grade.

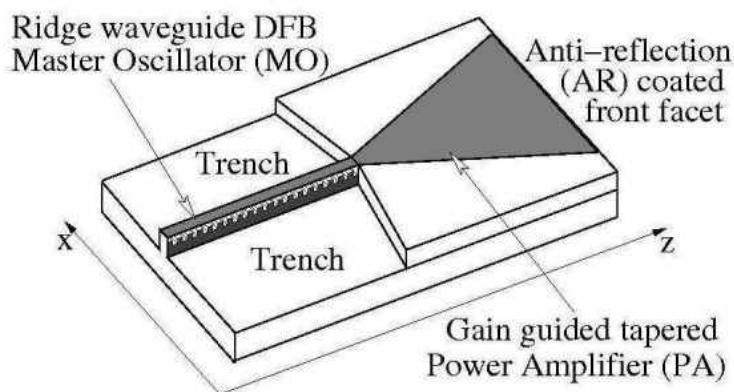


Fig. 1.15. Vedere schematică a laserului DFB MOPA [47], [48].

Pentru a înțelege originea diferitelor instabilități și tranziții între diferite stări, s-a analizat și simulat un model matematic bazat pe ecuații de unde pentru amplitudinile complexe, care variază lent, ale câmpurilor optice de contrapropagare, cuplate la o ecuație de difuzie pentru densitatea de purtători în exces și o ecuație pentru dispersia câștigului. Au fost efectuate investigații teoretice și experimentale pentru a studia comportamentul spectral și spațial al feedback-ului distribuit monolitic integrat este conic master-oscilatoare amplificatoare de putere care emit în jur de 973 nm. Introducerea zgomotului și a efectelor de încălzire și analiza modurilor optice longitudinale ne permite să explicăm rezultatele experimentele. Rezultatele arată un bun acord calitativ între cele măsurate și calculate numeric [48]. Rezultatele experimentale sunt în concordanță cu cele teoretice (Fig. 1.16).

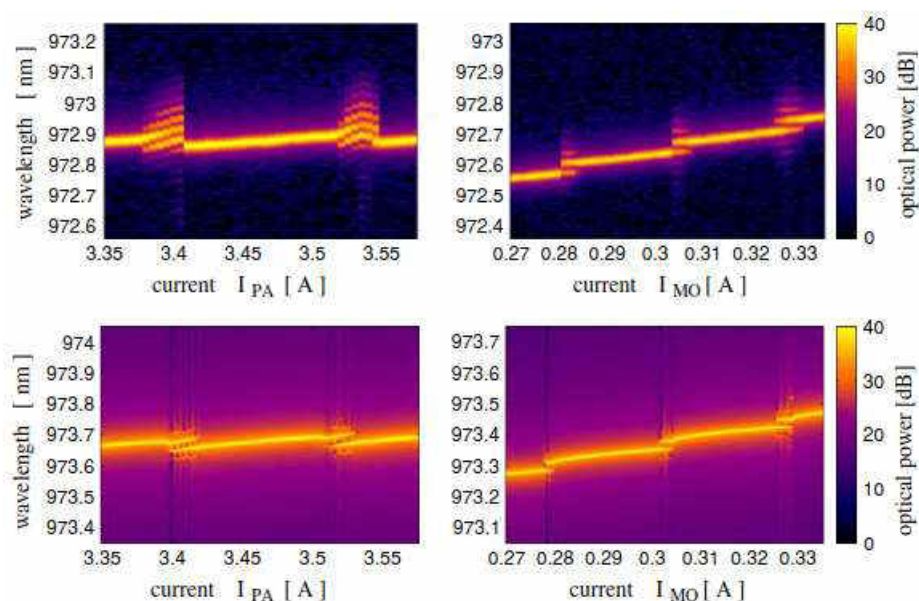


Fig. 1.16. Sus - cartografierea spectrelor optice măsurate în experiment. Jos - calcule numerice [48].

În ultima perioadă, generarea de impulsuri de scurtă durată a devenit obiect de studiu în multe laboratoare. În [49], [50] s-a demonstrat experimental și teoretic, impulsuri optice de nanosecundă excitabile în circuite integrate optoelectronice care funcționează la lungimi de undă de telecomunicații (Fig.1.17). S-a demonstrat, atunci când este perturbat fie electric, fie optic de un semnal de intrare peste un anumit prag, circuitul optoelectronic generează impulsuri excitabile electrice și optice scurte. Capacitățile de răspuns excitabil de mare viteză sunt promițătoare pentru aplicațiile de informații de inspirație neuronală în fonică.

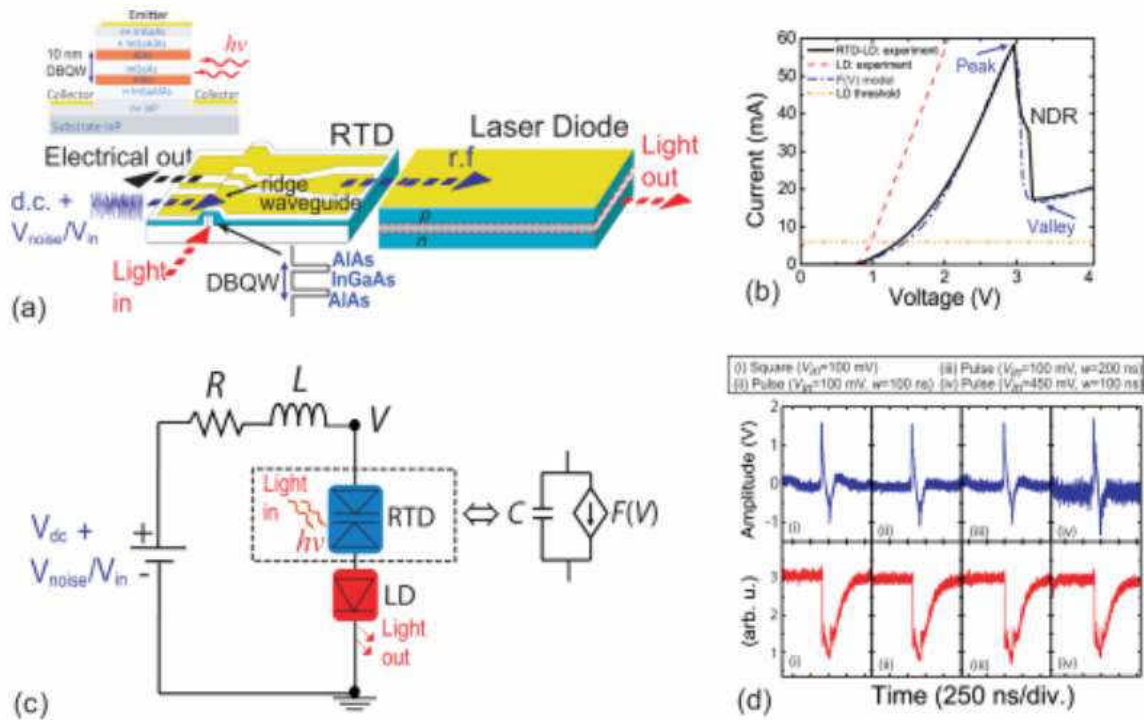


Fig. 1.17. (a) Schema fotodetectorului RTD și cipurile semiconductoare LD care formează dispozitivul optoelectronic excitabil RTD-LD. Insetarea este secțiunea transversală care arată structura epi-strat a RTD. (b) Caracteristicile experimentale I-V ale potrivirii modelului LD, RTD-LD și I-V. (c) Model electric echivalent al circuitului RTD-LD. (d) Impulsuri excitabile atât în ieșirile electrice, cât și în cele optice RTD-LD, declanșate fie de semnale de intrare pătrate, fie de impuls la $V_{dc} = 2,9$ V [49].

O trecere în revistă a literaturii despre bazele fizicii, analiza teoretică, implementarea experimentală și posibilele aplicații ale celor trei regimuri principale de generare a impulsurilor ultrarapide de către lasere semiconductoare: comutare a câștigului, comutare Q pasivă sau pulsație auto-susținută și blocarea modului sunt redată în [51]. Sunt discutați parametrii cheie care domină performanța laserului, precum și avantajele, și limitările acestor trei metode de generare a

impulsurilor. Se pune accent pe progresele recente în teorie și experiment, valorificarea noilor materiale și principii fizice și tendințe actuale de aplicare. Dispozitive integrate laser cu semiconductoare sunt prezentate în [52] ca generatoare extrem de compacte de trenuri de impulsuri ultracurte. Controlul este demonstrat pe o gamă largă de parametri de emisie, inclusiv lungimea de undă, durata impulsului, rata de repetare și puterea emisă. În [53] sunt prezentate laserele semiconductoare femtosecunde, care sunt dispozitive ideale pentru a furniza impulsuri ultracurte pentru uz industrial și biomedical datorită robusteții, stabilității, compactității și potențialului cost scăzut. Fenomenele măsurate sunt reproduse eficient prin calculul numeric bazat pe ecuații ale ratei. În lucrare [54] se prezintă o analiză teoretică și de simulare a comportamentului unui laser semiconductor reflector Bragg integrat cu patru secțiuni distribuite sub injecție optică și operațiune de comutare Q. Simulările se fac folosind modelul ecuațiilor ratei. Diferite aspecte ale generării de impulsuri scurte sunt prezentate în [55] - [60].

În continuare vom prezenta doar un model ce include ecuațiile dinamice care modelează laserul cu puncte cuantice solitar (1.5) - (1.9). Punctele cuantice sunt încorporate într-o groapă cuantică bidimensională care acționează ca un rezervor. Modelul laser a punctelor cuantice se bazează pe modelul descris în [61], [62], care a demonstrat un bun acord cantitativ cu experimentele privind comportamentul de pornire și răspunsul de modulație al laserelor cu puncte cuantice. Modelul de ecuație neliniare cuplate a cinci variabile, inclusiv numărul fotonului din cavitatea N_{ph} , precum și probabilitățile de ocupare a electronilor și a golurilor în QD-uri, ρ_e și ρ_h sunt densitățile de electroni și goluri în QW, și sunt date de următoarele ecuații [61]:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \left[2\bar{W} Z_a^{QD} (\rho_e + \rho_h - 1) - 2k \right] N_{ph} + \beta 2Z_a^{QD} W \rho_e \rho_h, \quad (1.5)$$

$$\frac{d\rho_e}{dt} = S_e^{in} (1 - \rho_e) - S_e^{out} \rho_e - \bar{W} (\rho_e + \rho_h - 1) N_{ph} - W \rho_e \rho_h, \quad (1.6)$$

$$\frac{d\rho_h}{dt} = S_h^{in} (1 - \rho_h) - S_h^{out} \rho_h - \bar{W} (\rho_e + \rho_h - 1) N_{ph} - W \rho_e \rho_h, \quad (1.7)$$

$$\frac{d\omega_e}{dt} = \frac{j}{e_0} - 2N^{QD} [S_e^{in} (1 - \rho_e) - S_e^{out} \rho_e] - B^S \omega_e \omega_h, \quad (1.8)$$

$$\frac{d\omega_h}{dt} = \frac{j}{e_0} - 2N^{QD} [S_h^{in} (1 - \rho_h) - S_h^{out} \rho_h] - B^S \omega_e \omega_h. \quad (1.9)$$

Coeficientul de câștig este proporțional cu coeficientul Einstein al emisieii induse. Numărul punctelor cuantice care iradiază poate fi variat. Pentru detalii se poate vedea [61].

Astfel, diodele laser sunt utilizate pe larg în telecomunicații ca surse de lumină ușor modulate și ușor cuplate pentru comunicațiile cu fibră optică. O altă utilizare a laserelor este în aparatele de citire a codurilor de bare. Laserele roșii, verzi, albastre sunt utilizate ca indicatoare laser. Diodele laser de mică putere, cât și cele de mare putere sunt utilizate pe larg în industria tipografică, ca surse de lumină coerente pentru scanarea imaginilor, cât și pentru fabricarea plăcilor de imprimare. În sistemele CD playere, CD-ROM-uri și tehnologia DVD diodele laser infraroșii și roșii sunt utilizate pe larg. Laserele violet și albastre de tipul InGaN sunt utilizate în tehnologia HD-DVD și Blu-Ray. Remarcăm faptul ca diodele laser de mare putere sunt utilizate în aplicații industriale, cum ar fi tratarea termică, placarea, sudarea, precum și pomparea altor lasere. În final menționăm unele aplicații, care sunt folosite astăzi sau în viitor cu proprietăți "coerente" ale luminii generate de diode-laser includ măsurarea distanței interferometrice, holografia, comunicațiile coerente și controlul coerent al reacțiilor chimice. Aplicațiile care pot utiliza proprietățile "spectrale înguste" ale laserelor cu diode laser includ: contramăsurile în infraroșu, detectarea spectroscopică, generarea undelor de radiofrecvență sau terahertzi, pregătirea stării ceasului atomic, criptografia cu chei cuantice, dublarea și conversia frecvenței, purificarea apei (în UV), terapia fotodinamică, etc.

1.4 Concluzii la Capitolul 1.

Cu toate că laserul cu semiconductoare a fost inventat la mijlocul secolului trecut, în multe centre de cercetare investigațiile proprietăților acestor dispozitive sunt în derulare. Laserele cu semiconductoare sunt surse de lumină ieftină și fiabilă de mărimi reduse, costuri mici de fabricație, utilizare largă, cât și longevitatea lor conferă diodelor laser semiconductoare priorități față de celelalte dispozitive de emisie laser. Este evident că diodele laser cu semiconductoare sunt și vor fi cercetate în continuare extensiv pentru a fi îmbunătățite proprietățile. Teoria acestor lasere cu diferite medii active este concentrată pe înțelegerea și explicarea rezultatelor experimentale ce le caracterizează. În urma analizei literaturii de specialitate au fost studiate diferite structuri ale laserelor cu semiconductoare, cu diferite medii active. S-a constatat că unele modele existente nu pot explica în totalitate rezultatele experimentale ale laserelor de tip DBR sau DFB. Astfel un scop al acestei teze a fost de a propune soluții pentru a obține o concordanță bună între rezultatele experimentale și cele teoretice. Au fost prezentate schemele laserelor clasice care au fost investigate pe larg în decadele precedente.

În final menționăm că, un scop al cercetărilor din acest domeniu este determinarea direcțiilor cercetărilor ulterioare precum și modalitățile de utilizare în viața noastră de zi cu zi.

Teoria laserelor cu semiconductoare este un domeniu științific ale cărui orizonturi de cercetare au un viitor sigur și cu implicații pronunțate în viața de zi cu zi.

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

2.1 Întroducere.

Laserele semiconductoare au devenit indispensabile în societatea modernă. Astăzi este de neimaginat activitatea de zi cu zi fără a avea acces la computere personale, internet, imprimante laser, display-uri etc., a căror funcționare are la bază dispozitivele laser. Diodele laser cu semiconductoare sunt utilizate pe larg într-un șir de domenii, cum ar fi: medicină, comunicații optice, industria chimică, sistemele CD, DVD, BD, mecanică, măsurători etc.

Ținem să menționăm că, laserele semiconductoare prezintă interes nu numai sub aspectul aplicațiilor extrem de utile, dar și cel al cercetărilor fundamentale, întrucât ele constituie sisteme puternic neliniare. În ultimii ani, progresele înregistrate la creșterea și elaborarea noilor dispozitive optoelectronice au impulsat mult cercetările diferitelor aspecte ale tehnologiilor de creștere a structurilor cu puncte cuantice. Importanța acestor tehnologii din domeniul opto-electronic este determinată de necesitățile crescânde ale societății contemporane în elaborarea și creșterea dispozitivelor cu viteze tot mai mari de transfer ale datelor în rețelele internet, cu dimensiuni și costuri tot mai mici, dar și cu eficiență energetică înaltă [63] - [65]. Structurile cu puncte cuantice au devenit un mediu activ destul de prielnic al laserelor, înlocuind structurile cu gropi cuantice. Pentru a fi util în diverse aplicații, doar elaborarea începentă a laserului nu este suficientă. Laserul trebuie să posede și proprietăți atât controlabile, cât și compatibile cu cerințele ingineresti actuale, de exemplu ale rețelelor internet existente. De asemenea, este foarte importantă stabilitatea funcționării laserelor, care joacă un rol decisiv practic în fiecare aplicație posibilă a acestor dispozitive.

Avantajele laserelor cu mediu activ puncte cuantice au fost prezise în urmă cu aproximativ 20 de ani. Printre acestea, menționăm: valoarea mică a curentului de prag, dependența slabă de temperatură, coeficienți de amplificare mai mari, frecvențe mai înalte de modulare, bruij mai slab în funcție de impuls, semnale slab modulate în frecvență și sensibilitate joasă la acțiunea feedback-ului optic [64], [65]. Avantajele nominalizate ale laserelor cu puncte cuantice sunt bazate pe existența unor densități de sarcină discretă. Cu toate acestea, realizarea practică a dispozitivelor respective a fost relativ lentă, chiar și pentru cel mai frecvent material studiat, GaAs. Proprietățile controlabile ale laserelor nu au fost încă valorificate pe deplin [66], [67]. În lucrarea [67] se face o trecere în revistă progresul recent al laserelor cu puncte cuantice III-V integrate monolitic pe platforma Si. În ceea ce privește diferitele tipuri și dimensiuni de cavități, se discută viitorul domeniu de aplicare. O istorie de 40 de ani a punctelor cuantice care a rezultat în crearea de lasere

semiconductoare de înaltă performanță este redată în [67]. Discuțiile din această lucrare includ primele zile ale cercetării laserelor cu puncte cuantice, demonstrarea funcționării la temperaturi înalte, aplicații în fotonica cu siliciu și progresele recente în sursele de lumină cu puncte cuantice.

În lucrarea [68] se investighează teoretic feedback-ul optoelectronic în laserele cu semiconductoare cu puncte cuantice în cazul în care modelul include starea fundamentală a stratului wetting precum și starea excitată pentru puncte cuantice. Electronii și golurile sunt considerate separat în dinamica lor. Sunt studiate atât feedback-ul optoelectronic pozitiv cât și negativ. Se studiază seria temporală a densității fotonilor, portretele de fază ale purtătorilor din stări. Parametrii care afectează feedback-ul optoelectronic sunt examinați acolo unde se observă o excitabilitate. În [69] se menționează că odată cu creșterea continuă a traficului global de date, circuitele integrate fotonice pe bază de siliciu (Si) au apărut ca o soluție promițătoare pentru comunicațiile optice intra/inter-cip de înaltă performanță. Cu toate acestea, lipsa unei surse de lumină pe bază de Si rămâne de rezolvat din cauza proprietății ineficiente de emisie a luminii. Pentru a aborda absența unei surse native de lumină, integrarea laserelor III-V, care oferă proprietăți optice și electrice superioare, a fost investigată pe larg. În mod remarcabil, utilizarea punctelor cuantice ca mediu activ în laserele III-V a atras un interes considerabil datorită diverselor avantaje, cum ar fi toleranța la defecte cristaline, insensibilitatea la temperatură, densitatea de curent cu prag scăzut etc. [70].

Lucrarea [71] abordează probleme asociate cu fizica și tehnologia laserelor de injecție bazate pe puncte cuantice auto-organizate. Sunt rezumate și revizuite aspectele fundamentale și tehnologice ale laserelor cu emițătoare de margine cu puncte cuantice și ale VCSEL-urilor, starea lor actuală și viitoarele perspective. Sunt trecute în revistă principiile de bază ale formării QD folosind fenomene de autoorganizare. Proprietățile structurale și optice ale QD-urilor auto-organizate sunt luate în considerare cu un număr de exemple în diferite sisteme de materiale. În [72] se mai prezintă un nou model pentru laserele semiconductoare cu puncte cuantice, care include tratamentul auto-consecvent al interacțiunilor electrice, optice și termice. Abordarea este dezvoltată din ecuația balanței energetice pentru a încorpora temperatura purtătorilor de sarcină și o ecuație a ratei pe trei nivele pentru a descrie dinamica purtătorului și a fotonului în regiunea activă a punctelor cuantice care funcționează simultan pe două moduri longitudinale: prin starea fundamentală și prima tranziție în stare excitată. Rezultatele simulate sunt în acord cu datele experimentale de la dispozitivele raportate anterior.

În [73] s-a investigat experimental și teoretic dinamica emisiei în impulsuri a unui laser cu puncte cuantice cu semiconductor în trei secțiuni. Ieșirea laser este caracterizată de puterea de vârf, lățimea impulsului, fluctuația în timp a maximumului de putere, stabilitatea amplitudinii și se găsește

o gamă de performanțe remarcabile ale impulsului. Diferite regimuri dinamice de funcționare au fost identificate și investigate. Modelul reproduce excelent rezultatele măsurate și este folosit în continuare pentru a studia mecanismul de generare a impulsurilor, precum și influența designului geometric asupra emisiei pulsate. Laserele cu puncte cuantice crescute epitaxial apar ca o abordare economică pentru a obține surse de lumină pe cip [74]. În această lucrare se prezintă un rezumat al celor mai recente dezvoltări ale laserelor cu puncte cuantice crescute pe un substrat de Si compatibil CMOS (001), cu accent pe descoperiri pe durată lungă de viață la temperaturi ridicate. În ultimii ani se atestă un progres remarcabil în fabricarea fiabilă a structurilor cu puncte cuantice de tip GaN. Este bine cunoscut că până și valori mici ale intensității feedback-ului optic extern pot destabiliza funcționarea laserelor, indicând instabilități și generând un comportament dinamic foarte complicat, numit haos. În cazul sistemelor de comunicare sistemelor CD și DVD, feedbackul se datorează reflecției de la interconectare sau de la CD care la rândul său poate provoca creșterea zgomotului de fază și/sau de intensitate, comutarea modurilor, distrugerea coerenței, lărgirea liniei spectrale, etc., [75]. O abordare cuantică-optică completă pentru auto-feedback-ului optic al unui laser cu micro-cavitate este dezvoltată în [75].

2.2 Structura laserului cu puncte cuantice. Modelul și ecuațiile.

În acest Capitol este studiat comportamentul laserului cu mediu activ puncte cuantice cu feedback extern provenit de un rezonator Fabry-Perot exterior. În acest paragraf vom descrie schema laserului și modelul matematic, iar în paragraful 3 sunt prezentate rezultatele calculelor stărilor staționare. În Figura 2.1 se poate vedea modelul schematic al laserului mediul activ al căruia sunt punctele cuantice.

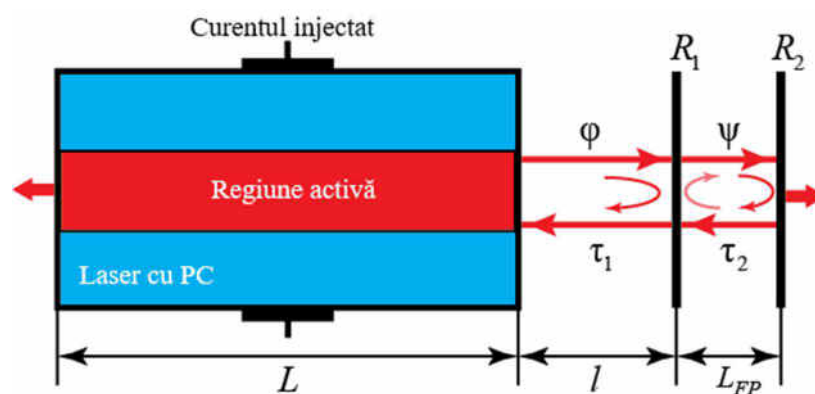


Fig. 2.1. Schema laserului cu puncte cuantice: R_1 - coeficientul de reflexie al oglinzii mai apropiate de laser; R_2 - coeficientul de reflexie al oglinzii mai îndepărtate; L - lungimea laserului; l - distanța dintre laser și rezonator; L_{FP} - lungimea rezonatorului Fabry-Perot.

Curentul este injectat numai în regiunea activă.

Studiul teoretic din acest Capitol are la bază o structură a laserului cu puncte cuantice similare celei realizate în [76]. Acest laser constă din stratul care reprezintă mediul activ puncte cuantice GaN și un rezonator exterior Fabry-Perot. Adică parametrii de material au fost selectați pentru GaN. Este bine cunoscut că modelul simplu al ecuațiilor ratelor constituie metodă standard pentru a descrie și examina dinamica diferitor lasere semiconductoare. Aceste modele descriu calitativ, bine rezultatele experimentale. Totuși, mai complex este modelul ecuațiilor Bloch. În acest model rata de anihilare a fotonilor și degradarea polarizării are mărime de ordin similară.

Considerăm structura prezentată în Fig. 2.1 și modelul laserului cu mediu active puncte cuantice folosind următorul sistem de ecuații [76], [77] în care E este amplitudinea câmpului, p este polarizarea, N este inversia, iar termenii Γ_1 și cu Γ_2 descriu feedbackul dublu.

$$\frac{dE}{dt} = -\kappa E + 2Z^{QD} \Gamma |g| p + \frac{Z^{QD} \Gamma \beta F_p}{\tau_{sp} E^*} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 e^{i\varphi} E(t - \tau_1) + \Gamma_2 e^{i\psi} E(t - \tau_2), \quad (2.1)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma p + |g| EN, \quad (2.2)$$

$$\frac{dN}{dt} = -4|g| Ep + \frac{N_0(\omega_e) - N}{T_1(\omega_e)} - \frac{F_p}{\tau_{sp}} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2. \quad (2.3)$$

Numărul de puncte cuantice ai regiunii active a laserului este notat cu Z^{QD} . $t_1 = 2l/c$ și $t_2 = 2L_{FP}/c_g$ sunt intervalele de timp de întârziere a semnalului între laser și rezonator și, respectiv, în rezonator. c este viteza câmpului în vid, iar c_g viteza în rezonator. Factorul g reprezintă partea de puncte cuantice din volumul modului care contribuie la emisia laser. El constituie partea din regiunea activă care amplifică un anumit mod, iar pentru un laser cu un singur mod g este un parametru constant. Timpul de variație al inversiei $T_1(\omega_e)$ depinde de densitatea purtătorilor de sarcină. k este rata de anihilare a fotonilor, iar g este parametrul de degradare a polarizării. t_{eff} este rata efectivă a emisiilor spontane și este dată de factorul Purcell F_p și de rata de emisie spontană t_{sp} , adică $t_{eff} = F_p/t_{sp}$. g și β reprezintă factorii de cuplare și de emisie spontană. Factorul β descrie procentul de fotoni cu emisie spontană, care sunt emiși în modul de undă al cavității rezonante [76].

Pentru mediul activ puncte cuantice GaN, parametrii din sistemul de ecuații (2.1) - (2.3) au următoarele valori: $k = 10^{11} s^{-1}$; $t_{sp}^{-1} = 10^{10} s^{-1}$; $\gamma = 0,1$; $g = 3,5 ns^{-1}$; $T_1(\omega_e) = 8 \cdot 10^{10} s$; $N_0(\omega_e) = 0,9$; $Z^{QD} = 10^6$; $\tau_0 = 10^{-9} s$.

Pentru analiza numerică ce urmează pentru sistemul de ecuații (2.1) - (2.3) este mai comod să normăm ecuațiile la timpul de viață al purtătorilor de sarcină τ_0 , introducând următorii parametri noi și coeficienții adimensionali:

$$\begin{aligned} \tilde{k} &= k \cdot \tau_0; \quad |\tilde{g}| = |g| \cdot \tau_0; \quad \frac{1}{\tilde{\tau}_{sp}} = \frac{1}{\tau_{sp}} \cdot \tau_0; \quad \frac{1}{\tilde{T}_1} = \frac{1}{T_1} \cdot \tau_0; \\ A &= 2Z^{OD}\Gamma|\tilde{g}|; \quad B = \frac{Z^{OD}\Gamma\beta F_p}{\tilde{\tau}_{sp}}; \quad C = \frac{F_p}{\tilde{\tau}_{sp}}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Cu ajutorul noilor notații de mai sus (2.4), parametrii adimensionali capătă valorile: $\tilde{k}=100$; $\tilde{\tau}_{\sigma p}^{-1}=10$ și $\tilde{T}^{-1}=80$. Pentru parametrul $\tilde{\gamma}$ utilizăm 2 valori $\tilde{\gamma}=3,5$ și $\tilde{\gamma}=100$, iar sistemul de ecuații (2.1) - (2.3) obține forma:

$$\frac{dE}{d\tau} = -\tilde{k}E + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}}p + \frac{B}{E^*} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 e^{-i\varphi} E(\tau - \tau_1) + \Gamma_2 e^{-i\psi} E_2(\tau - \tau_2), \quad (2.5)$$

$$\frac{dp}{d\tau} = -\tilde{\gamma}p + \tilde{g}NE, \quad (2.6)$$

$$\frac{dN}{d\tau} = -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}}E^*p + \frac{d_0 - N}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N+1}{2} \right)^2. \quad (2.7)$$

Ecuațiile adimensionale (2.5) - (2.7) reprezintă un sistem de ecuații diferențiale neliniare ce descriu dinamica laserului cu puncte cuantice reprezentat schematic în Fig. 2.1.

2.3. Analiza cazului staționar

În continuare, vom analiza soluțiile sistemului de ecuații diferențiale cu întârziere (2.5) - (2.7) sub forma așa-numitelor moduri ale cavității exterioare:

$$E = E_s e^{i\omega_s t}; \quad p = p_s e^{i\omega_s t + i\alpha_s}; \quad N = N_s. \quad (2.8)$$

Pentru comoditate vom utiliza următoarele notații:

$$\omega_s \tau_1 + \varphi \equiv \Phi; \quad \omega_s \tau_2 + \psi \equiv \Psi. \quad (2.9)$$

În cazul staționar ($dE_s/d\tau = dp_s/d\tau = dN_s/d\tau = 0$), din sistemul de ecuații (2.5) - (2.7), utilizând (2.8) și (2.9), obținem următorul set de ecuații:

$$\begin{cases} i\omega_s E_s = -\tilde{k}E_s + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}}p_s (\cos \alpha_s + i \sin \alpha_s) + \frac{B}{E_s^*} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 E_s (\cos \Phi - i \sin \Phi) + \Gamma_2 E_s (\cos \Psi - i \sin \Psi), \\ i\omega_s p_s = -\tilde{\gamma}p_s + \tilde{g}N_s E_s (\cos \alpha_s - i \sin \alpha_s), \\ 0 = -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}}E_s^*p_s (\cos \alpha_s + i \sin \alpha_s) + \frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2. \end{cases} \quad (2.10)$$

După separarea părții reale Re și a celei imaginare Im în (2.10), obținem:

$$\begin{aligned}
0 &= -\tilde{k}E_s + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} p_s \cos \alpha_s + \frac{B}{E_s^*} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 E_s \cos \Phi + \Gamma_2 E_s \cos \Psi, \\
\omega_s E_s &= \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} p_s \sin \alpha_s - \Gamma_1 E_s \cos \Phi - \Gamma_2 E_s \cos \Psi, \\
0 &= -\tilde{\gamma} p_s + \tilde{g} N_s E_s \cos \alpha_s, \\
\omega_s p_s &= -\tilde{g} N_s E_s \cos \alpha_s, \\
0 &= -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} E_s^* p_s \cos \alpha_s + \frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2
\end{aligned} \tag{2.11}$$

În ecuațiile (2.11), N_s este valoarea de amplitudine a densității purtătorilor de sarcină, p_s este valoarea de amplitudine a vectorului de polarizare, E_s este amplitudinea câmpului laserului, iar ω_s este frecvența modurilor cavității exterioare. În urma unor transformări algebrice simple obținem următorul sistem de ecuații:

$$\begin{aligned}
0 &= -\tilde{k} + \frac{A\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} \cdot \frac{p_s}{E_s} + \frac{B}{|E_s|^2} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2 + \Gamma_1 \cos \Phi + \Gamma_2 \cos \Psi, \\
\omega_s &= -\Gamma_1 \sin \Phi - \Gamma_2 \sin \Psi, \\
0 &= -\tilde{\gamma} \frac{p_s}{E_s} + \tilde{g} N_s, \\
0 &= -\frac{C\tilde{\gamma}}{\tilde{g}} |E_s|^2 \frac{p_s}{E_s} + \frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2.
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Din sistemul de ecuații (2.12) pentru numere reale, folosind notațiile (2.9) pentru frecvența modurilor cavității externe ușor se obține următoarea ecuație transcendentă pentru ω_s :

$$\omega_s = -\Gamma_1 \sin(\omega_s \tau_1 + \varphi) - \Gamma_2 \sin(\omega_s \tau_2 + \psi). \tag{2.13}$$

Tot din expresiile (2.11) în urma unor transformări se obțin și valorile de amplitudine ale intensității câmpului electric al laserului și ale vectorului de polarizare:

$$E_s = \sqrt{\frac{1}{CN_s} \left[\frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2 \right]}, \tag{2.14}$$

și

$$p_s = \sqrt{\frac{\tilde{g}^2 N_s}{C\tilde{\gamma}^2} \left[\frac{d_0 - N_s}{\tilde{T}_1} - \frac{1}{\tilde{\tau}_{eff}} \left(\frac{N_s+1}{2} \right)^2 \right]}. \tag{2.15}$$

În aceste expresii densitatea purtătorilor de sarcină N_s ar fi soluția ecuației de ordinul trei pentru N_s :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_1 D N_s^3 + \left[\tilde{T}_1 \Gamma_f + 2\tilde{T}_1 D - 4\tau_{eff} A \right] N_s^2 + \left[T_1 D + 2\Gamma_f (T_1 + 2\tau_{eff}) + 4d_0 A \tau_{eff} \right] N_s + \\ + \Gamma_f (T_1 - 4d_0 \tau_{eff}) = 0, \end{aligned} \quad (2.16)$$

unde

$$\Gamma_f = \tilde{k} - \Gamma_1 \cos \Phi - \Gamma_2 \cos \Psi; \quad D = \tilde{\tau}_{eff} BC - A. \quad (2.17)$$

Astfel, în rezultatul unor transformări matematice am obținut un set de ecuații care descriu stările staționare ale sistemului laser prezentat în Fig. 2.1.

Considerăm că rezultatele expuse în acest paragraf oferă o bază pentru studiile din paragraful următor, în special pentru investigații mai detaliate privind distribuirea modurilor cavității exterioare în planul diferitor parametri în cazul funcționării laserelor cu puncte cuantice sub influența feedback-ului optic exterior.

2.4 Calcule numerice

Utilizând ecuațiile din paragraful precedent, am studiat distribuțiile modurilor cavității exterioare (MCE) în planul lui $(N_s - \omega_s)$. Când feedbackul este absent, este prezentă o singură stare staționară. Introducerea feedback-ului duce la apariția altor moduri pare (mod-antimod) suplimentare. Astfel, am rezolvat ecuațiile (2.14) - (2.17). Ecuația (2.16) poate avea trei soluții. Pe de altă parte rezolvăm această ecuație, iar pentru fiecare soluție reală a lui N_s obținem ω_s din (2.13). A fost elaborat un program în Matlab care ne permite extragerea soluțiilor reale ale N_s pentru fiecare ω_s . Faza ϕ variază în intervalul de la 0 până la 2π . Faza ψ o fixăm la valoarea π . Figura 2.2 (a) prezintă distribuția modurilor cavităților exterioare pentru $\Gamma_1 = 5$, $\Gamma_2 = 5$. Se poate observa că modurile nu sunt situate pe elipsă, dar pe formă de „clopot”. Ținem să menționăm că pentru $\omega_s = 0$ întotdeauna există o stare staționară. Abaterea de la elipsă se datorează prezenței celor trei soluții reale pentru N_s . Când creștem feedbackul în a doua ramură, pâna la $\Gamma_2 = 7.9$ „clopotul” începe să se deformeze astfel încât două ramuri se apropie una de alta (a se vedea Fig. 2.2(b)). Ulterior, pentru $\Gamma_2 = 10$ „clopotul” se transformă în 3 elipse deformate (a se vedea Fig. 2.2(c)). La o creștere suplimentară a puterii feedback-ului $\Gamma_2 = 15$, apar noi sateliți în distribuția ECM-urilor (a se vedea Fig. 2.2(c)).

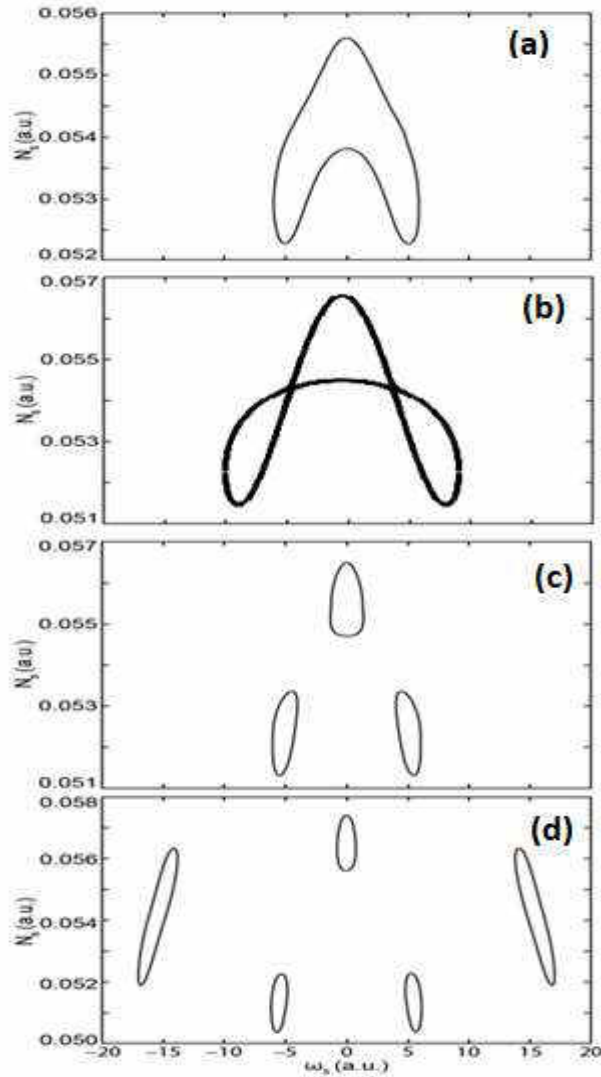


Fig. 2.2. Distribuția MCE în planul a doi parametri ($N_s - \omega_s$) pentru (a) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 5$, (b) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 7.9$, (c) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 10$, (d) $\Gamma_1 = 5, \Gamma_2 = 15$. $\tau_1 = 0.2$, $\tau_2 = 0.5$, $\psi = \pi$

În Fig. 2.3 sunt prezentate rezultatele unei creșteri a feedback-ului în prima ramură la $\Gamma_1 = 10$, și în a doua ramură feedbackul optic variază de la 10 la 20. Pentru $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$ ECM-urile sunt situate pe așa-numitul „clopot” și elipsele sateliților (a se vedea Fig. 2.3(a)). Când $\Gamma_2 = 15$ „clopotul” este deformat la fel și elipsele devin mărite. Pentru $\Gamma_2 = 20$, noii sateliți sau transformat în elipse (Fig. 2.3 (c)). Astfel, observăm că o creștere a forțelor feedback-ului duce la o distribuție complicată a modurilor cavității externe.

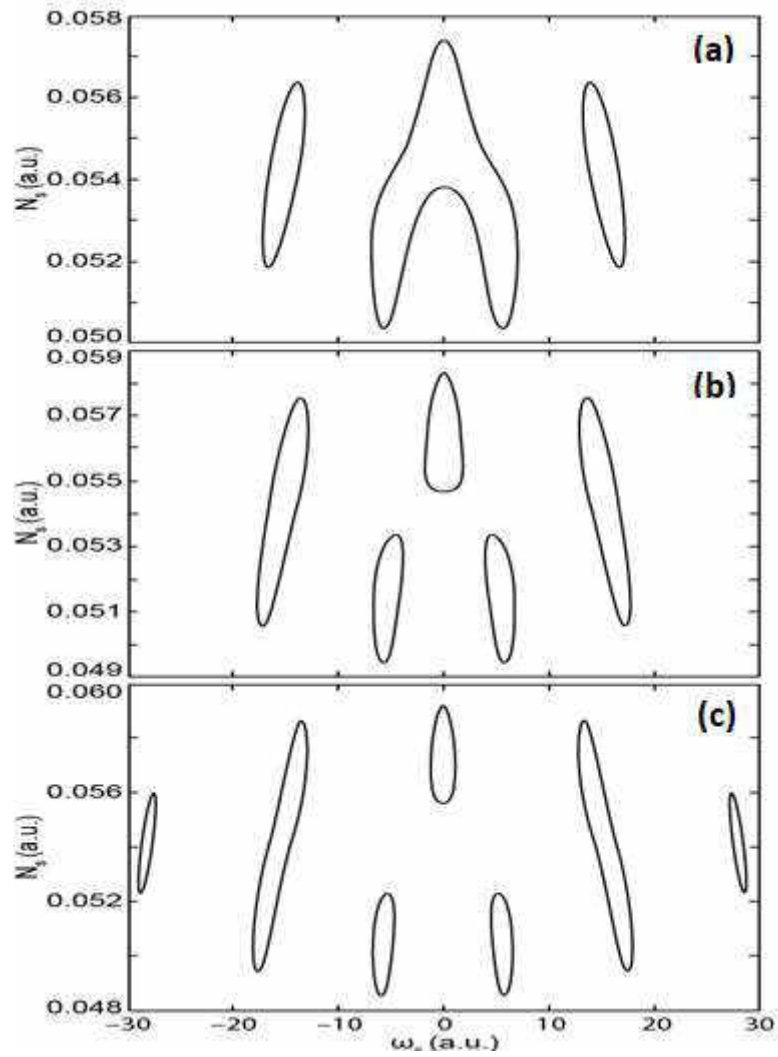
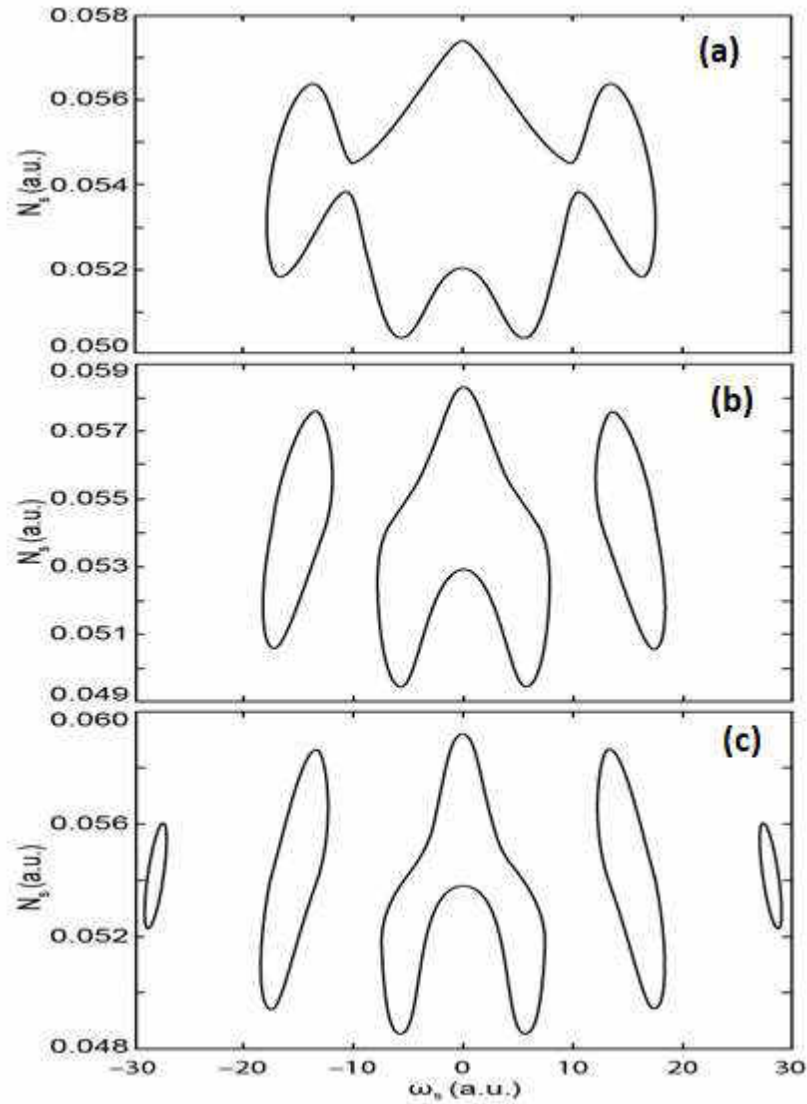


Fig. 2.3. Distribuția MCE în planul a doi parametri ($N_s - \omega_s$) pentru (a) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 10$, (b) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 15$, (c) $\Gamma_1 = 10, \Gamma_2 = 20$. $\tau_1 = 0.2$, $\tau_2 = 0.5$, $\psi = \pi$.

Figura 2.4 (a) prezintă distribuția modurilor pentru o putere de feedback mai mare în prima ramură a cavității externe $\Gamma_1 = 15$ și o putere de feedback mică în cea de-a doua $\Gamma_2 = 5$. Se poate observa o distribuție mai complicată.



**Fig. 2.4. Distribuția MCE în planul a doi parametri ($N_s - \omega_s$) pentru (a) $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 5$,
(b) $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 10$, (c) $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 15$. $\tau_1 = 0.2$, $\tau_2 = 0.5$**

Forma distribuției a modurilor este complicată atunci când puterea feedback-ului în a doua ramură crește, astfel sunt prezente în figură sub formă de „clopot” și elipsele deformate ale satelitului (Fig. 2.4 (c)). Astfel, am constatat că, pentru o putere mare de feedback, forma distribuției modurilor externe devine mai complicată.

În cele ce urmează, fixăm intensitățile feedback-ului optic în ambele ramuri la valorile de $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 5$ și variem faza ψ . Figura 2.5 reprezintă distribuția MCE în planul ($N_s - \omega_s$) pentru diferite valori ale fazei ψ .

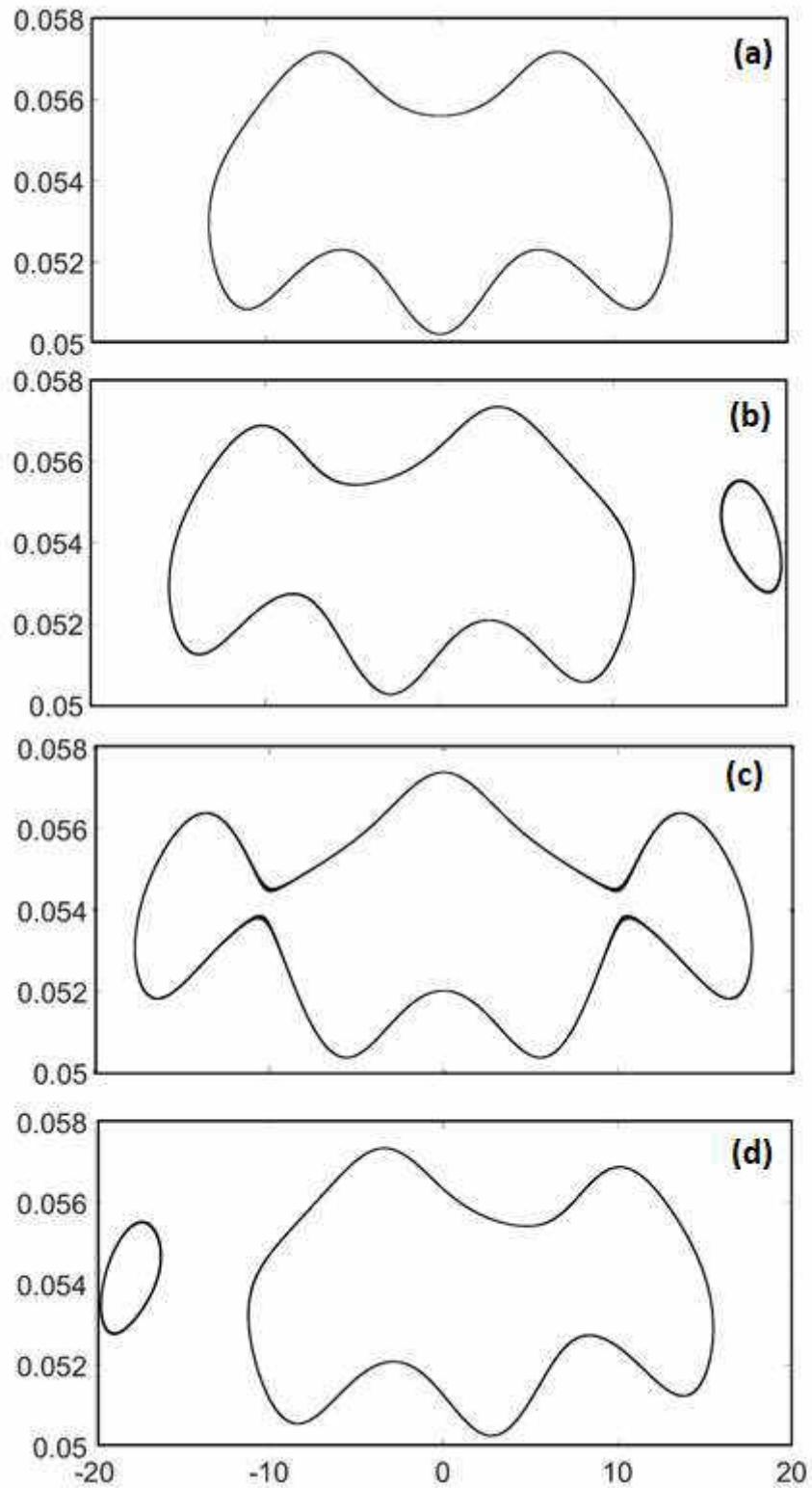


Fig. 2.5. Distribuția MCE în planul a doi parametri $(N_s - \omega_s)$ pentru $\Gamma_1 = 15, \Gamma_2 = 5$, și
(a) $\psi=0$, **(b)** $\psi=\pi/2$, **(c)** $\psi=\pi$, **(d)** $\psi=3\pi/2$. Alți parametri $\tau_1 = 0.2$, $\tau_2 = 0.5$.

2.5 Concluzii la Capitolul 2

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

Am obținut că MCE sunt situate pe forma de „clopot” pentru o putere scăzută de feedback. Feedback-uri mai mari implică apariția unor elipse de satelit deformate. Considerăm că rezultatele prezentate în această lucrare reprezintă o bază bună pentru studiile viitoare și, în special, oferă câteva indicații pentru investigații mai detaliate ale stabilității MCE. Rezultatele acestui capitol au fost publicate în lucrările [A4], [A7], [A12].

3. INVESTIGAREA PROPRIETĂȚILOR DINAMICE A LASERELOR ÎNCORPORATE CU SECȚIUNEA DBR SUB INFLUENȚA FEEDBACKULUI OPTIC EXTERN

3.1 Cadrul teoretic al investigațiilor laserelor cu reflectoare Bragg distribuite

În ultimii ani, laserele cu reflectoare Bragg distribuite - DBR (eng. Distributed Bragg Reflector) au căpătat un interes din ce în ce mai mare, deoarece permit funcționarea unui singur mod longitudinal cu o lățime de linie spectrală mică. În acest Capitol prezentăm rezultatele investigațiilor teoretice ale proprietăților dinamice ale unui laser cu secțiunea DBR încorporată care se află sub influența feedbackului optic extern. Modelul Lang-Kobayashi adaptat a fost folosit pentru a simula și analiza dinamica dispozitivului laser considerat. S-a identificat natura bifurcațiilor care apar într-un astfel de sistem. S-a trasat bifurcația Hopf, responsabilă de instabilități, în planul diferiților parametri. Sunt identificate condițiile necesare pentru funcționarea stabilă a laserului. De asemenea, demonstrăm influența lungimii regiunii active asupra stabilității emisiei dispozitivului și arătăm modul în care această proprietate este modificată prin variația de acordare a modului laserului solitar.

Laserele DBR sunt potențiale candidaturi utile ca sursă laser cu funcționare unică și lățime mică a liniei spectrale. Astfel de dispozitive sunt utilizate în spectroscopie, metrologie cuantică și comunicare optică [78] - [80]. Multe dispozitive utilizate în prezent au nevoie de un izolator pentru a reduce efectul feedback-ului. Recent sensibilitatea de feedback a laserelor de tip DBR a fost investigată teoretic în [81], [82]. Cu toate acestea, în cadrul setărilor experimentale complexe, feedbackul optic nedorit poate apărea fie din interconexiuni, fie din oglinzi externe. Este bine cunoscut faptul că un feedback extern afectează emisia laser, inclusiv colapsul de coerență, schimbarea frecvenței de emisie, modificările lățimii liniei spectrale etc. Este bine știut că feedback-ul optic poate genera instabilități ale emisiei laser [83], [84]. Recent, impactul feedbackului de intensitate mică asupra laserelor DBR cu feedback distribuit (eng. DBR) de mare putere a fost raportat în [85] - [88]. Datele măsurate pentru schimbarea de frecvență indusă în dependență de lungimea cavității externe au fost analizate în baza ecuațiilor clasice Lang-Kobayashi [16] strict valabile numai pentru laserele Fabry-Perot (FP). Influența feedbackului optic puternic asupra comportamentului de emisie a laserelor DBR cu ghid de undă (eng. RW), care emit la 1120 nm, având lungimi diferite de cavități și reflectivități ale fațetelor a fost investigată în [89], [90]. Recent în [91] toleranța la feedback optic a unui laser cu DBR a fost investigată

experimental. Performanța statică și de modulare a laserului DBR sub influența feedback-ului optic a fost examinată prin evaluarea zgomotului de intensitate relativă (RIN) și a ratei de eroare a biților (BER). Se arată că toleranța la feedback optic a laserului DBR este strâns legată de ajustarea lungimii de undă de vârf în raport cu lungimea de undă Bragg. A fost demonstrată o toleranță ridicată la feedback-ul optic, atât în starea de undă continuă (CW), cât și în modul de modulare directă, atunci când laserul DBR a fost variat spre roșu în raport cu lungimea de undă Bragg.

Structura Capitolului 3 este următoarea. Vom începe cu prezentarea structurii laserului de tip DBR cu feedback optic. Ulterior, analizăm ecuațiile ce descriu distribuția modurilor exterioare. Se prezintă stabilitatea stărilor staționare și rezultatele numerice obținute. Rezultatele acestui Capitol au fost prezentate în lucrarea [95].

3.2 Schema laserului DBR cu feedback optic. Parametrii simulărilor numerice.

Figura 3.1 prezintă schema laserului DBR studiată în acest Capitol. Emisia laserului de pe fațeta frontală este transmisă de un front de undă și reflectată de o oglindă îndepărtată cu reflectivitatea R . Au fost luate în considerare defazajele oglinzilor și ale fațetelor oglinzii exterioare. φ este faza oglinzii externe, τ este întârzierea feedback-ului extern. Lungimea de undă a laserului primar λ_λ este de $1,12 \mu\text{m}$. Pierderile optice în secțiunea DBR sunt de 200 m^{-1} . Lungimea de undă centrală λ_κ a laserului DBR este de $1,12 \mu\text{m}$. Reflectivitatea fațetei frontale a regiunii active este $R_a = 0,1$.

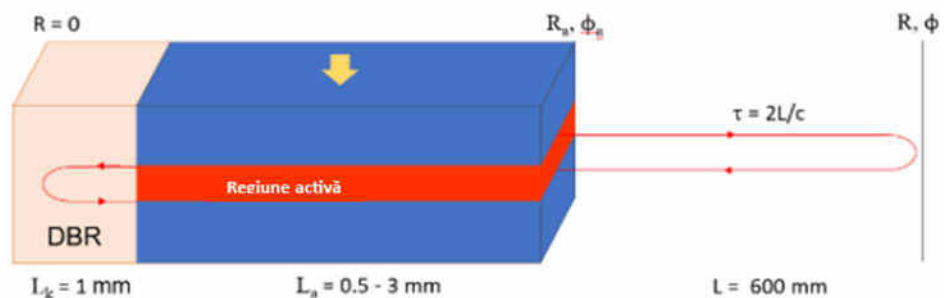


Fig. 3.1. Schema laserului DBR cu feedback extern.

Analizăm mai întâi proprietățile secțiunii DBR. Figura 3.2 prezintă spectrul de intensitate a reflexiei. În cazul analizat, s-a stabilit valoarea intensității maxime a reflectivității $R_{\text{max}} = 0,34$ pentru setul de parametri din Tabelul nr. 3.1.

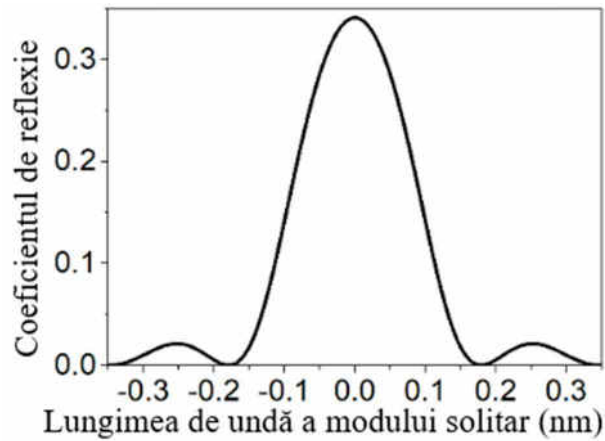


Fig. 3.2. Spectrele de reflexie ale laserului DBR.

Tabelul nr. 3.1. Parametrii laserului DBR

Simbolurile	Descrierea simbolurilor	Unitățile de măsură	Valorile
λ_l	Lungimea de undă a laserului	m	$1,12 \cdot 10^{-6}$
n_g	Indicele de refracție de grup		3,6
Secțiunea DBR			
L_k	Lungimea	m	$1,0 \cdot 10^{-3}$
α_k	Pierderile optice ale ghidului de undă	m^{-1}	200
λ_k	Lungimea de undă central	m	$1,12 \cdot 10^{-6}$
k	Coeficientul de cuplare	m^{-1}	$7,5 \cdot 10^2$
ϕ_k	Faza coeficientului de cuplare	0	
	Reflectivitatea fațetei	0	
Secțiunea activă			
L_a	Lungimea	m	$(0,5, 1, 2, 3) \cdot 10^{-3}$
β_0	Vectorul de undă	m^{-1}	0
Δn_{eff}	Defazajul		$-2,1798 \cdot 10^{-4}$
α_a	Pierderile optice ale ghidului de undă	m^{-1}	200
α_H	Factorul Henry		1,2
R_a	Reflectivitatea fațetei		0,1

φ_r	Schimbare de fază	rad	0
φ_t	Schimbare de fază	rad	0
τ_N	Durata de viață eficientă a purtătorilor de sarcină	s	$1,67 \cdot 10^{-9}$
Partea de feedback			
L	Lungime optică	m	0,6
R	Reflectivitate		$10^{-6} \dots 10^{-3}$
φ	Schimbare de fază dus-întors	rad	$-\pi \dots \pi$

3.3 Modelul matematic al laserului DBR supus feedbackului optic extern.

Începem cu analiza unui laser semiconductor supus feedbackului optic extern întârziat, aplicând modelul standard Lang-Kobayashi [16]

$$\dot{E}(t) = \left[i\omega_l + (1 + i\tilde{\alpha}_H) \frac{N(t)}{\tilde{\tau}_p} \right] E(t) + \eta e^{-i\phi} E(t - \tau), \quad (3.1)$$

$$\dot{N} = \frac{1}{\tau_N} \left[N_0 - N(t) - (1 + 2N(t)) |E(t)|^2 \right]. \quad (3.2)$$

Aceste ecuații (3.1) - (3.2) au fost studiate pe scară largă în literatură. Modelul este simplu și bine înțeles pentru laserele Fabry-Perot cu feedback optic convențional. Cu toate acestea, situația este complet diferită în acest Capitol, deoarece parametrii principali depind de lungimea de undă a modului primar, adică de reducerea a eficacității modului de laser primar, în ecuația (3.2).

$$N_0 = 0.5(I - I_{th}) / (I_{th} - I_r). \quad (3.3)$$

În condițiile de funcționare cu unde continue CW (eng. Continues Wave), densitățile purtătorilor de sarcină, precum și puterea optică din laserul DBR sunt constante în timp. În întregul laser circulă două unde de contra-propagare de următoarea formă:

$$E(z, t) = \left[E^+(z, t, \omega_s) e^{-i\beta_0 z} + E^-(z, t, \omega_s) e^{i\beta_0 z} \right] e^{i\omega_s t}, \quad (3.4)$$

unde $\beta_0 = n\pi / \Lambda$ cu ordinul n și perioada rețelei Λ în DBR.

Puterea redimensionată a feedbackului se obține utilizând \tilde{q} din [81] cu următoarea formă:

$$\eta = \frac{\sqrt{R / R_a}}{\left| \partial_{\omega_s} \tilde{q} \right|}, \quad (3.5)$$

unde

$$\tilde{q}(\omega_s, g_s) = \frac{1 - \rho(\omega_s, g_s)}{R_a - \rho(\omega_s, g_s)}.$$

Faza este scrisă sub forma:

$$\phi = \varphi + \arg(\partial_{\omega_s} \tilde{q}) - \frac{\pi}{2} - \arg(r). \quad (3.6)$$

Factorul Henry poate fi scris astfel:

$$\tilde{\alpha}_H = -\frac{\operatorname{Re}(\partial_g \tilde{q} / \partial_{\omega} \tilde{q})}{\operatorname{Im}(\partial_g \tilde{q} / \partial_{\omega} \tilde{q})}. \quad (3.7)$$

Durata de viață redimensionată a fotonului are forma:

$$\tilde{\tau}_p = (\tilde{v}_g g_l)^{-1}, \quad (3.8)$$

cu viteza de grup:

$$\tilde{v}_g = +2 \operatorname{Im}(\partial_g \tilde{q} / \partial_{\omega} \tilde{q}). \quad (3.9)$$

Condițiile de prag sunt redat de următoarea expresie [81]:

$$g_l = \alpha_a - \frac{1}{L_a} \ln(|r_k(\omega_l)| \sqrt{R_a}). \quad (3.10)$$

Construim reflectivitatea care intră în (3.2), adică reflectivitatea din partea dreaptă a unei rețele este [90]:

$$r_k = \frac{-ik \frac{+\sin(\gamma L_k)}{\gamma}}{\cos(\gamma L_k) + i\beta \frac{\sin(\gamma L_k)}{\gamma}}. \quad (3.11)$$

Expresia pentru $\gamma = \sqrt{(\Delta\beta_k)^2 - k^+ k^-}$, unde L_k , este lungimea rețelei, iar dezacordul lungimii de undă $\Delta\beta_k(\lambda)$ este:

$$\Delta\beta_k(\lambda) = \beta_k(\lambda) - \beta_0, \quad \beta_k = \frac{2\pi}{\lambda} n_k(\lambda) - \frac{i}{2} \alpha_k, \quad k^\pm = k e^{\mp 2\pi i \varphi_k}. \quad (3.12)$$

Aici k este coeficientul de cuplare al rețelei, n_k este indicele modal al ghidului de undă intern, α_k este coeficientul de absorbție de fundal al undelor ghidate în secțiunea rețelei, φ_k și este o schimbare de fază în funcție de poziția relativă a rețelei față de fațeta dreaptă a DBR.

Introducem așa numita lungime de unda Bragg λ_k , la maximul spectrului de reflexie al rețelei (centrul benzii de oprire) unde

$$\operatorname{Re}\{\beta_k(\lambda_k)\} = \beta_0, \quad (3.13)$$

Sectiunea DBR este relativ lungă și are un k mic. Prin urmare, lățimea spectrului său de reflexie dominant (banda de oprire) - unde se află modurile laserului este mică. În intervalul său putem folosi liniarizarea

$$\beta_k(\lambda) = \beta_0 - \frac{i}{2}\alpha_k - \frac{2\pi}{\lambda_k^2}n_g\Delta\lambda, \quad (3.14)$$

unde n_g este indicele grupului modal atât în DBR cât și în secțiunile active și $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_k$ este diferența lungimii de undă relativă și lungimea de undă Bragg. Pentru transformarea ecuațiilor obținute la ecuațiile LK, este mai bine de utilizat frecvențe ciclice în loc de lungimi de undă. Frecvența ciclică este $\omega_k = 2\pi c / \lambda_k$, iar frecvența relativă este $\Delta\omega = -\omega_k\Delta\lambda / \lambda_k$. Folosind aceste mărimi obținem:

$$\beta_k(\omega) = \beta_0 - \frac{i}{2}\alpha_k + \frac{\Delta\omega}{v_g}, \quad (3.15)$$

unde viteza de grup $v_0 = c / n_a$. Ceilalți parametri și notații sunt ca în [81], [95].

În cele ce urmează, vom considera stările staționare ale sistemului de ecuații (3.1) - (3.2). Ele sunt date de soluții de unde rotative, așa-numitele moduri ale cavităților exterioare MCE (eng. External Cavity Modes):

$$E = E_s e^{i\omega_s t}. \quad (3.16)$$

Utilizând aceste soluții obținem o ecuație transcendentă pentru ω_s :

$$i\omega_s = i\omega_1 + (1 + i\tilde{\alpha}_H) \frac{N_s}{\tilde{\tau}_p} + \eta e^{-(\phi + \tau\omega_s)}. \quad (3.17)$$

Partea reală a acestei ecuații reprezintă densitatea purtătorilor de sarcină:

$$\frac{N_s}{\tilde{\tau}_p} = -\eta \cos(\tau\omega_s + \phi), \quad (3.18)$$

iar din partea imaginară obținem o ecuație transcendentă:

$$\omega_s - \omega_1 = -\eta \left[\tilde{\alpha}_H \cos(\tau\omega_s + \phi) + \sin(\tau\omega_s + \phi) \right]. \quad (3.19)$$

Deoarece

$$\arcsin\left(-\frac{\omega_s - \omega_1}{\eta\sqrt{1 + \tilde{\alpha}_H^2}}\right) - \tau\omega_s - \arctan(\tilde{\alpha}_H) = \phi, \quad (3.20)$$

pentru ω_s obținem:

$$\left[\omega_s - \omega_1 - \tilde{\alpha}_H \frac{N_s}{\tilde{\tau}_p} \right]^2 + \frac{N_s^2}{\tilde{\tau}_p^2} = \eta^2. \quad (3.21)$$

Rezolvarea sistemului de ecuații (3.17) - (3.19) nu este deloc ușoară. Numărul soluțiilor sistemului de mai sus depinde de valoarea intensității feedback-ului optic η . Pentru valori mici ale lui h obținem o singură soluție. Odată cu creșterea η , numărul soluțiilor crește în perechi (mod-antimod).

3.4 Rezultatele analizei bifurcațiilor.

În continuare studiem stabilitatea modurilor cavității exterioare în funcție de poziția lor spectrală față de centrul benzii de oprire DBR pentru diferiți parametri, unii din ei fiind fixați, iar alții variabili. Se ia în considerare modul în care factorul Henry depinde de lungimea de undă în modul primar, așa-numita reducere a eficacității. Prin linia punctată din Fig. 3.3, este reprezentat factorul Henry pentru laserul Fabry-Perot fiind o constantă egală cu 1, 2. În această figură se poate observa o dependență puternică a factorului Henry de variația lungimii de undă a modului solitar. Pentru laserul cu mediu activ de 3 mm, variația factorului Henry este mică (linia albastră). Când se micșorează lungimea regiunii active la 1 mm, modificările dependenței lui α_H de lungimea de undă a modului solitar sunt mai evidente și pentru valoarea minimă negativă (-0.13) a lungimii de undă solitar atinge valoare 3.2 (linia roșie).

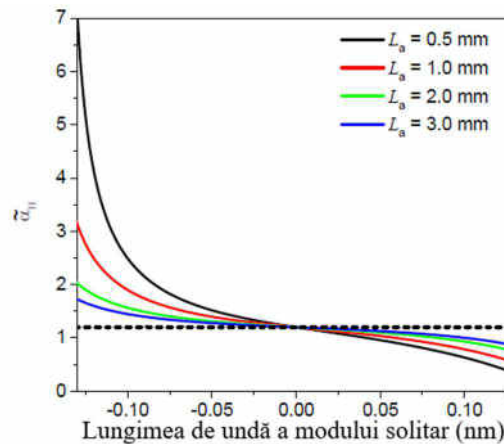


Fig. 3.3. Dependența factorului Henry $\tilde{\alpha}_H$ de lungimea de undă a modului solitar, pentru parametri din Tabelul 3.1.

Când regiunea activă a laserului este micșorată până la 0.5 mm, valoarea lui α_H ajunge la valoarea 7 pentru valori negative ale variației lungimii de undă a modului solitar. Astfel, pentru lungimea scurtă a cavității și valori negative ale variației lungimii de undă în modul primar, factorul Henry are valori mari și pot apărea instabilități. Pe de altă parte, valori pozitive ale variației lungimii de undă, duc la variații mici ale factorului Henry.

În cele ce urmează, examinăm stările staționare ale sistemului (3.1) - (3.2) obținute cu ajutorul ecuațiilor (3.3) - (3.15). Dar de la început prezentăm în Fig. 3.4 o demonstrație a validității modelului nostru în comparație cu cel Lang - Kobayashi. În Fig. 3.4 este prezentată dependența amplificării modului staționar de lungimea de undă a modului staționar pentru modelul LK (linie neagră) și modelul propus în acest Capitol - linia roșie, precum și rezultatele obținute cu ajutorul programului soft DDE-biftool [92]. Pentru reflectivitatea $R = 10^{-4}$ a oglinzii care asigură feedbackul se observă un acord bun între modele prin suprapunerea foarte bună a elipselor.

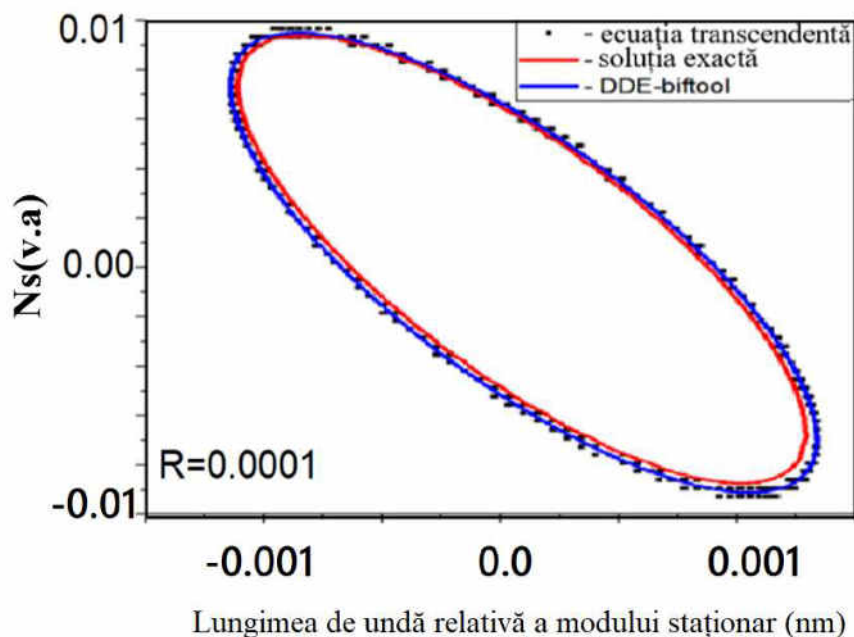


Fig. 3.4. Modelul LK versus modelul complet pentru reflectivitate feedback-ului $R = 10^{-4}$. Lungimea secțiunii active $L_a = 1,0$ mm. Alți parametri sunt ca în Tabelul 1.

Figura 3.5 reprezintă dependența amplificării de prag a modului staționar de lungimea de undă a modului staționar pentru reflectivitatea oglinzii exterioare $R = 10^{-4}$. Se observă că modurile cavității exterioare sunt distribuite de-a lungul unei elipse. Modelul este similar cu cel al feedbackului optic convențional studiat. Menționăm că, această dependență puternică este legată de variația lui g_l din ecuația (3.8). Atâta timp cât lungimea regiunii active crește, dimensiunea elipsei este redusă.

În continuare, investigăm alte dependențe ale parametrilor menționați mai sus de lungimea de undă a modului solitar.

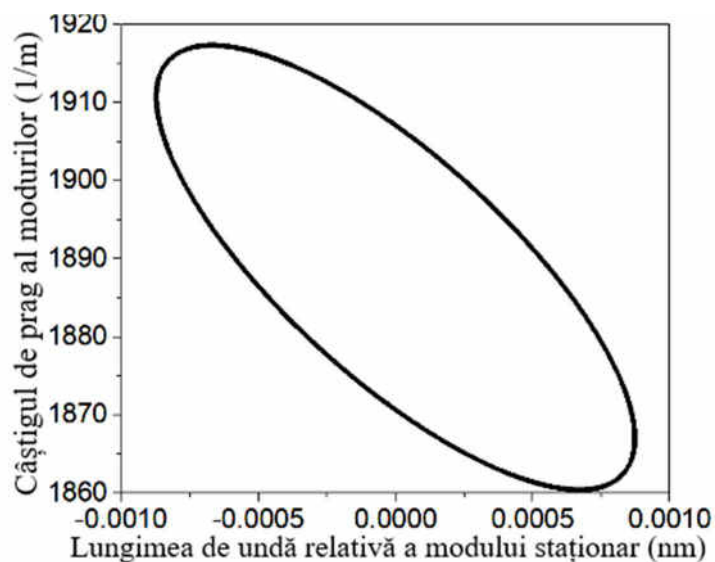


Fig. 3.5. Dependența factorului amplificării de prag de lungimea de undă a modului staționar, adică distribuția modurilor cavității exterioare.

În Fig. 3.6 și 3.7 este reprezentată dependența lungimii de undă a modului staționar de lungimea de undă a modului solitar. În această figură se evidențiază fenomenele de bistabilitate și multistabilitate.

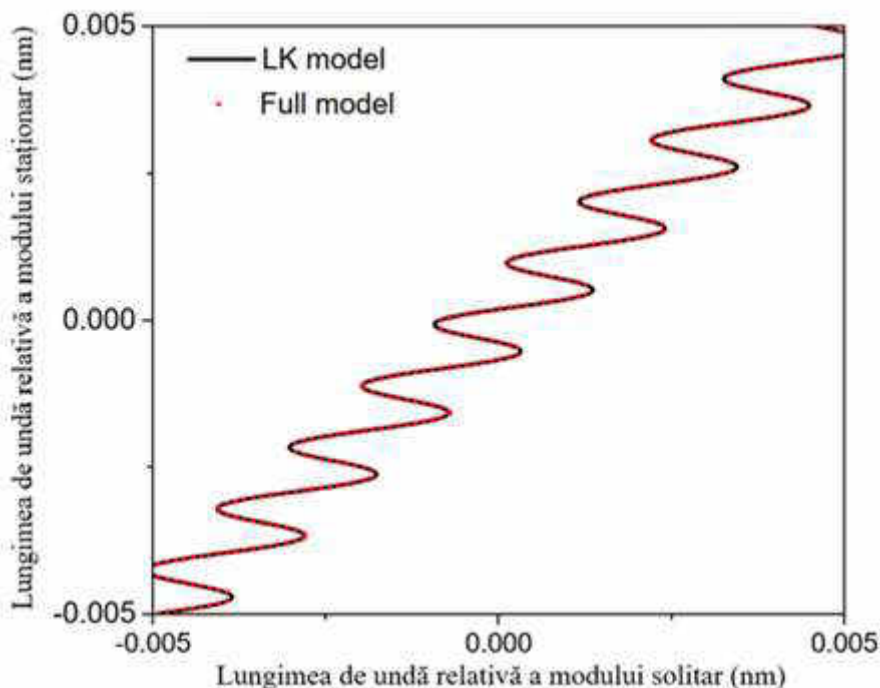


Fig. 3.6. Dependența lungimilor de undă în staționar de lungimea de undă a modei solitare.

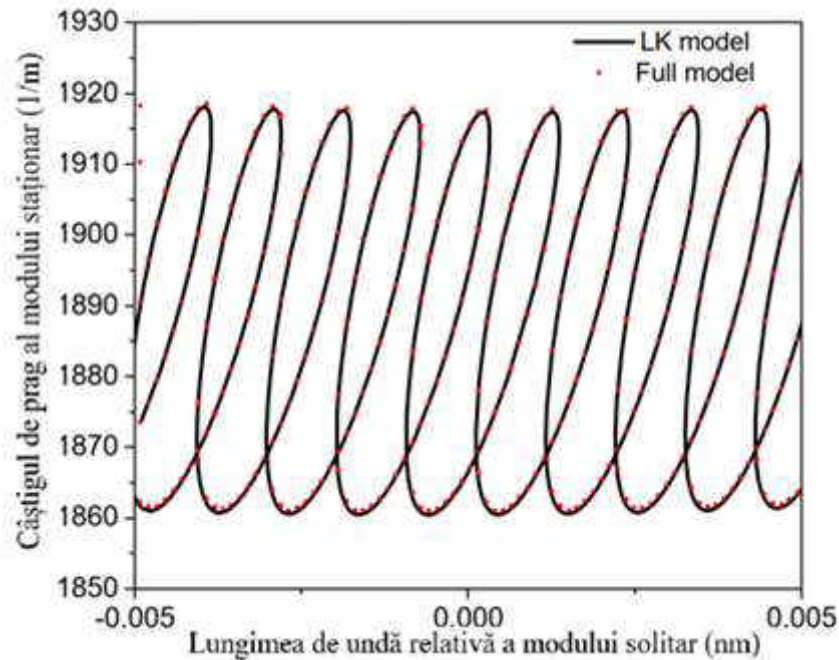


Fig. 3.7 Dependența pragului amplificării modei staționare de variația lungimii de undă solitară.

O problemă importantă este investigarea stabilității stărilor staționare. Aici folosim din nou softul DDE-biftool pentru ecuații diferențiale cu întârziere [92] pentru a analiza stabilitatea MCE pe baza unei metode de continuare. DDE-biftool v. 2.00 este o colecție de rutine Matlab pentru analiza bifurcației numerice a sistemelor de ecuații diferențiale de întârziere cu mai multe întârzieri constante și dependente de stare. Pachetul permite calcularea, continuarea și analiza stabilității soluțiilor în stare staționară și soluțiilor periodice. În plus, permite să se calculeze și să se continue stările staționare și bifurcațiile Hopf și să se comute, de la acestea din urmă, la o ramură care prezintă soluții periodice. Pot fi calculate și orbitele homoclinice și heteroclinice. Pentru a analiza stabilitatea soluțiilor în stare staționară, se calculează aproximații la rădăcinile cele mai din dreapta, care determină stabilitatea ecuației caracteristice, care pot fi utilizate ulterior ca valori de pornire într-o procedură Newton. Pentru soluțiile periodice, se calculează aproximații ale multiplicatorilor Floquet. Astfel DDE-biftool poate efectua următoarele calcule [92]:

- continuarea soluțiilor în regim de echilibru (de obicei într-un singur parametru);
- aproximarea rădăcinilor cele mai din dreapta, care determină stabilitatea ecuației caracteristice care poate fi corectată în continuare folosind o iterație Newton;
- continuarea pliurilor în stare staționară și a bifurcațiilor Hopf (de obicei în doi parametri de sistem);

- continuarea orbitelor periodice folosind alocarea ortogonală cu selecția adaptivă a rețelei (pornind de la un punct Hopf calculat anterior sau o estimare inițială a unei soluții periodice profil);
- aproximarea celor mai mari multiplicatori Floquet care determină stabilitatea orbitelor periodice;
- ramificarea pe ramura secundară a soluțiilor periodice la o perioadă de dublare a bifurcației;
- continuarea dublărilor perioadei și bifurcațiilor tor (de obicei în doi parametri de sistem) folosind DDE-biftool extra soluție periodică;
- calcularea coeficienților de formă normală pentru bifurcațiile Hopf și bifurcațiile de codimensionare a două de-a lungul curbelor de bifurcație Hopf;
- continuarea orbitelor de conectare (folosind numărul corespunzător de parametri).

Toate calculele pot fi efectuate pentru probleme cu un număr arbitrar de întârzieri discrete. O diferență practică față de AUTO sau MatCont este că pachetul nu detectează bifurcații automat deoarece calcularea valorilor proprii sau a multiplicatorilor Floquet poate necesita mai mult efort de calcul decât calculul echilibrului sau al orbitelor periodice (de exemplu, dacă dimensiunea sistemului este mică, dar o întârziere este mare). În schimb, evoluția valorilor proprii poate fi calculate de-a lungul ramurilor soluției într-o etapă separată, dacă este necesar. Acest lucru permite utilizatorului să detecteze și să identifice bifurcațiile [92] - [94].

Figura 3.8 prezintă elipsele pentru $R = 10^{-4}$ și lungimea secțiunii active $L_a = 1$ mm.

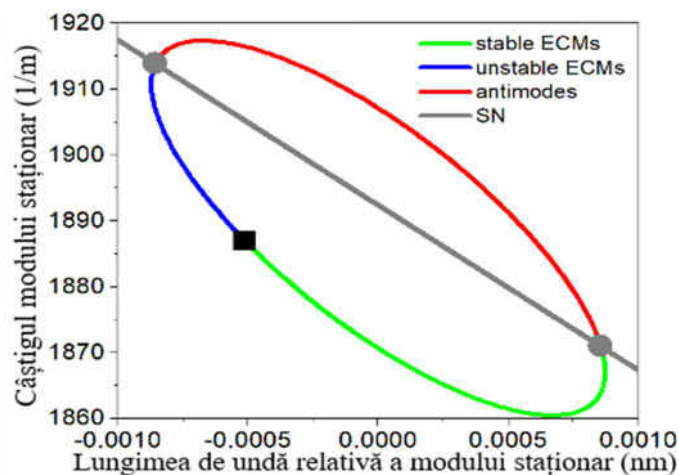


Fig. 3.8. Curba modurilor cavității externe pentru o lungime a secțiunilor active $L_a = 1$ mm ($I_{tr} = 0,013$ A, $I_{th} = 0,0262$ A și $I = 0,0524$ A) și reflectivitatea fațetei externe $R = 10^{-4}$. Linia verde continuă corespunde stării staționare stabile, iar linia albastră – stării staționare instabile. Cercul gri bifurcarea nod-șa pentru $R = 10^{-4}$. Bifurcarea nod-șa redată de linia gri este pentru orice reflectivitate. Pătrat – bifurcarea Hopf.

Liniile gri constituie o bifurcare nod-Şa (eng. SN) pentru orice valoare a reflectivităţii oglinzii externe R . Punctele de intersecţie dintre această linie şi elipsele arătate de cercuri gri reprezintă bifurcaţii SN pentru $R = 10^{-4}$, separând MCE numite „anti-moduri” (linii roşii) de moduri. Linia roşie continuă din această figură nu prezintă interes pentru investigaţiile noastre. DDE-biftool permite identificarea bifurcaţiilor Hopf marcate cu un pătrat negru în Fig. 3.8, separând MCE stabile (linia verde) şi instabile (linia albastră). Este cunoscut că regiunea de instabilitate (linia albastră) se micşorează odată cu creşterea L_a şi dispare pentru $L_a = 3$ mm.

În Fig. 3.9 sunt reprezentate partea reală în funcţie de cea imaginară calculate cu ajutorul programului DDE-biftool pentru diferite regiuni ale sistemului.

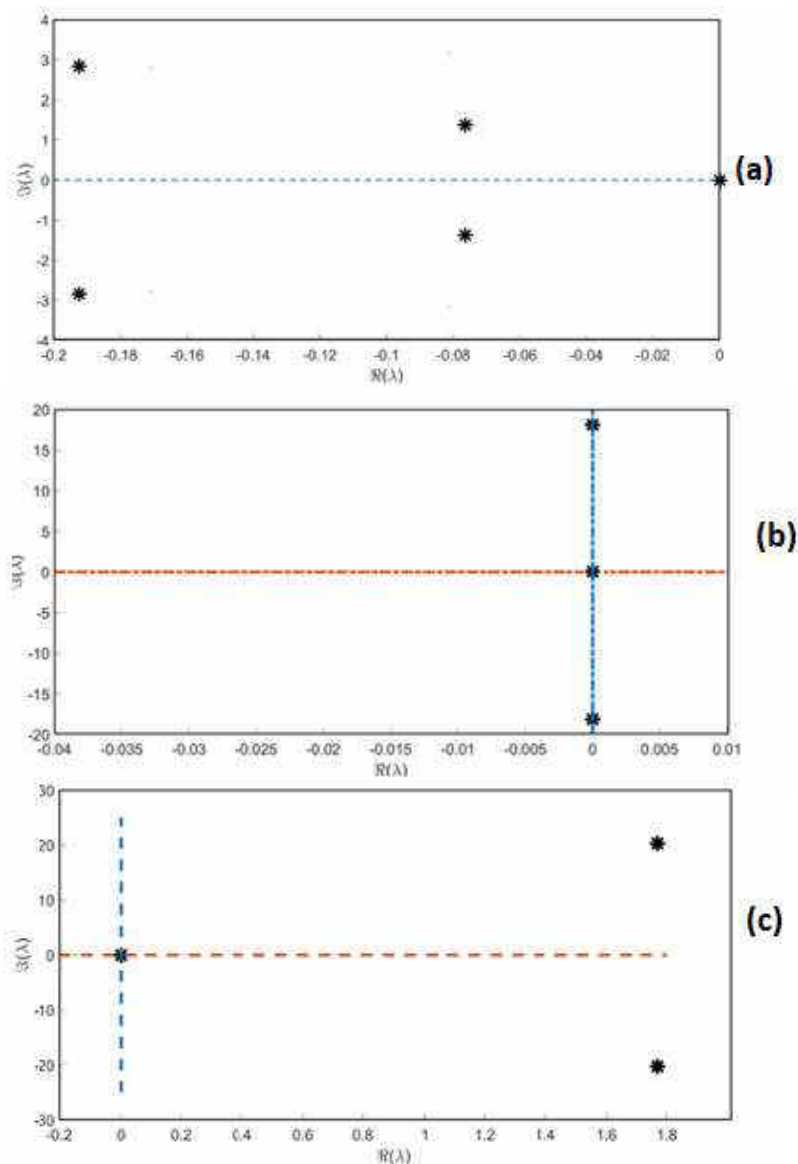


Fig. 3.9. Soluţiile ecuaţiei caracteristice a sistemului (3.1) - (3.2) pentru diferite regiuni din Fig. 3.8.

Din Fig. 3.9(a) se observa că soluțiile ecuației caracteristice se amplasează în partea stângă a planului ($\text{Re } \lambda - \text{Im } \lambda$). Astfel de soluții sunt prezente în regiunea verde a Fig. 3.8. Aceasta ne demonstrează că soluțiile reprezentate de linia verde sunt stabile, iar portretul de fază este un focar stabil. Figura 3.9(b) prezintă soluțiile ecuației caracteristice pentru bifurcația Hopf, adică pentru pătratul negru.

Putem evidenția doar părțile imaginare ale soluțiilor ecuației caracteristice. Soluțiile ce urmează după bifurcația Hopf sunt instabile. În Fig. 3.9(c) sunt reprezentate soluțiile ecuației caracteristice a Jacobian-ului pentru regiunea albastră din Fig. 3.8. Observăm că aceste soluții se amplasează în partea dreapta a planului ($\text{Re } \lambda - \text{Im } \lambda$). DDE – BIFTOOL ne oferă posibilitatea să analizăm stabilitatea fiecărei stări staționare. O putem face prin metoda de continuare a stărilor staționare și prin stoparea calculelor la orice soluție dorită. Odată ce ajungem la bifurcația Hopf, putem să o continuăm în planul diferitor parametri.

Figura 3.10 prezintă liniile de bifurcare nod-Șa [95] pentru lungimi diferite a regiunii active, utilizând ecuația derivatei (3.19):

$$1 - \omega_1 = -\eta \left[\tilde{\alpha}_H \tau \sin(\tau \omega_s + \phi) - \tau \cos(\tau \omega_s + \phi) \right]. \quad (3.22)$$

Această ecuație împreună cu condițiile MCE pot fi rezolvate numeric variind faza inițială φ și intensitatea feedback-ului optic pentru valorile coeficientului de reflecție R . Este bine cunoscut că pentru o intensitate mică a feedback-ului se observă un singur mod. La traversarea unei linii de bifurcare nod-Șa, numărul de moduri perechi (mod și antimod) este în creștere. Antimodurile sunt întotdeauna instabile, iar modurile pot fi stabile sau instabile până se destabilizează într-o bifurcație Hopf. În Fig. 3.10 este trasată bifurcația nod-Șa pentru reflectivitatea fațetei externe $R < 10^{-3}$, unde modelul LK este potrivit și este în concordanță cu modelul propus în acest Capitol. Pentru coeficientul de reflecție mai mare de 10^{-3} , modelul LK nu mai descrie adecvat procesele ce au loc în astfel de sistem reprezentat în Fig. 3.1. Se poate observa că pentru laserul cu lungimea regiunii active $L_a = 3$ mm, numărul de moduri ale cavității exterioare este mult mai mic decât în cazul când $L_a = 0,5$ mm. Adică pentru $L_a = 3$ mm numărul maxim de moduri poate să fie 5 sau 3 pentru $R < 10^{-3}$. Pe când la $L_a = 0,5$ numărul maxim de moduri este de 17 atunci când $R < 10^{-3}$. Acesta este un indiciu că pentru laserul cu lungimea regiunii active 3 mm, în emisie sunt implicate mai multe moduri ale cavității exterioare.

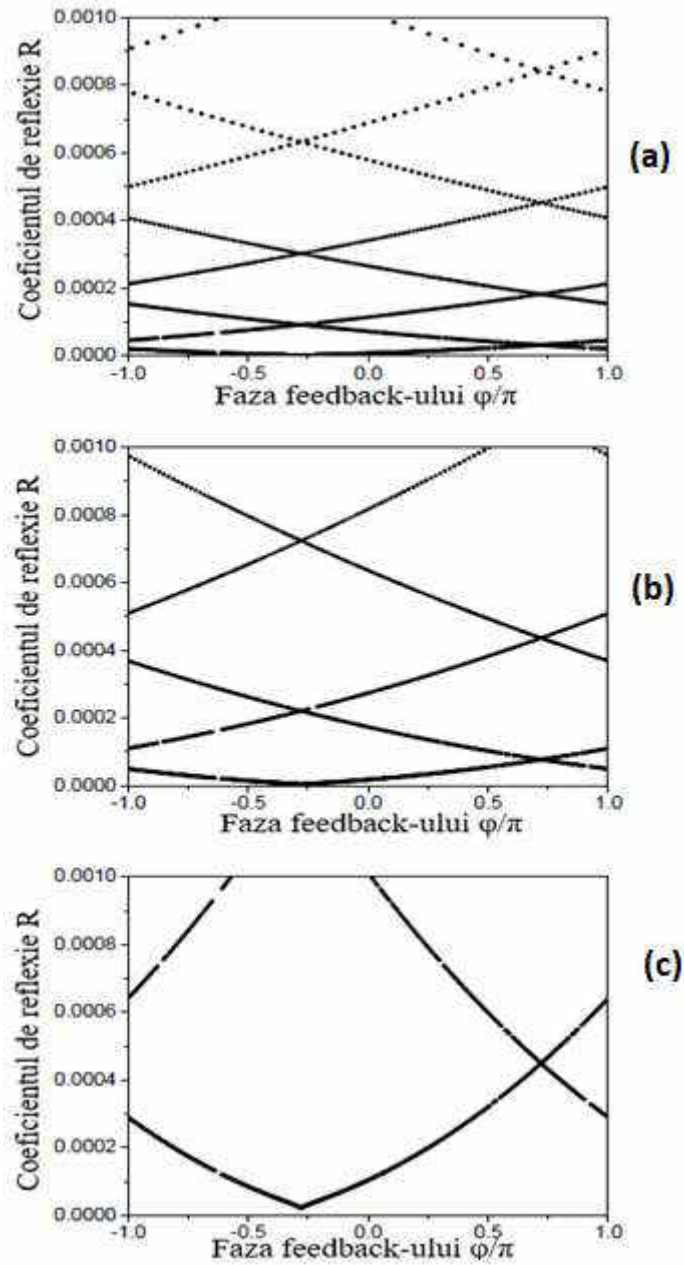


Fig. 3.10. Bifurcarea nod-Şa pentru diferite lungimi a cavităţii regiunii active (a) $L_a = 0,5$ mm, (b) $L_a = 1,0$ mm (c) $L_a = 3,0$ mm.

În Figura 3.11 sunt prezentate liniile Hopf care separă regiunile stabile de cele instabile în planul a doi parametri ai dispozitivului, și anume reflectivitatea externă R și faza externă φ , pentru aceleași lungimi ca în Figura 3.10.

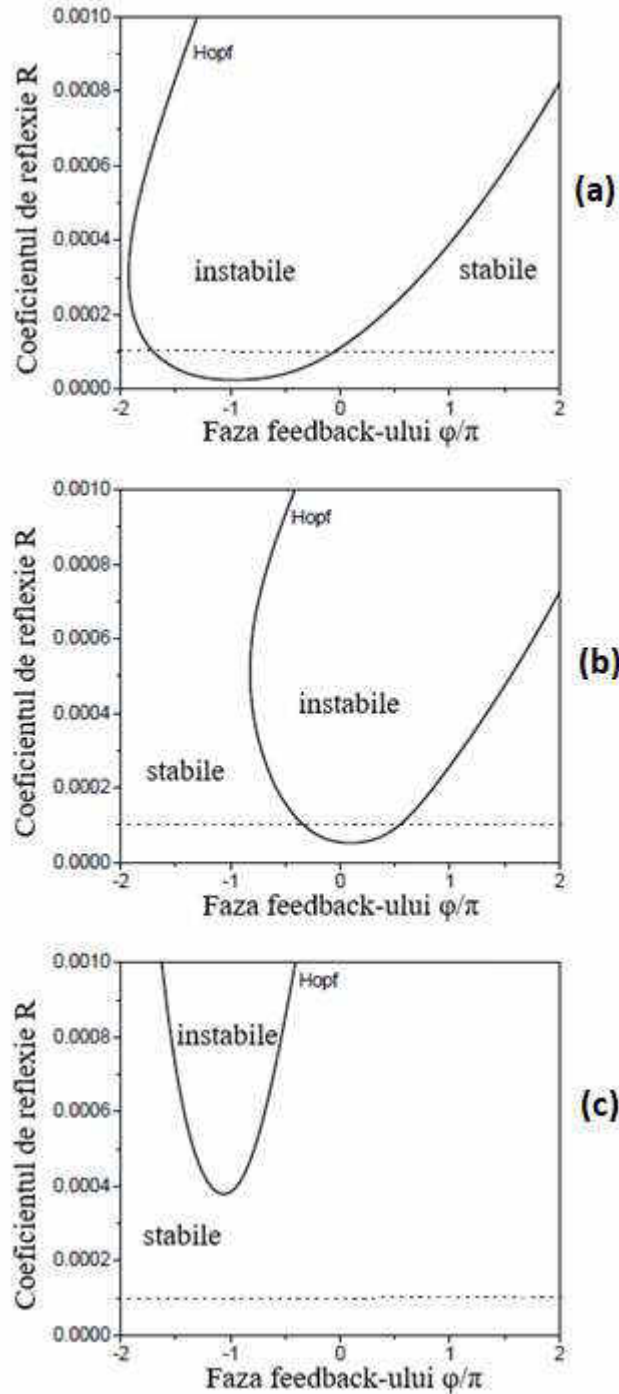


Fig. 3.11. Bifurcarea Hopf în planul a doi parametri (reflectivitatea externă R - fază externă φ/π). (a) $L_a = 0,5$ mm, (b) $L_a = 1,0$ mm (c) $L_a = 3,0$ mm.

Menționăm că celelalte linii Hopf obținute printr-o repetare cu o perioadă de 2π nu sunt afișate. Această cifră confirmă rezultatele constatărilor anterioare și, de asemenea, cele obținute în [80] unde a fost folosit un model semianalitic. Astfel, pentru laserul cu $L_a = 0,5$ mm regiunea de instabilitate este foarte largă (Fig. 11(a)). O creștere a lungimii cavității regiunii active duce la o

îngustare a regiunilor instabile și la o regiune stabilă mai largă. Observăm că mărirea suplimentară a lungimii cavității reduce regiunea instabilă (a se vedea Fig. 11 (c)).

În cele ce urmează, luăm în considerare influența variației lungimii de undă staționare față de variația lungimii de undă a modului solitar asupra stabilității stărilor pentru diferite lungimi ale regiunii active după cum este prezentat în Fig.3.12.

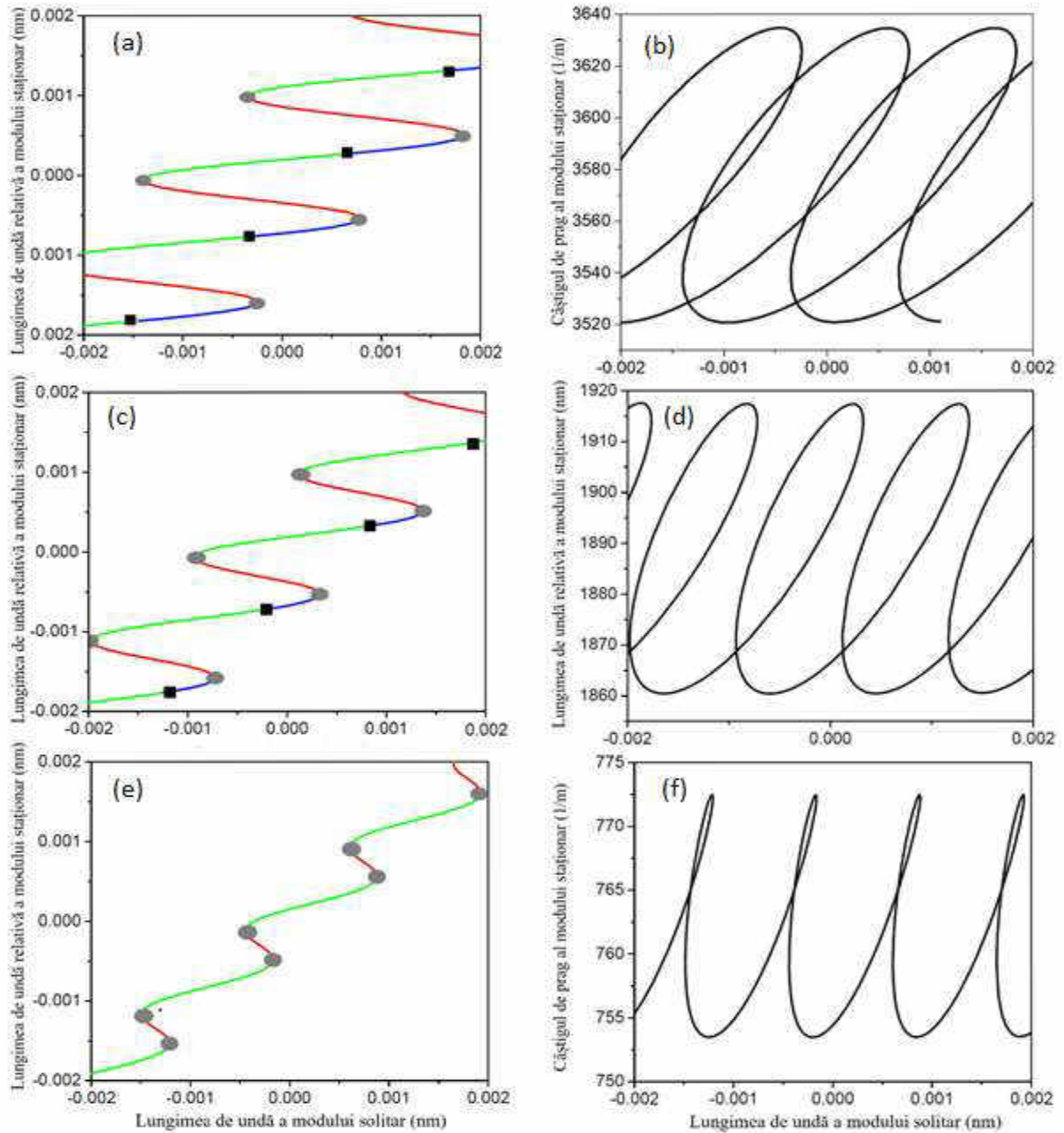


Fig. 3.12. Lungimea de undă a modului staționar în dependență de lungimea de undă a modului solitar pentru diferite lungimi ale regiunii active (a) $L_a = 0.5$ mm, (b) $L_a = 1$ mm, (c) $L_a = 3$ mm și pentru $R = 10^{-4}$. Simbolurile și culorile liniilor sunt similare cu cele din Fig. 3.8.

Se poate observa că pentru laserele cu $L_a = 0,5$ mm, regiunea de instabilitate (linii albastre) crește (Fig. 3.12(a)). O creștere a lungimii regiunii active până la $L_a = 3$ mm conduce la dispariția regiunilor de instabilitate și la micșorarea regiunilor de bistabilitate (Fig. 3.12(c)). Instabilitatea apare din cauza bifurcației Hopf marcată cu pătrat în Fig. 3.12. În cele din urmă, concluzionăm că laserele DBR lungi cu feedback sunt mai stabile în regiunile de operare decât în cele cu regiuni active scurte.

Figura 3.13 prezintă dependența variației lungimii de undă a modului staționar de faza externă ϕ pentru diferite valori ale dezacordului lungimii de undă.

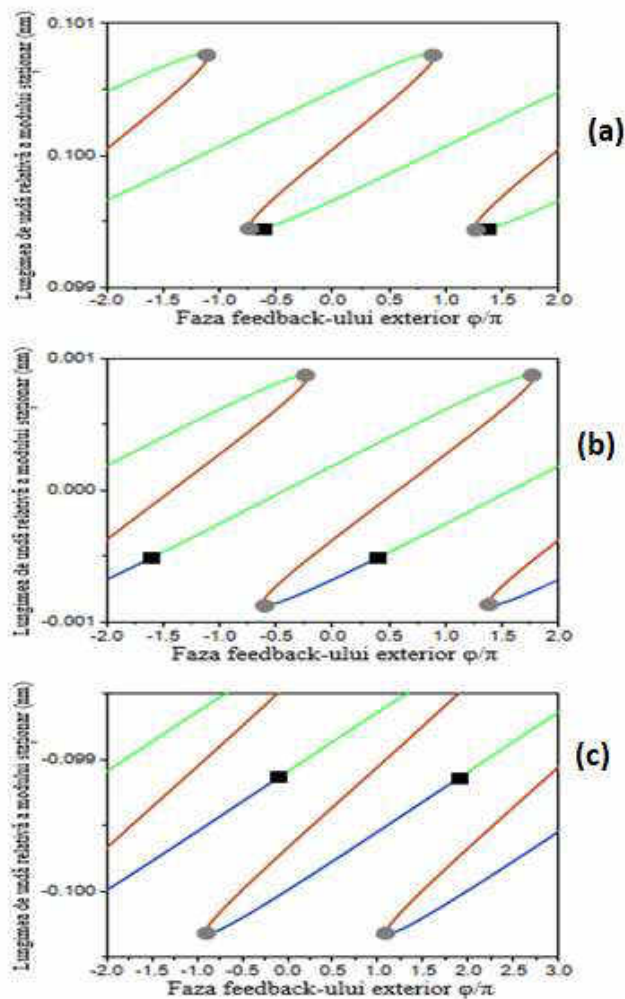


Fig. 3.13. Lungimea de undă în dependența modului staționar de faza externă ϕ pentru diferite valori ale dezacordului $\Delta\lambda$, (a) $\Delta\lambda = 100$ pm, (b) $\Delta\lambda = 0$, (c) $\Delta\lambda = 100$ pm.

Simbolurile și culorile liniilor sunt similare cu cele din Fig. 3.8. Lungimea de undă a modului staționar în dependență de lungime de undă a modului solitar pentru $L_a = 1$ mm și $R = 10^{-4}$. Faza ϕ este fixată la zero.

Se pot vedea următoarele caracteristici, pentru dezacord pozitiv al lungimii de undă regiunea de instabilități este foarte îngustă. Pentru cazul rezonanței exacte regiunea cu instabilități

crește. Valorile negative ale dezacordului $\Delta\lambda$ rezultă în regiuni largi de instabilități. Putem conchide, că valori pozitive ale dezacordului lungimii de undă face ca emisia laser să fie stabilă.

După cum am menționat mai sus, instabilitatea apare din cauza bifurcației Hopf marcată cu pătrat în Fig. 3.12. În cele din urmă, concluzionăm că aceste rezultate confirmă rezultatele experimentale [87], precum că laserele DBR cu lungimea mediului activ mare și cu feedback sunt mai stabile în modul lor de funcționare decât cele cu regiuni active de lungimi mici. Figura 3.14 prezintă regiunile de instabilitate pentru diferite valori ale lungimii regiunii active. Pentru $L_a = 0,5$ mm se observa două curbe ale bifurcației Hopf, care se întretaie. Ele au fost trasate cu ajutorul programului DDE-biftool având la început coeficientul de reflecție $R = 10^{-3}$. Bifurcația H_1 are domeniul până la $R = 0.00038$. Se observă ca ea apare pentru faze negative. Cea de-a doua bifurcație H_2 (linie roșie) are domeniu de la -2π până la 2π . La creșterea $L_a = 3.0$ mm regiunile de instabilitate cresc drastic (Fig.3.12(b)). Se poate observa că un defazaj negativ crește foarte mult regiunea instabilă pentru lasere cu lungimea mică a cavității regiunii active.

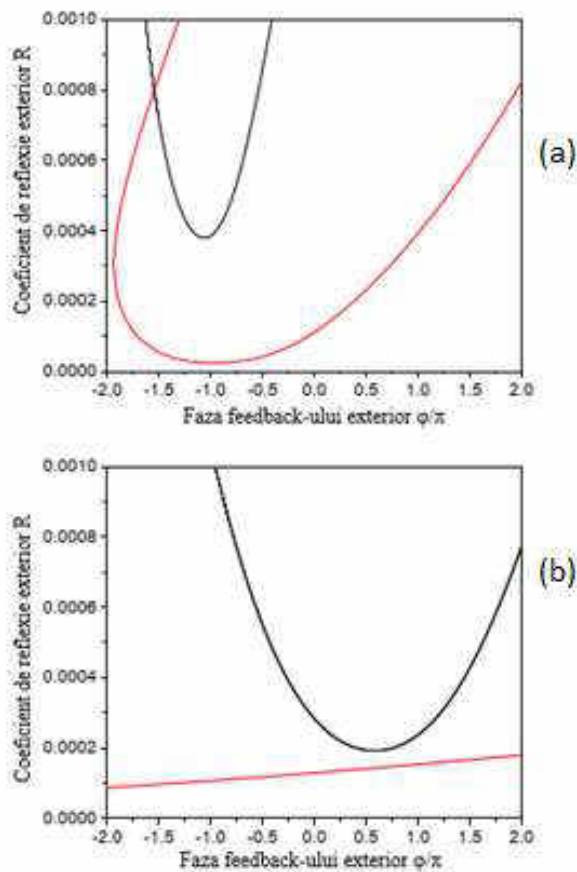


Figura 3.13. Bifurcația Hopf pentru diferite lungimi a mediului activ (a) $L = 0.5$ mm, (b) $L = 3$ mm.

3.5 Concluzii la Capitolul 3.

În acest Capitol se propun rezultate ale investigațiilor teoretice ale comportamentului unui laser DBR supus feedbackului extern. Se ia în considerare cazul unei ramuri de feedback lungă. Laserele DBR sunt candidaturi bune ca sursă laser cu funcționare unică și lățime mică a liniei spectrale. Nu toate rezultatele experimentale disponibile au putut fi explicate cu ajutorul modelului LK convențional. S-a observat că pentru coeficientul de reflecție mai mare de 10^{-3} , unele rezultate nu pot fi explicate. Astfel, în acest Capitol se propune un model complet și se compară cu bine-cunoscutul model Lang-Kobayashi adaptat. Au fost folosite ambele modele pentru a calcula stările staționare. S-a obținut un acord bun între modelul propus în acest Capitol și modelul LK pentru reflectivități externe mai mici de $R = 10^{-3}$. S-a demonstrat că parametrii precum factorul Henry adaptat, durata de viață a fotonului, puterea feedback-ului și indicele grupului modal care intră în modelul LK, depind puternic de dezacordul dintre lungimea de undă a laserului solitar și lungimea de undă Bragg. S-a demonstrat că factorul Henry depinde puternic de dezacordul dintre lungimea de undă a laserului solitar și lungimea de undă Bragg, iar pentru $L_a = 0.5$ mm atinge valori de $\alpha = 7$. Pe de altă parte, pentru $L_a = 3.0$ mm factorul Henry se apropie de cel al modelului LK convențional. Analizând dependența N_s a modului staționar de lungimea de undă relativă a modului staționar pentru modelul LK și modelul propus în acest Capitol, precum și rezultatele obținute cu ajutorul programului soft DDE-biftool s-a demonstrat o coincidență a distribuției modurilor cavității exterioare. Ulterior s-au demonstrat coincidențe între modelul LK și modelul propus pentru alte dependențe în cazul coeficientului de reflecție mic. Ținem să menționăm că, modelul propus în acest capitol face ca rezultatele experimentale care nu au putut fi explicate de modelul LK să poată fi explicate cu modelul dat. Am efectuat o analiză a bifurcațiilor având în vedere stabilitatea stărilor staționare, adică modurile cavității exterioare. Sa arătat că stările staționare stabile trec în instabile prin bifurcațiile Hopf. Stările staționare se află în regiunile cu valori mici ale câștigului modului staționar. Au fost evaluate soluțiile ecuației caracteristice a Jacobianului pentru focar stabil, pentru bifurcația Hopf, precum și pentru stările instabile după bifurcația Hopf. Au fost obținute bifurcațiile nod-șa în planul coeficientului de reflecție, faza exterioară. S-a arătat că lungimi mari ale rezonatorului extern rezultă în implicarea unui număr mic de moduri ale cavității exterioare.

Am demonstrat că laserele DBR cu secțiuni active scurte sunt caracterizate de regiuni instabile mai mari în comparație cu ale celor lungi. Atribuim existența unei regiuni largi de instabilitate pentru dezacordul negativ datorită valorilor ridicate ale factorului Henry care este caracteristic acestei regiuni. O dezacordare pozitivă implică o reducere a regiunii instabile (factor alfa scăzut), chiar și o dispariție a ei pentru dezacord pozitiv mai mare. Considerăm că rezultatele

prezentate în acest Capitol oferă o bază bună pentru studiile viitoare și, în special, oferă câteva indicii pentru investigații experimentale mai detaliate ale laserelor DBR și aplicațiile acestora ca sursă de lumină stabilă cu un singur mod. Rezultatele acestui capitol au fost publicate în lucrarea [95].

4. CARACTERISTICILE AMPLIFICATOARELOR MONOLITICE MULTISECȚIONALE DE PUTERE ÎNALTĂ

4.1 Cadrul teoretic al dispozitivelor de putere înaltă

Aplicații precum comunicația în spațiu liber, spectroscopia și conversia neliniară de frecvență, necesită dispozitive de putere înaltă cu emisie spectrală în bandă îngustată și difracție spațială limitată [96]-[98]. Aceste cerințe pot fi îndeplinite de dispozitivele semiconductoare, așa numitele amplificatoare de putere (PA) cu oscilator master (MO) integrat monolitic (englez MOPA). Secțiunea MO este realizată, fie ca un laser DFB cu ghid de undă (RW) [99], [100], fie ca un laser cu reflector Bragg distribuit (DBR) [106], [107]. Secțiunea MO emite un singur mod laser lateral și longitudinal, care este puternic amplificat în ghidul de undă RW [96] sau amplificatoare conice [101], [99], [100], [102] integrate monolitic.

Ținem să menționăm că, în tehnologiile laser, structurile MOPA reprezintă un domeniu al inovației, care permite realizarea de structuri cu mai multe secțiuni a cărui emisie este de înaltă calitate și putere mare. După cum s-a spus mai sus, MOPA este un sistem complex compus din două componente esențiale: oscilatorul principal și amplificatorul de putere, fiecare jucând un rol unic și crucial, având structura sa bine determinată. Secțiunea MO este responsabilă pentru generarea unui semnal laser cu lungime de undă specifică, coerență și calitate superioară a fasciculului. Această secțiune la rândul său poate fi compusă din mai multe secțiuni, una din ele fiind secțiunea de câștig. Semnalul ce iese din secțiunea MO este de obicei de o putere scăzută. Astfel, amplificatorul de putere are sarcina de a amplifica semnalul ce vine din MO. Secțiunea PA îmbunătățește semnificativ puterea generală a semnalului laserului, păstrând caracteristicile semnalului ce vine din secțiunea MO încercând în același timp să mențină lungimea de undă și coerența lui. Structurile MOPA cu capacitatea sa de a furniza la ieșire semnale de putere mare și-au mai găsit în ultima vreme aplicații în cercetarea științifică, tehnologia medicală și comunicațiile cu fibră optică.

De obicei, laserele MOPA au cel puțin două contacte separate electric, unul pentru secțiunea MO și celălalt pentru amplificatorul PA. Cu toate acestea, pompajul în secțiunea PA poate perturba secțiunea MO prin încălzire termică sau feedback optic, rezultând în apariția instabilităților spațio-temporale, cum ar fi auto-pulsații, funcționare longitudinală multimod și o deteriorare a proprietăților fasciculului spațial [48], [103]. Pentru a decupla secțiunile MO și PA, între ele poate fi introdusă o secțiune suplimentară cu un contact separat electric, numit preamplificator [100] sau secțiune de control (CON) [104]. Introducerea noii secțiuni CON face sistemul mai complex. S-a

constatat experimental că introducerea unei astfel de secțiuni poate conduce la un colaps al emisiei laser. Astfel, în acest Capitol ne propunem să investigăm teoretic originea fenomenului menționat. Începem acest Capitol prin a studia laserul MOPA care emite la 1064 nm. Folosim modelul undelor progresive MUP (eng. Traveling Wave Equations - TWE) în care se ține cont de cuplarea câmpurilor de propagare în secțiuni, în ambele sensuri. Modelul numeric utilizat explică calitativ și cantitativ rezultatele experimentale disponibile, în special, colapsul puterii în cazul în care curentul este injectat într-o secțiune de control adiacent laserului cu reflector Bragg distribuit. De asemenea, se va investiga influența indicelui de reflexie a fațetei din spate a MOPA asupra comportamentului laserului.

Ținem să menționăm că în lucrările [99], [48] și [103] a fost utilizat modelul undelor progresive, care ia în considerare direcțiile, atât axiale (Z) cât și laterale (X). Datorită faptului că efortul pentru soluția sa numerică este destul de costisitor, folosim aici un model mai simplu [104] neglijând difracția câmpului lateral, tratând amplificatoarele conice pur și simplu ca pe un amplificator liniar. La început, prezentăm o structură laser cu mai multe secțiuni pentru care curentul în amplificator este fixat la zero. Rezultatele teoretice [105], [106] pentru o astfel de structură se compară cu datele experimentale disponibile de la partenerii noștri. În a doua parte a acestui Capitol studiem o structură simplificată pentru care variem curentul în amplificator. Laserul emite unde cu lungimea de undă de 1120 nm. Rezultatele experimentale disponibile sunt în concordanță cu cele teoretice obținute în cadrul acestui Capitol.

4.2 Schema laserului MOPA cu mai multe secțiuni. Rezultatele experimentale.

După cum s-a menționat în introducere, laserul MOPA cu mai multe secțiuni studiat în acest Capitol și prezentat schematic în Fig. 1, este similar cu dispozitivul raportat în [104]. Singura diferență este că am înlocuit secțiunea de amplificare PA conic din [104] cu unul liniar. O astfel de simplificare permite, după cum este arătat în [48], o descriere calitativă corectă. Mai mult, în acest paragraf lăsăm secțiunea PA imparțială ($I_{PA} = 0$) astfel încât să fie optic pompată aproape de transparență. Laserul DBR MOPA este alcătuit din 5 secțiuni, și anume (în Fig. 4.1 de la dreapta la stânga): o secțiune DBR de 1 mm lungime alăturată cu o secțiune G de amplificare cu lungimea de 0,75 mm, o secțiune DBR de 0,25 mm lungime, un preamplificator sau o secțiune de control cu lungimea de 0,5 mm și o secțiune de amplificare PA de 3,5 mm lungime. Lungimea totală a dispozitivului este de 6 mm. Stratul activ cu trei gropi cuantice InGaAs se extinde peste toate secțiunile. Lungimea de undă este de aproximativ 1064 nm. Ambele fațete ale dispozitivului sunt acoperite cu un strat anti-reflex. Pentru simulări numerice, setăm coeficientul de reflexie al fațetei

din spate (DBR2) la zero și variem coeficientul de reflexie al fațetei din față al amplificatorului PA de la 0 la 10^{-2} .

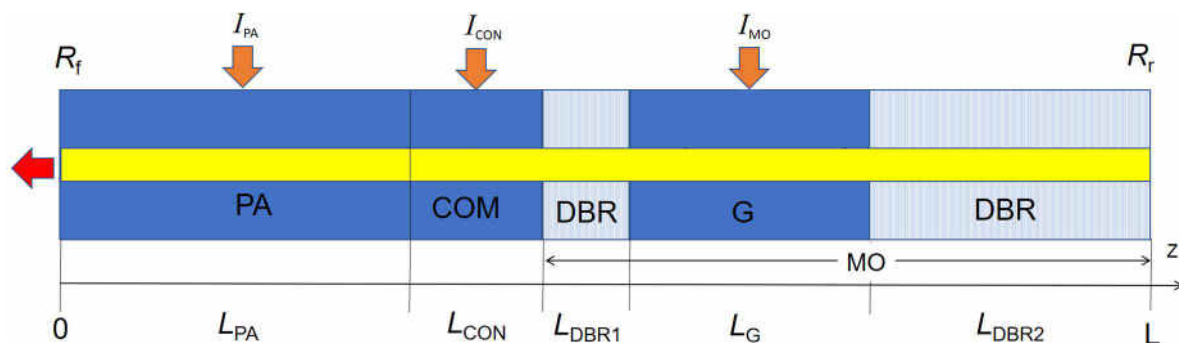


Fig. 4.1. Vizualizarea schematică a dispozitivului DBR MOPA în care sunt indicate lungimile secțiunilor și curenții din ele. Curentul I_{PA} injectat în amplificatorul de putere este setat la zero.

În cele ce urmează, prezentăm rezultate experimentale obținute de colegii noștri în [104] și prezentate cu noi împreună în [107], [108]. Caracteristica putere-curent a secțiunilor MO măsurată cu pasul de 2 mA este prezentată în Fig. 4.2(a). Se observă că emisia laser se propagă prin secțiunile CON și PA fără curent injectat, unde o parte din putere este absorbită. Emisia începe să apară la un curent MO de $I_{MO} = 0.1$ A. Odată cu creșterea curentului MO, puterea de ieșire crește neliniar, ca o formă de dinte de ferăstrău cauzată de salturile de mod longitudinal, așa cum se observă de obicei pentru laserele DBR [109], [110]. Perioada salturilor de mod este $\Delta I_{MO} \approx 0,055$ A, apar imediat după valoarea de prag a curentului și se micșorează odată cu creșterea curentului secțiunii MO datorită încălzirii Joule, care este proporțională cu pătratul intensității curentului de injecție. În Fig. 4.2(b) caracteristicile putere-curent în secțiunea CON sunt prezentate pentru trei curenți diferiți ai secțiunii MO. Puterea de ieșire crește neliniar în funcție de curentul secțiunii CON până la o valoare maximă $I_{CON,MAX}$ și depinde de curentul secțiunii MO. O creștere suplimentară a curentului secțiunii CON mai mare de $I_{CON,MAX}$ conduce la reducerea puterii de ieșire până la un curent critic $I_{CON,CRI}$. Pentru valori mai mari de curentul critic, nu se observă nici o emisie laser, adică are loc colapsul acestei emisii. Curentul critic $I_{CON,CRI}$ depinde de curentul secțiunii MO și de temperatura care nu este afișată aici.

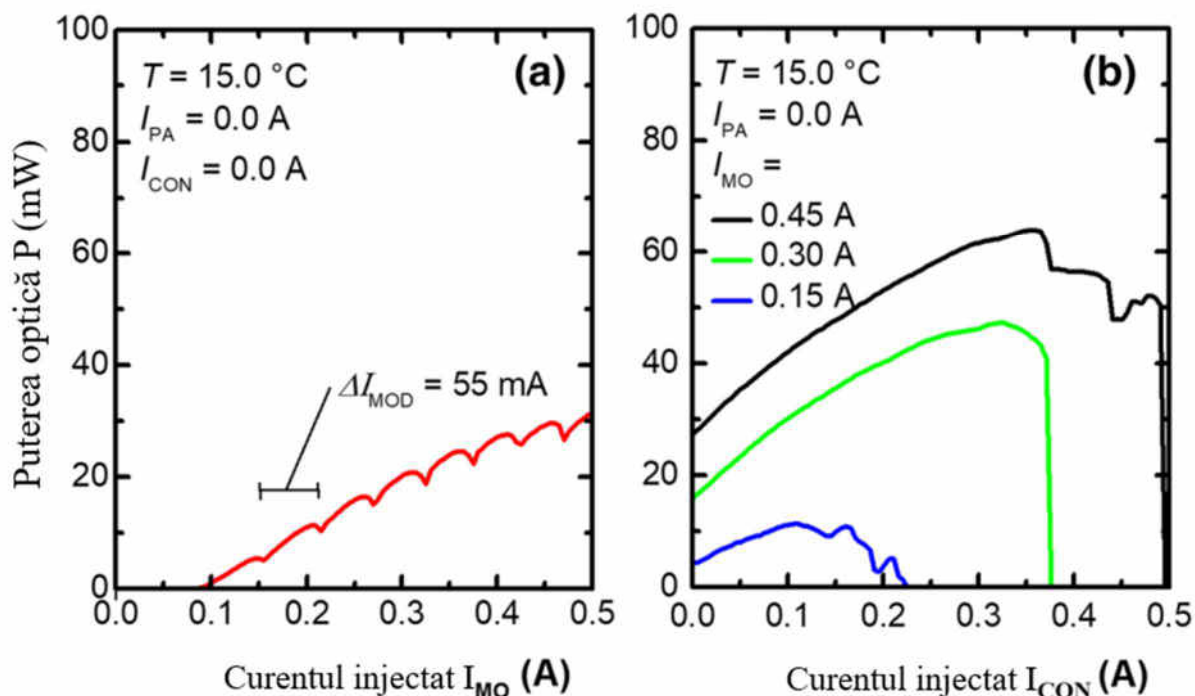


Fig. 4.2. Rezultate experimentale. (a) Puterea optică la ieșire din laser în funcție de curentul secțiunii MO. Curentul în secțiunile PA și CON este zero.

(b) Puterea optică de emisie în funcție de curentul secțiunii CON [104].

4.3 Model numeric și parametrii MOPA

Este bine știut că complexitatea modelului undelor progresive depinde de luarea în considerare sau neglijarea diferitor efecte fizice pe care dorim să le studiem. La baza modelului unde progresive (TW), se află o pereche de ecuații care determină evoluția amplitudinilor complexe de câmp ale undelor progresive și regresive, $E^+(z, t)$ și $E^-(z, t)$ în interiorul laserului. Ecuațiile modelului TWE provin din descompunerea componentei dominante transversale electrice (TE) a unei electromagnetice:

$$E(r, t) = \Phi(x, y) \left[E^+(z, t) e^{-ik_0 z} + E^-(z, t) e^{-ik_0 z} \right] e^{-i\omega_0 t}, \quad (4.1)$$

unde ω_0 este frecvența de referință centrală, iar k_0 este vectorul de undă corespunzător. Profilul modului undelor transversale, $\Phi(x, y)$ este o soluție proprie a ecuației ghidului de undă, iar valoarea proprie complexă definește factorul de propagare β , care determină evoluția amplitudinilor de câmp E^\pm . În general, factorul de propagare depinde de interacțiunea complexă a purtătorilor de sarcină și a fotonilor. În abordarea noastră, adică în procesul de modelare, utilizăm o dependență fenomenologică a acestui factor asupra funcției densității purtătorilor de sarcină cu valoarea reală N . Pentru simulare și analiză, aplicăm programul soft LDSL (eng.: Longitudinal Dynamics of

multi-section Semiconductor Lasers) [111], care este potrivit pentru a investiga dinamica longitudinală a laserelor semiconductoare cu multe secțiuni. Acest program permite luarea în considerare a unei varietăți mari de dispozitive laser cu multe secțiuni sau sisteme laser cuplate care pot fi reprezentate printr-un set de secțiuni și joncțiuni interconectate reciproc. Pe lângă integrarea numerică, programul LDSL poate găsi modurile optice longitudinale și analiza dinamică a acestora [105]. În unele cazuri, LDSL localizează stările staționare stabile și instabile ale sistemului [112], construiește modelele de ecuații ordinare diferențiale reduse pe baza unui număr finit de moduri optice și împreună cu pachetul soft AUTO, efectuează în continuare analiza numerică și bifurcarea acestor modele reduse.

Modelul numeric folosit se bazează pe ecuațiile undelor progresive de tipul 1×1 timp \times poziție axială, pentru amplitudinile complexe care variază lent $E^+(z, t)$ și $E^-(z, t)$ a câmpurilor optice cu contrapropagare în fiecare secțiune a dispozitivului [105], [106]:

$$\frac{n_g}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} E^\pm = \left[\pm \frac{\partial}{\partial z} - i\Delta\beta(N, I) \right] E^\pm - ikE^\pm + F_{sp}^\pm. \quad (4.2)$$

Pentru fiecare amplitudine în parte $E^+(z, t)$ și $E^-(z, t)$ putem scrie:

$$\frac{n_g}{c_0} \partial_t E^+ + \partial_z E^+ = -i\beta E^+ - ikE^- + F_{sp}^+, \quad (4.3)$$

$$\frac{n_g}{c_0} \partial_t E^- - \partial_z E^- = -i\beta E^- - ikE^+ + F_{sp}^-, \quad (4.4)$$

unde c_0 este viteza luminii în vid, F_{sp}^\pm este contribuția stocastică a emisiei spontane, n_g indicele de grup și k coeficientul de cuplare a câmpului datorită rețelei Bragg. Factorul relativ de propagare în fiecare secțiune este dat de relația:

$$\Delta\beta = \delta_0 - i\frac{\alpha_0}{2} + k_0 \left[\Delta n_N(N) + \Delta n_T(I) \right] + i\frac{g(N) - D}{2}, \quad (4.5)$$

unde δ_0 este dezacordul static între secțiuni, care se datorează diferitor indici de refracție a modurilor, α_0 redă pierderile optice interne, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ unde λ_0 este lungimea de undă de referință. D este operatorul liniar care modelează dispersia amplificării. Se presupune că amplificarea modală depinde logaritmic de densitatea purtătorilor de sarcină:

$$g(N) = \Gamma g' N_{tr} \ln \left(\frac{N}{N_{tr}} \right), \quad (4.6)$$

unde Γ este factorul de confiment optic, g' coeficientul de amplificare diferențială și N_{tr} densitatea purtătorilor de sarcină la transparență. Dependența variației indicelui modal de densitatea purtătorilor de sarcină este redată de funcția [99]

$$\Delta n_N = \tilde{\alpha}_H \frac{\Gamma g' N_{tr}}{k_0} \sqrt{\frac{N}{N_{tr}}}. \quad (4.7)$$

Funcția $\Delta n_r(I)$ din (4.5) descrie modificarea indicelui modal într-o secțiune laser k datorită încălzirii proprii și încrucișate induse de curenții injectați în secțiuni r [99], [108]

$$\Delta n_{T,k} = \frac{n_g}{\lambda_0} \sum C_k^r \cdot I_r, r, k \in [PA, CON, DBR1, G, DBR2], \quad (4.8)$$

fiind factorul major care implică tranziții între modurile longitudinale atunci când curentul de injecție este variat. Menționăm că în calculele noastre luăm în considerare doar modificările indicilor modali induse de curenții injectați în secțiuni adiacente.

Tabelul 4.1 Parametrii laserului MOPA

Simbol	Descriere	Unitate	Valoare
λ_0	lungimea de undă de referință	m	$1,06 \cdot 10^{-6}$
L_G	lungimea secțiunii active	m	$0,75 \cdot 10^{-3}$
L_{DBR1}	lungimea secțiunii DBR1	m	$0,25 \cdot 10^{-3}$
L_{DBR2}	lungimea secțiunii DBR2	m	$1,0 \cdot 10^{-3}$
L_{CON}	lungimea secțiunii CON	m	$0,5 \cdot 10^{-3}$
L_{PA}	lungimea secțiunii PA	m	$3,5 \cdot 10^{-3}$
R_r	coeficientul de reflexie a fațetei din spate		0
R_f	coeficientul de reflexie a fațetei din față		$0 \dots 0,01$
n_g	indicele de refracție de grup		3.7
k	coeficientul de cuplare	m^{-1}	$10 \cdot 10^2$

α_H	factor de îmbunătățire a lățimii liniilor		-2,0
α_0	coeficientul pierderilor optice interne	m^{-1}	$2 \cdot 10^2$
Γ	factorul de confinare optică	$\Omega \cdot m^2$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
g'	câștigul diferențial	m^2	$1450 \cdot 10^{-22}$
${}^{\varepsilon}g$	câștig factor de compresie	m^3	$1 \cdot 10^{-24}$
N_{tr}	densitatea purtătorului de transparență	m^{-1}	$1,2 \cdot 10^{-24}$
d	grosimea stratului activ	m	$7 \cdot 10^{-9}$
W	lățimea stratului activ	m	$8 \cdot 10^{-6}$
r_s	rezistența în serie	$\Omega \cdot m^2$	$0,5 \cdot 10^{-8}$
A	parametru de recombinare	s^{-1}	$1,7 \cdot 10^{-9}$
B	parametru de recombinare	$m^3 s^{-1}$	$1 \cdot 10^{-16}$
C	parametru de recombinare	$m^6 s^{-1}$	$40 \cdot 10^{-42}$
UF	derivata de separare a nivelului Fermi	$V \cdot m^3$	$0,04 \cdot 10^{-24}$

În continuare fixăm următoarele valori pentru auto-coeficienți de încălzire și coeficienți de încălzire încrucișată:

$$C_{PA}^{PA} = 0,05 \text{ nm / A}, C_{CON}^{CON} = 6,0 \text{ nm/A}, C_G^G = 4,0 \text{ nm/A},$$

$$C_{CON}^{PA} = C_{PA}^{CON} = C_{DBR1}^G = C_{DBR2}^G = 0,35 \text{ nm / A}, C_{DBR1}^{CON} = 1,0 \text{ nm/A},$$

Operatorul liniar al dispersiei are forma:

$$DE^{\pm}(z,t) = \bar{g}(E^{\pm}(z,t) - P^{\pm}(z,t)), \quad (4.9)$$

iar ecuația pentru polarizarea câmpului electric este:

$$\frac{\partial}{\partial t} P^{\pm}(z,t) = \bar{\gamma}(E^{\pm}(z,t) - P^{\pm}(z,t) + i\bar{\omega}P^{\pm}(z,t)). \quad (4.10)$$

Ecuția evoluției în timp pentru densitatea purtătorilor de sarcină $N(z, t)$ în fiecare secțiune are forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} N = \frac{I_k}{edWL_k} + \frac{U'_F}{edWL_k r_s} (\bar{N} - N) - (A N + B N^2 + C N^3) - \frac{c_0}{n_g} \Re \sum_{v=\pm} E^{v*} [g(N) - D] E^v, \quad (4.11)$$

unde I_k este curentul injectat în secțiunea k cu lungimea L_k , e este sarcina elementară, d și W sunt grosimea și respectiv lățimea regiunii active. A , B și C sunt parametrii de recombinare. Al doilea termen al părții drepte descrie auto-curenții injectați din cauza unei rezistențe r_s în serie ce nu dispare datorită nivelului Fermi de separare. \bar{N} este densitatea medie a purtătorilor de sarcină în secțiune. Pentru o descriere mai detaliată a ecuațiilor și parametrilor rămași ai modelului, ne referim la [105] și [103]. Valorile parametrilor principali ai laserului utilizați în simulările noastre sunt colectate în Tabelul nr. 1.

4.4 Rezultatele calculelor numerice pentru componentele MO și CON

În acest paragraf sunt prezentate rezultate numerice obținute cu ajutorul ecuațiilor undelor progresive (4.1) - (4.11) și parametrii dați în Tabelul 4.1. S-a început simulările numerice prin găsirea proprietăților părții componente a secțiunii MO. Având în vedere acest lucru, curenții injectați în secțiunile CON și PA sunt menținuți la zero. Figura 4.3(a) descrie dependența puterii optice de ieșire a semnalului la fațeta frontală a secțiunii PA în dependență de curentul injectat în secțiunea de amplificare G a MO. Curentul de prag este de 100 mA, similar cu cel obținut în experiment (a se vedea Fig. 4.2(a)). Când curentul secțiunii de amplificare a părții MO este mărit, puterea de ieșire crește și ea o formă tipică dintelui de ferăstrău cauzată de salturile modurilor longitudinale, așa cum sa discutat deja (Fig. 4.2(a)). Perioada salturilor modurilor este $\Delta I_{MO} \approx 53$ mA, caracteristică similară celei observate în experiment (Fig. 4.2(a)). Observăm că pentru intensități mari ale curentului de injecție obținem valori de sute de mW a puterii semnalului la ieșire.

Figura 4.3(b) prezintă o cartografiere optică a densității spectrului pentru variația curentului injectat în regiunea G. Salturile aproape periodice de la un mod cu lungime de undă mai mare la un mod cu lungime de undă mai scurtă ($\Delta \lambda_{MOD} \approx 0,134$ nm) rezultă în modularea puterii optice reprezentată în Fig. 4.3a. Pe lângă salturile de mod, există și o variație a lungimii de undă de laser globală, care este determinată în principal de vârful reflectivității secțiunilor DBR. Imediat după valoarea de prag a curentului, lungimea de undă totală scade fiind cauzată de generarea optică a

purtătorilor de sarcină în secțiunea DBR, rezultând o scădere a indicelui modal. Pentru curenți mai mari, încălzirea secțiunilor DBR (dată de parametrii DBR) $C_{DBR1}^G = C_{DBR2}^G$ domină, rezultând o deplasare a lungimii spre valori mai mari. Într-o durată dintre salturile de mod, lungimea de undă a câmpului modal crește odată cu creșterea curentului determinat de coeficientul C_G^G . Pentru $I_{MO} = 0.3$ A, panta curbei este $\delta\lambda_{MOD}/\delta I = 2,1$ nm/A și panta deplasării lungimii de undă totală este $\delta\lambda_{OVE}/\delta I = 0,25$ nm/A. Aceste valori, precum și distanța dintre modurile longitudinale (date $\Delta\lambda_{MOD}$) sunt similare cu cele obținute în experiment [104].

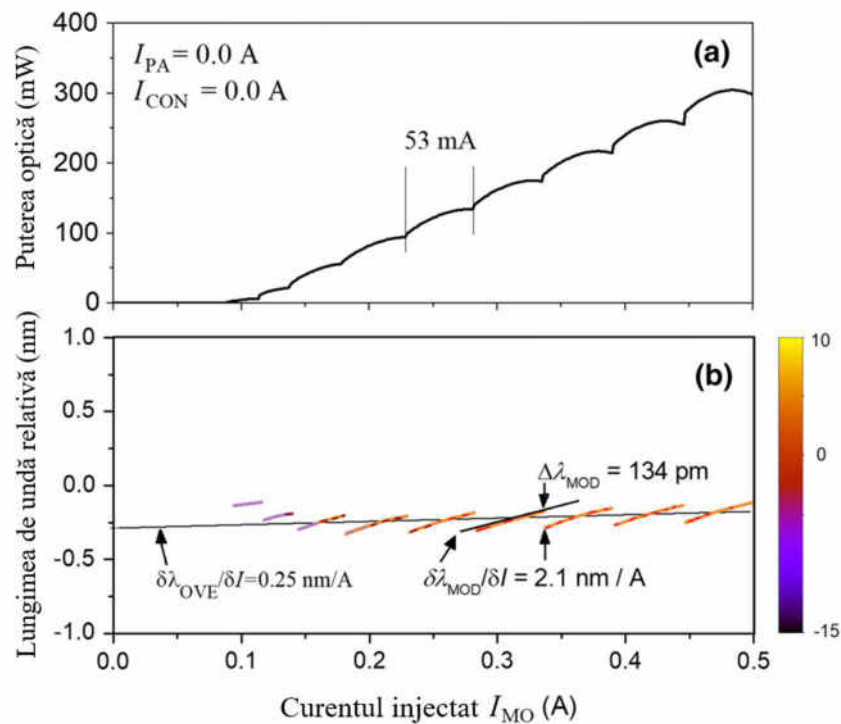


Fig. 4.3. (a) Puterea de ieșire a semnalului din laser calculată în funcție de curentul injectat în secțiunea de amplificare G a părții MO. (b) Cartografierea pseudo-coloră a densităților spectrale optice (în dB) în funcție de curentul în regiunea G a părții MO. Curenții în secțiunile PA și CON sunt egali cu zero. Reflectivitatea fațetei frontale este egală cu zero.

După cum am menționat mai sus, până acum curenții din secțiunile PA și CON au fost egali cu zero. În cele ce urmează, luăm în considerare ce se întâmplă în sistem dacă curentul injectat în secțiunea CON, adică curentul preamplificatorului, este variat, păstrând totuși curentul în regiunea PA egal cu zero. Linia neagră din Fig. 4.4 arată dependența puterii de ieșire a semnalului de intensitatea curentului în regiunea CON pentru un curent al regiunii G a părții MO fixată la 0,15 A. Puterea de ieșire crește de la 45 mW la o valoare maximă de 170 mW pentru un curent I_{CON} de 0,2 A și prezintă o îndoire la valoarea $I_{CON} \approx 110$ mA. O creștere suplimentară a

curentului I_{CON} peste 0,2 A conduce la scăderea bruscă a puterii emergente și nu se mai observă emisie laser (colapsul laser), proces similar celui observat în experiment (Fig. 4.2(b)). Pentru $I_{MO} = 0,3$ A se observă un comportament similar, dar între curenții I_{CON} de 0,3 A și 0,45 A are loc din nou emisia laser (a se vedea linia albastră din Fig. 4.4). Puterea de ieșire începe să crească de la 160 mW la curentul injectat $I_{CON} = 0$ și atinge un maxim cu valoarea de 460 mW pentru $I_{CON} = 0,44$ A. Pentru un curent al secțiunii G a părții componente MO de 0,45 A puterea de ieșire crește de la 280 mW urmat de salturi și neliniarități până la o putere maximă de 640 mW la un curent I_{CON} de 0,45 A (linia roșie din Fig. 4.4). Puterea de ieșire scade până la zero pentru I_{CON} de 0,5 A.

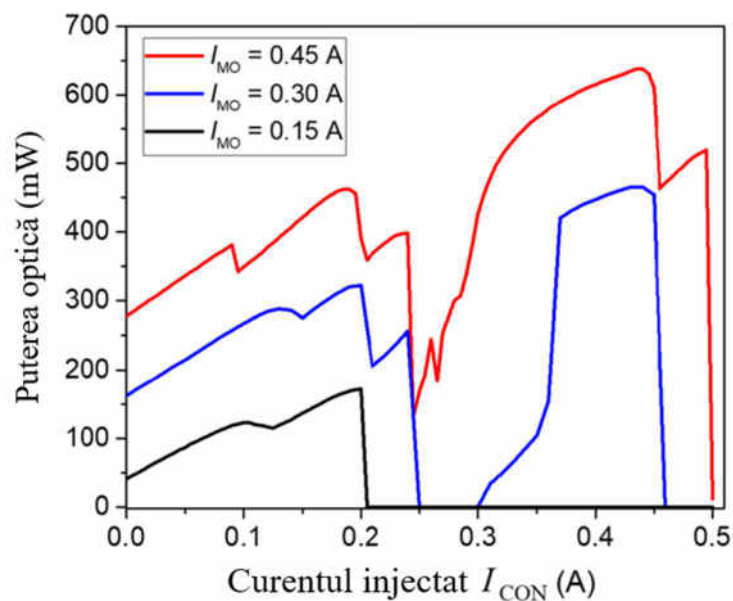


Fig. 4.4. Puterea de ieșire a semnalului din laser în dependență de curentul injectat în secțiunea de control pentru diferiți curenți ai secțiunii G a regiunii MO. Alți parametri sunt similari celor din Fig. 4.3. Coeficientul de reflexie a fațetei frontale a laserului este egal cu zero.

Figura 4.5 prezintă o cartografiere a spectrelor optice în dependență de curentul I_{CON} pentru aceiași curenți ai secțiunii G din regiunea MO ca în Fig. 4.4. Pentru un curent MO de 0,15 A, un singur salt la un mod cu lungimea de undă mai mare are loc la un curent I_{CON} de 0,125 A (Fig. 4.5(a)). Pentru curentul MO de 0,3 A, spectrele arată diferite salturi la moduri de lungimi de undă mai lungi și mai scurte (Fig. 4.5(b)). Se poate observa, de asemenea, regiunea unde nu există moduri laser, dar se observă doar zgomot de fundal (alb). În ambele cazuri descrise mai sus pentru toți curenții I_{CON} se observă funcționarea mono-mod a laserului. Dacă curentul din regiunea MO este mărit în continuare până la valoarea 0,45 A, o regiune multi-mod se formează în jurul valorii de

0,25 A (a se vedea regiunea D în Fig. 4.5(c)). Menționăm că aceste salturi se datorează variației temperaturii în regiunea MO la creșterea curentului în regiunea CON. Parametrii care descriu efectele termice au fost ajustate la început datelor experimentale disponibile.

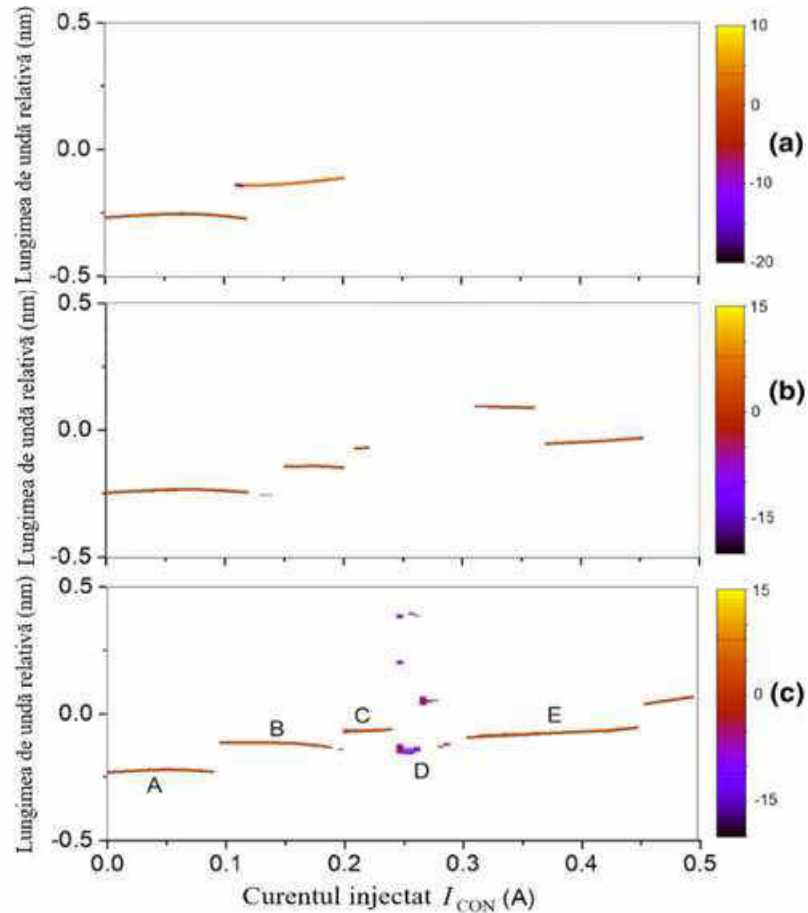


Fig. 4.5. Cartografierea pseudo-culoară ale densităților spectrale optice (în dB) în funcție de curentul injectat în secțiunea de control CON și de lungime de undă pentru aceiași parametri și curenți MO ca în Fig. 4.4, (a) $I_{MO} = 0,15 A$, (b) $I_{MO} = 0,30 A$, (c) $I_{MO} = 0,45 A$.

Fundalul zgomotos este alb.

Pentru a înțelege în detaliu comportamentul modurilor, s-au calculat spectrele de reflexie ale secțiunilor DBR1 și DBR2 văzute din secțiunea de amplificare G a regiunii MO pentru curenții I_{CON} fixați la valorile curenților ce corespund regiunilor A – E din Fig. 4.5(c). Rezultatele sunt prezentate în Fig. 4.6 împreună cu spectrele optice pentru fiecare regiune. În simulare, am modelat încălzirea DBR1 datorită curentului I_{CON} prin parametrul $C_{DBR1}^{CON} = 1,0 \text{ nm/A}$, dar s-a neglijat încălzirea DBR2 ($C_{DBR2}^{CON} = 0$).

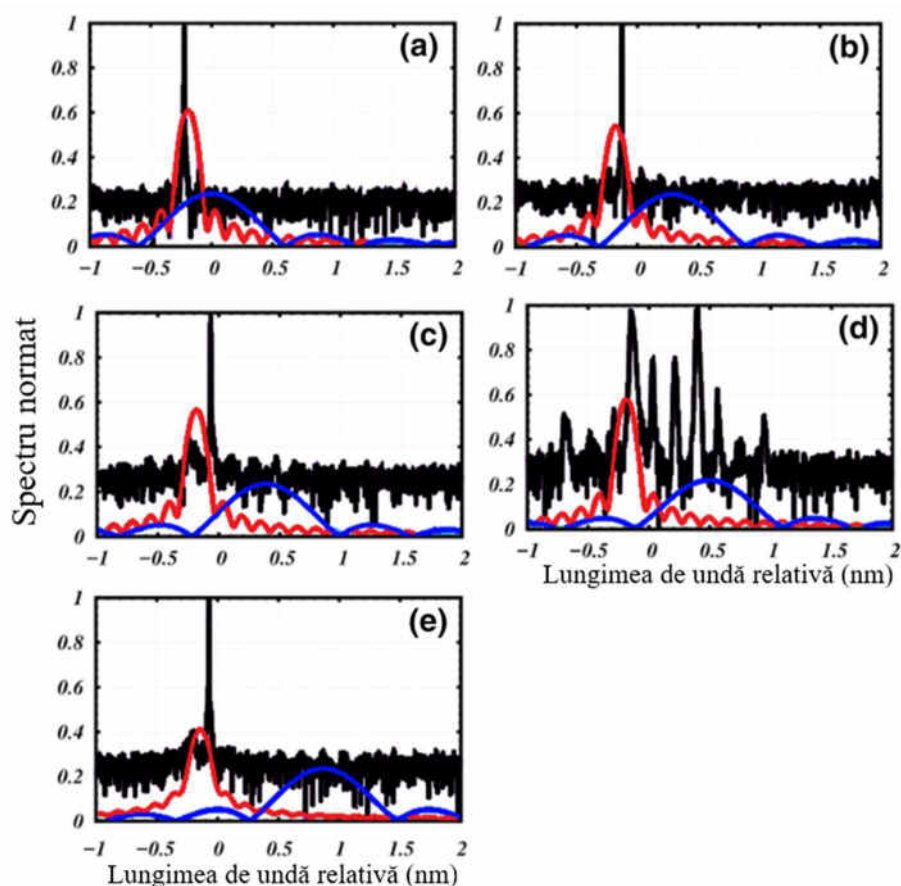


Fig. 4.6. Spectrele optice (linii negre) și spectre de reflexie ale DBR1 (albastru) și DBR2 (roșu) pentru diferite regiuni din Fig. 4.5(c).

Acest model ia în considerare efectul similar ca în experiment, unde regiunea DBR1 este încălzită mai puternic de curentul injectat în secțiunea G decât secțiunea DBR2 care este mai îndepărtată. Încălzirea secțiunii DBR1 are ca rezultat o deviere a spectrelor de reflexie ale DBR1 și DBR2 cu creșterea curentului I_{CON} , care este cauza principală a variației modurilor. Dacă secțiunea DBR1 este încălzită prea puternic de un curent I_{CON} , vârfurile de reflexie ale secțiunilor DBR1 și DBR2 sunt prea ridicate ale unuia față de celălalt, astfel câștigul de prag devine prea mare și are loc colapsul laser. Să analizăm regiunile A – E din Fig. 4.5(c) mai detaliat. În regiunea A, modul laser este situat în partea stângă a vârfului de reflexie al secțiunii DBR2 (a se vedea Fig. 4.6(a)). O creștere a curentului I_{CON} conduce la apariția salturilor către moduri cu lungimea de undă mai mare în partea dreaptă a vârfului de reflexie, a se vedea regiunile B și C în Fig. 4.5(c), și respectiv Fig. 4.6(b) și (c). Regiunea D este caracterizată de operare cu mai multe moduri, deoarece vârfurile de reflexie ale DBR1 și DBR2 sunt prea îndepărtate unele de altele (Fig. 4.6(d)). În cele din urmă, în regiunea

E, modul sare înapoi la un vârf lateral cu lungimea de undă mai mică a spectrului de reflexie al DBR2.

În cele ce urmează, studiem influența reflectivității fațetei frontale asupra caracteristicilor de ieșire ale MOPA. Menționăm că reflectivitatea fațetei frontale poate fi variată prin folosirea unui strat adecvat sau prin înclinarea ghidului de undă lateral. În primul rând, reproducem în Fig. 4.7, (a)

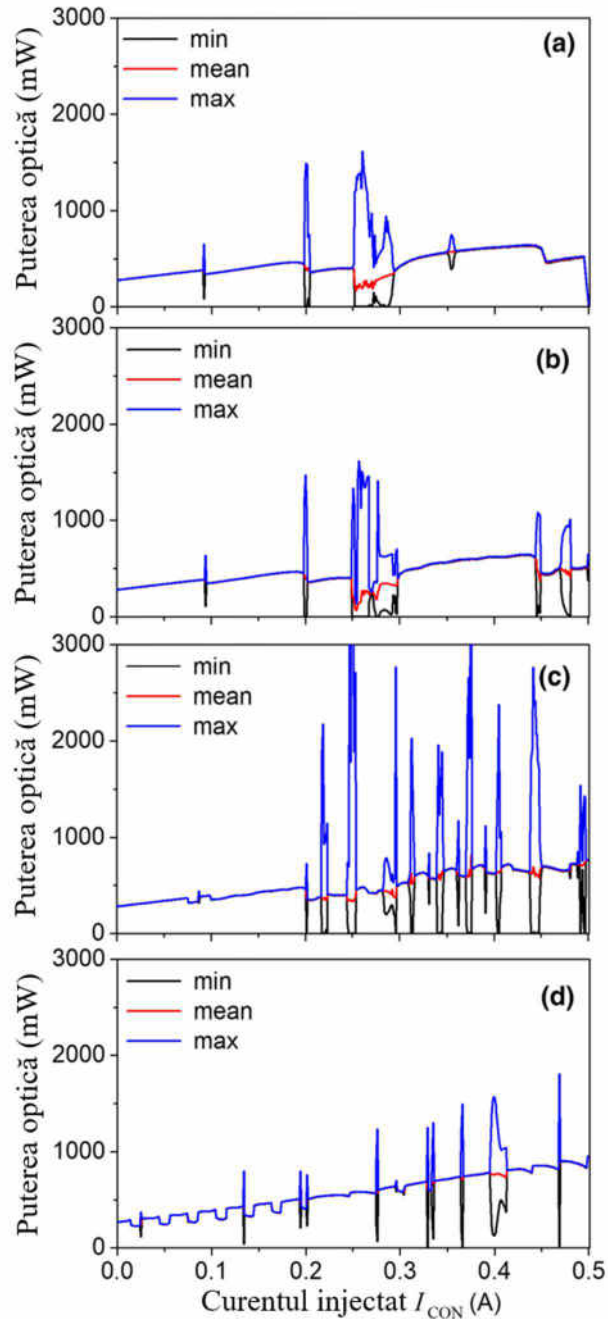


Fig. 4.7. Puterea de ieșire a semnalului din laser în dependență de curentul injectat în secțiunea de control CON pentru (a) $R_f = 0.0$, (b) $R_f = 10^{-6}$, (c) $R_f = 10^{-4}$, (d) $R_f = 10^{-2}$. Alți parametri $I_{MO} = 0.45$ A, $I_{PA} = 0$.

dependența puterii de ieșire în funcție de intensitatea curentului pentru un curent a regiunii MO de 0,45 A și o reflectivitate nulă a fațetei frontale. Reprezentăm în această figură, și în figurile următoare, valorile medii (curba roșie), maxime (albastru) și minime (negru) ale puterii de ieșire colectate la fața frontală a dispozitivului din evoluția în timp a amplitudinii păstrând datele timp de 10 ns (a se vedea Fig. 4.7(a)). Dacă aceste valori calculate pentru fiecare curent coincid, puterea poate fi considerată constantă în timp. În caz contrar, laserul prezintă instabilități dinamice, după cum se poate observa între salturile de mod. Pentru curenții de 0.1 A și 0.2 A au loc salturile între moduri și aceste salturi sunt însoțite de către mici instabilități. Pentru curenții I_{CON} între 0,25 A și 0,3 A (comportament multi-mod în regiunea D din Fig. 4.5(c)) apar instabilități. Se observă că valorile maximelor și minimelor diferă astfel că în această porțiune au loc comutările între moduri. Pentru curentul $I_{CON} = 0.3$ A valorile minime și maxime se contopesc și în sistem se stabilește o emisie laser mono-mod. Pentru curenți mari emisia laser este stabilă. Odată cu creșterea reflectivității fațetei frontale la 10^{-6} instabilități apar și la salturile între moduri (a se vedea Fig. 4.7(b)). Pentru o reflectivitate de 10^{-4} regiunile instabile se multiplică și apar tot mai multe la salturile dintre moduri (Fig. 4.7(c)). Pentru cea mai mare reflectivitate de 10^{-2} , dispozitivul prezintă un comportament mai stabil. În acest caz, întregul dispozitiv poate fi considerat a fi un laser cu mai multe secțiuni și nu unul MOPA supus feedback-ului optic, deoarece cavitatea este acum formată din DBR2 în spate lateral și fațeta frontală.

Este important să analizăm evoluția în timp a puterii emergente pentru diferite valori ale curenților ce corespund regiunii cu instabilități din Fig. 4.7(a). Se observă o evoluție haotică în ambele cazuri, numai că, în cazul (b), amplitudinea oscilațiilor este mai mare datorită prezenței reflectivității la fațeta din spate.

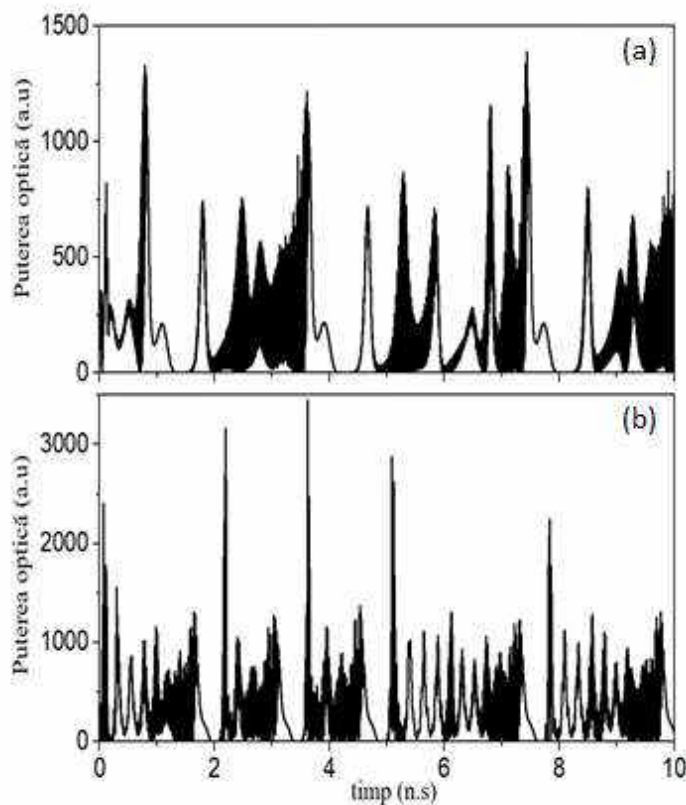


Fig. 4.8. Evoluția în timp a puterii emergente pentru diferiți curenți injectați și diferiți coeficienți de reflecție (a) $I_{CON} = 0,255$ A, $R_f = 0$; (b) $I_{CON} = 0,25$ A $R_f = 10^{-4}$. Alți parametri ca în fig.4.7(a).

4.5 Structura simplificată a laserului. Rezultatele teoretice și cele experimentale.

În continuare am simplificat structura laser pentru o coincidență cu cea utilizată în alt experiment. Este studiată o reprezentare schematică a dispozitivului DBR MOPA similară celei din Fig. 4.1. MO constă din trei secțiuni. Secțiunea de amplificare G are o lungime de 0,5 mm este completată de secțiunile DBR de 1 mm și 0,5 mm lungime pe partea stângă și, respectiv, pe partea dreaptă. Regiunea MO este conectată la amplificatorul de putere PA de 4 mm. Întreaga lungime a dispozitivului laser este de 6 mm, iar lungimea de undă de emisie este de 1120 nm și se deosebește de cea investigată mai sus (a se vedea Fig. 4.9). Spre deosebire de cazul precedent, în această schemă curenții sunt injectați în secțiunea regiunii MO și amplificatorul de putere PA. Reamintim că în cazul precedent curentul din regiunea de amplificare PA este menținut la zero. Structura investigată este asemănătoare cu cea raportată în [104] și a fost crescută prin epitaxie în faza de vapori metal-organici. Stratul activ este format dintr-o groapă cuantică dublă InGaAs, încorporată asimetric într-un miez vertical de ghid de undă de 4,8 μm grosime.

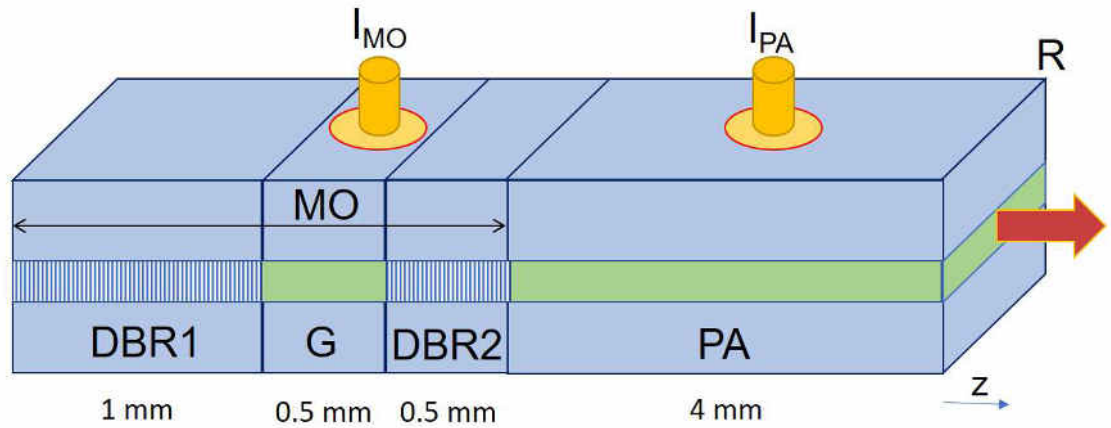


Fig. 4.9. Configurarea laserului DBR MOPA cu mai multe secțiuni. Curentul injectat în secțiunea MO este fixat. Curentul injectat în secțiunea PA și reflectivitatea fațetei frontale a PA pot fi variate.

Dinamica laserului este analizată folosind ecuațiile (4.1) - (4.11) cu valorile parametrilor principali ai laserului utilizați în simulările numerice colectate în Tabelul nr. 4.1 și Tabelul nr. 4.2.

Tabelul 4.2 Parametrii laserului MOPA simplificat

Simbol	Descriere	Unitatea	Valoarea
λ_0	Lungimea de undă de referință	m	$1,12 \cdot 10^{-6}$
L_G	Lungimea secțiunii active	m	$0,5 \cdot 10^{-3}$
L_{DBR1}	Lungimea secțiunii DBR	m	$1,0 \cdot 10^{-3}$
L_{DBR2}	Lungimea secțiunii DBR	m	$0,5 \cdot 10^{-3}$
L_{PA}	Lungimea secțiunii PA	m	$4,0 \cdot 10^{-3}$
R_r	Reflectivitatea intensității fațetei din spate		0
R_f	Reflectivitatea intensității fațetei din față		0 ... 0,1

În cele ce urmează discutăm caracteristicile de ieșire ale dispozitivului cu mai multe secțiuni prezentate în Fig. 4.9. Experimentul a fost făcut la temperatura camerei. Figura 4.10 ilustrează atât puterea de ieșire calculată numeric, cât și cea obținută experimental în dependență de curentul injectat în secțiunea de amplificare PA pentru un curent fix de 200 mA injectat în regiunea MO [107].

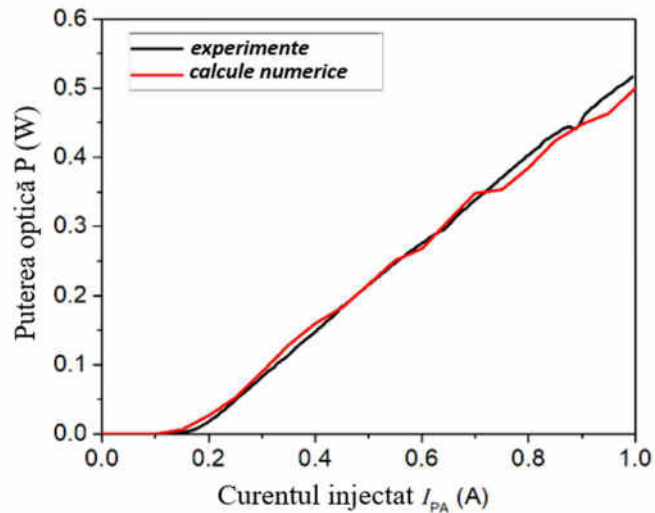


Fig. 4.10. Dependența puterii semnalului de ieșire din laser (emisiei) de curentul injectat în amplificatorul de putere PA: roșu – calcule numerice, negru – date experimentale. Curentul injectat în regiunea MO este de 200 mA. Coeficientul de reflexie a fațetei frontale este zero ($R = 0$).

Din aceste caracteristici se poate determina un prag de 0,15 A și o pantă de 0,6 W/A. Această cifră a indicat un acord bun între calculele numerice și rezultatele experimentale. În continuare examinăm aceeași dependență ca în Fig. 4.10, și anume, ce se întâmplă dacă coeficientul de reflexie al fațetei frontale crește de la zero la 10^{-2} . Figura 4.11, (a) reprezintă caracteristicile putere – curent injectat obținute în experiment.

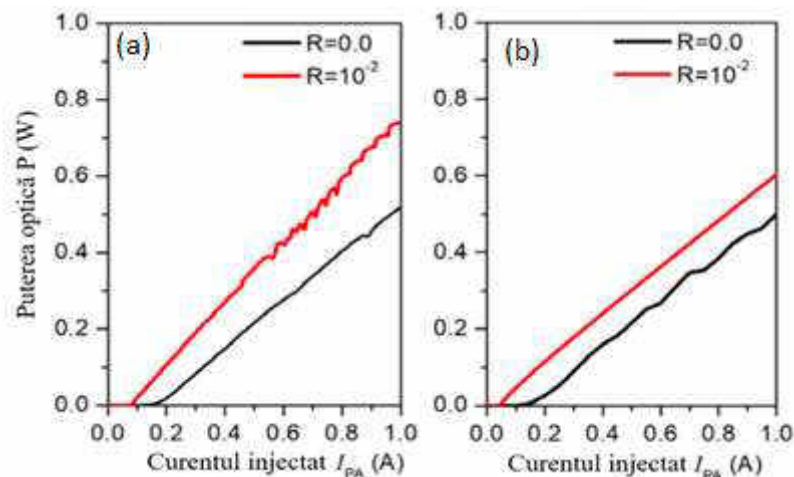


Fig. 4.11. Puterea de ieșire în dependență de curentul de injecție în secțiunea amplificatorului PA pentru două valori ale coeficientului de reflexie ale fațetei frontale. Curentul injectat în secțiunea MO este fixat la 200 mA: (a) experiment, (b) calcule numerice.

După cum sa menționat anterior, pentru coeficientul de reflexie nul, curentul de prag este de 0,16 A. Pe de altă parte, o creștere a reflectivității fațetei frontale reduce curentul de prag la 0,09 A (curba roșie din Fig. 4.11(a)). Se poate observa o creștere a pantei până la 0,78 W/A. Aceasta se datorează faptului că, pentru o valoare finită a coeficientului de reflexie a fațetei frontale, sistemul acționează ca o cavitate compusă. În plus pentru curenți mari se observă undulații în dependența puterii de ieșire de curentul injectat. De regulă, această regiune cu undulații este caracterizată de instabilități, care nu fac obiectul acestor cercetări. Figura 4.11(b) reprezintă rezultatele obținute în calculul numeric. Observăm o bună concordanță între experiment și calcule numerice în ceea ce privește micșorarea curentului de prag (0,05 A). Panta curbei crește puțin (0,60 W/A). Menționăm ca ambele rezultate indică o bună concordanță între calcule numerice și rezultatele experimentale.

În cele ce urmează, analizăm influența coeficientului de reflecție al fațetei frontale asupra caracteristicilor laserului MOPA. Rezultatele sunt prezentate în Fig. 4.12. O creștere a reflectivității de la zero (linia neagră) la 10^{-3} (linia roșie) rezultă într-o deplasare paralelă a dependenței puterea de ieșire-curentul injectat către curenți mai mici, păstrând eficiența pantei aproape neschimbată. O creștere suplimentară a coeficientului de reflexie a fațetei frontale la 10^{-1} curentul de prag rămâne aproape neschimbat ($I_{th} = 0,05$ A), dar reduce panta la o valoare de 0,42 W/A datorită unei reduceri a puterii emergente. Ținem să menționăm că în calculele numerice, în sistem nu au fost observate instabilități precum cele din experiment. Presupunem că aceste instabilități ar putea apărea în cazul luării în considerare a unor nelinearități, însă acestea nu sunt obiect de studiu al acestui paragraf.

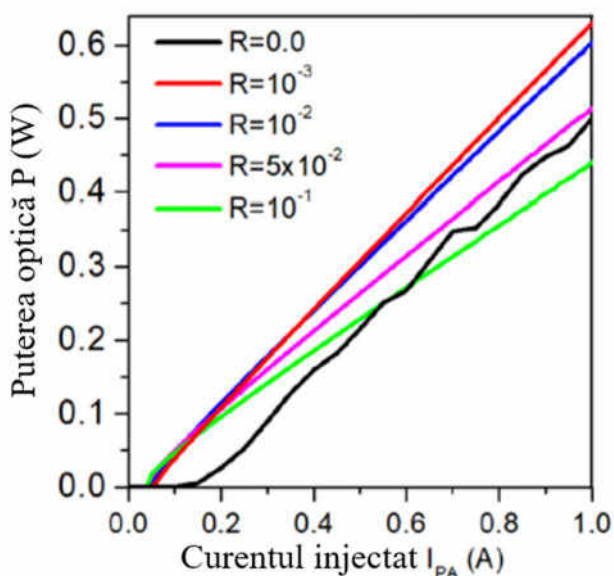


Fig. 4.12. Caracteristici putere-curent simulate pentru diferite valori ale coeficientului de reflexie a fațetei frontale.

În continuare am analizat evoluția în timp a puterii emergente pentru diferite valori ale curentului injectat în amplificator. Pentru valoarea curentului injectat peste prag 0.25 A după câteva oscilații de relaxare sistemul evoluează către un focar stabil, iar starea staționară este stabilă în timp (Fig. 4.13(a)). Pentru o creștere mică a curentului (Fig.4.13(b)) după oscilații de relaxare în sistem se stabilește oscilații periodice cu portretul de fază un ciclu limită stabil, iar starea staționară devine instabilă prin bifurcația Hopf. Creșterea ulterioară a curentului rezultă în creșterea amplitudinii oscilațiilor periodice (Fig.4.13(d)). Ulterior pentru curenți mari are loc procesul de dublare a perioadei, și în final observăm oscilații haotice (Fig. 4.13(f)). Aceste instabilități ar putea fi controlate variind parametrii secțiunii MO, precum și curentul injectat în ea.

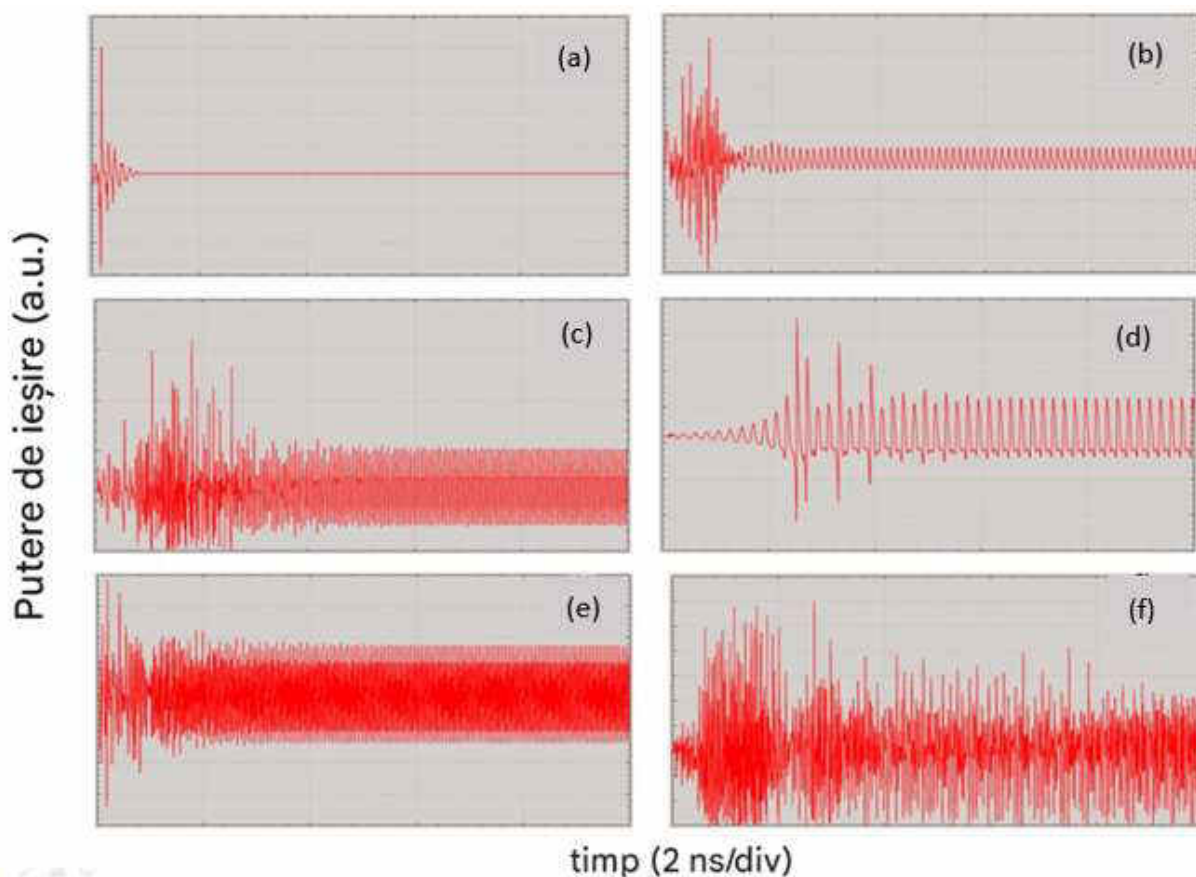


Fig. 4.13 Evoluția în timp a puterii emergente a MOPA pentru diferite valori ale curentului injectat în amplificator

În continuare analizăm proprietățile de bistabilitate ale secțiunii MO. În Fig. 4.14 (a) se reprezintă dependența puterii emergente de curentul injectat în secțiunea MO la creșterea și descreșterea lui. Observăm un salt la creșterea curentului de 180 mA. În cazul când curentul scade, saltul pe ramura de jos a curbei de bistabilitate are loc la 50 mA. Figura 2 prezintă spectre optice relative calculate în condițiile Fig. 4.14 (a) la creșterea și descreșterea curentului în secțiunea MO. Observăm același fenomen de histereză. Ținem să menționăm ca nu au fost observate fluctuații de putere.

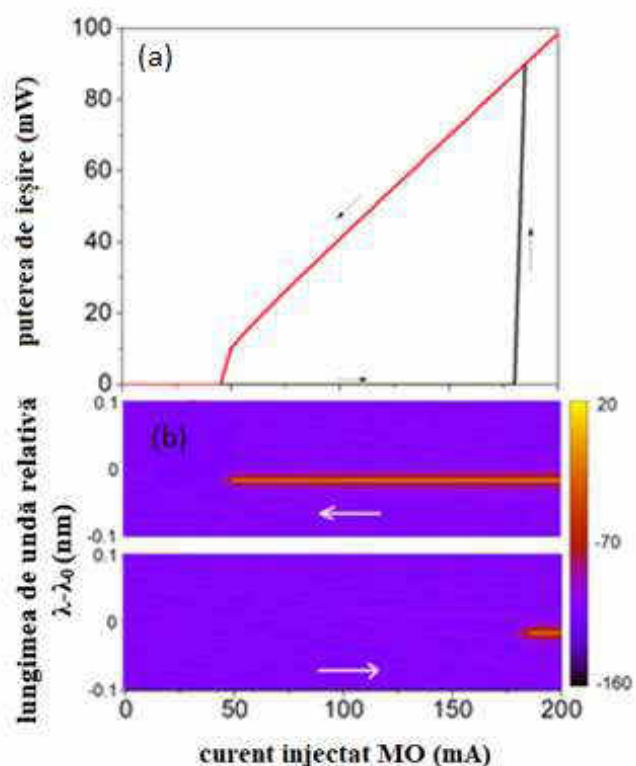


Fig. 4.14 Fenomenul de bistabilitate pentru secțiune MO. (a) puterea emergentă la creșterea și descreșterii curentului în secțiunea MO. (b) Cartografierea spectrelor optice măsurate.

4.6 Concluzii la Capitolul 4

În acest Capitol s-au prezentat rezultatele investigațiilor numerice ale comportamentului sistemului DBR MOPA monolitic cu mai multe secțiuni. Au fost studiate teoretic 2 structuri similare geometric dar care emit la frecvențe diferite, și care au lungimi diferite. S-a utilizat modelul undelor progresive adaptat dispozitivelor MOPA cu mai multe secțiuni. Aceste simulări numerice au fost efectuate cu ajutorul programului SOFT LDSL. S-a reușit reproducerea și explicarea caracteristicilor observate în experiment, precum dependența puterii optice a pre-amplificatorului de curentul de control. S-a demonstrat prezența colapsului emisiei laser cauzat de o dezacordare termică a ambelor secțiuni DBR ale structurii investigate. S-a arătat că puterea de ieșire a semnalului din laser calculată în funcție de curentul injectat în secțiunea de amplificare G a părții MO este similară celei din experiment. Cartografierea pseudo-coloră a densităților spectrale optice în funcție de curentul din regiunea G a părții MO are aceleași caracteristici ca cele din experiment. Din compararea rezultatelor numerice cu cele experimentale au fost determinați coeficienții de încălzire reciprocă a secțiunilor în cazul variației curenților injectați. S-a demonstrat

că stările staționare ale dependenței puterii emergente de curentul injectat nu sunt toate stabile, dar apar evoluții haotice în timp a puterii emergente. S-a demonstrat o coincidență bună între dependența puterii semnalului de ieșire din laser de curentul injectat în amplificatorul de putere prin calcule numerice și date experimentale.

Simulările numerice arată o tranziție între tipurile de operare ale sistemului MOPA și a unui laser cu multe secțiuni dacă coeficientul de reflexie al fațetei frontale se mărește. Pentru o funcționare stabilă MOPA, o reflectivitate a fațetei frontale de 10^{-6} sau mai mică, este necesară pentru buna funcționare a sistemului. Considerăm că cele relatate în acest capitol oferă o bună bază pentru investigații experimentale mai detaliate ale dispozitivelor DBR MOPA și pentru studiul detaliat al instabilităților. Rezultatele acestui capitol au fost publicate în lucrările [107] și [108], [113].

5. GENERAREA AUTOPULSAȚIILOR ȘI IMPULSURILOR CU AJUTORUL DIFERITOR TIPURI DE LASERE SEMICONDUCTOARE

5.1 Lasere cu autopulsații și impulsuri scurte.

În acest Capitol prezentăm rezultatele teoretice și ale calculelor numerice ale influenței parametrilor laserului de lumină albastră asupra auto-pulsațiilor. În ultimii ani, datorită aplicațiilor în medicină, laserele de lumină albastră și albastru-violetă (450 și 405 nm) par să reprezinte o abordare interesantă pentru mai multe tratamente clinice [114]. Pe de altă parte, laserele InGaN de lumină albastră și violetă sunt utilizate pe scară largă în interferometre, imprimare cu laser, fotofinisare digitală, înregistrare a datelor etc. Înregistrarea datelor este una dintre problemele importante pentru dezvoltarea diodelor laser de lumină albastră. Producția laserelor de lumină albastră și violetă este motivată de lungimile de undă relativ scurte [115]. Funcționarea la temperatura camerei a laserelor InGaN cu autopulsații a fost raportată atât teoretic, cât și experimental, la o lungime de undă de 395 nm. Au fost confirmate autopulsații în intervalul de la 1,6 la 2,9 GHz. S-a obținut o concordanță bună între experiment și simulările teoretice [41]. În [43] au fost raportate studiile dinamicii unui laser InGaN cu gropi cuantice cu un absorbant saturabil. În special, au fost investigate autopulsarea și funcționarea excitabilă a laserului. În acest Capitol s-a studiat influența următorilor parametri precum grosimea absorbantului de saturație, a lungimii laserului, și a duratei de viață a purtătorilor de sarcină din laser asupra regiunilor de autopulsații.

În ultimii ani, s-a observat un interes tot mai mare pentru dispozitivele optoelectronice excitabile și în special pentru laserele cu semiconductori excitabili [116]. Excitabilitatea a fost investigată atât teoretic, cât și experimental. Aceasta poate fi definită ca o proprietate dinamică a sistemului care stă la baza răspunsurilor acestuia. Un sistem în stare de repaus poate admite două răspunsuri diferite la o singură perturbație de intrare. Aceste două răspunsuri vor depinde de mărimea perturbațiilor în comparație cu un anumit prag. Deci, pentru perturbații mai mici decât un anumit prag, sistemul generează un răspuns liniar, adică de amplitudine mică și proporțională cu perturbația. Dacă perturbațiile sunt mai mari decât acest prag, sistemul generează un răspuns excitabil, în general de amplitudine mare și efectiv independent de orice alte atribute ale perturbației în sine.

Interesul pentru sistemele excitabile vine din chimie și biologie, cu o varietate de aplicații, cum ar fi sistemele de reacție-difuzie, țesutul cardiac și modelarea neuronală [117]. Excitabilitatea este, de asemenea, de interes pentru sistemele optice. Unele sisteme laser specifice s-au dovedit a fi excitabile: un laser semiconductor cu feedback optic [118] - [121], cu semnale injectate [122] -

[123]. În [120], au fost raportate dovezi experimentale ale rezonanței coerente într-un sistem optic. S-a demonstrat că regularitatea impulsurilor excitabile în intensitatea unei diode laser cu feedback optic crește la adăugarea zgomotului, până la o valoare optimă a puterii lui. Atât fluctuațiile de fază, cât și cele de amplitudine ale impulsurilor joacă un rol relevant în dinamica sistemului. S-a introdus entropia comună a celor două variabile pentru a generaliza indicatorul de coerență, și a fost pus în evidență mecanismul de distrugere a orbitei excitabile după rezonanță. În [123] a fost analizată experimental dinamica unui laser semiconductor cu puncte cuantice care funcționează sub injecție optică. În urma experimentului, a fost observată apariția excitabilității cu un singur și dublu impuls la o limită a regiunii de blocare în care a fost observată. În [124], autorii au analizat răspunsul unui laser semiconductor blocat prin injecție la diferite perturbații externe. Ei au demonstrat existența unui prag de perturbare dincolo de care răspunsul sistemului este independent de puterea stimulării și astfel au demonstrat caracterul său excitabil. S-a demonstrat că perturbarea optică a unui astfel de sistem excitabil prin controlul fazei fasciculului de injecție poate fi utilă pentru generarea de impulsuri optice.

De asemenea, excitabilitatea a fost demonstrată într-un laser cu inel cu fibră Q-comutare cu grafen ca absorbant saturabil [125]. În [126] a fost prezentată excitabilitatea într-un laser din fibre cu o secțiune absorbantă saturabilă în ceea ce privește răspunsul sistemului la perturbațiile externe. Sistemul laser a fost perturbat cu o diodă de pompă secundară care generează impulsuri de amplitudine variabilă și lățime fixă a impulsului. Arată un răspuns absolut sau nimic la o perturbare, care este un indicator puternic al excitabilității. Din cauza prezenței inevitabile a zgomotului în experiment, aceasta duce la o creștere monotonă a ratei de răspuns de la 0 la 1 pe un interval bine definit de amplitudini de perturbare. În plus, autorii au arătat o scădere caracteristică a întârzierii răspunsului laserului cu fibră în funcție de amplitudinea impulsului de perturbare de declanșare. Partea a doua a acestui Capitol este dedicată investigării generării autopulsațiilor și impulsurilor de scurtă durată de ordinul pico-secundelor de către un laser cu feedback distribuit (DFB) cu un reflector dispersiv pasiv integrat. Această configurație este tratată în cadrul modelului de ecuație a vitezei pentru numărul purtătorilor de sarcină precum și pentru fotoni. Cele două funcții descriu influența reflectorului asupra dinamicii laserului. Rezultatele teoretice arată că, în anumite condiții comparabile cu cele din experimente, laserul funcționează în regim excitabil adecvat pentru generarea de impulsuri. Am identificat valorile potrivite ale parametrilor pentru generarea impulsurilor, s-au aplicat mici perturbații sistemului pentru a genera impulsuri periodice. În final, este investigată influența acestor parametri asupra formei impulsurilor.

5.2 Structura laserului InGaN și ecuațiile.

În Figura 1 este prezentată o configurație a laserului investigat care constă din stratul activ InGaN și un absorbant de saturație crescut paralel cu cel activ. Atât stratul activ, cât și absorbantul de saturație sunt compuse din 3 grapi cuantice de tip InGaN. Grosimea regiunii active și a absorbantului de saturație este de 18 nm, iar lungimea de undă este de 405 nm. Lungimea stratului activ este de 650 μm.

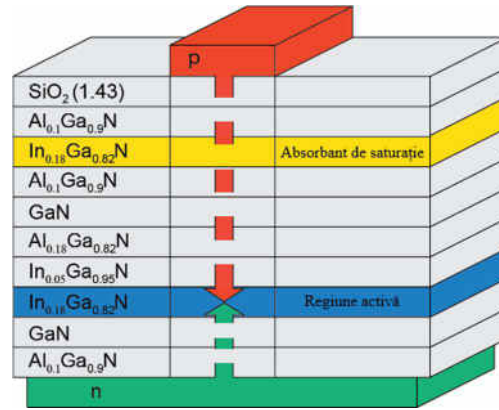


Fig. 5.1. Schema laserului InGaN.

Modelul teoretic utilizat pentru a descrie dinamica laserului InGaN se bazează pe modelul propus în [127], [41], [43]:

$$\frac{dS}{dt} = \left[\frac{\sum_i a_i \xi_i (N_i - N_{gi})}{V_i} - BS - G_{th} \right] S + \frac{M \sum_i a_i \xi_i N_i}{V_i}, \quad (5.1)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = -\frac{a_i \xi_i}{V_i} (N_i - N_{gi}) S - \frac{N_i}{\tau_{si}} + \sum_{j \neq i} \left(\frac{N_j}{T_{ij}} - \frac{N_i}{T_{ji}} + \frac{I_{ji} - I_{ij}}{e} \right), \quad (5.2)$$

unde prin S notăm numărul fotonilor, N_i este numărul purtătorilor de sarcină injectați în regiunea i , a_i este coeficientul amplificării diferențiale, x_i este factorul de limitare a câmpului, N_{gi} este numărul purtătorilor de sarcină transferați prin regiunea i , t_{si} reprezintă timpul de viață a purtătorilor de sarcină și T_{ij} este durata de timp echivalentă cu timpul de viață al purtătorilor de sarcină la difuzia lor din regiunea j în regiunea i . I_{ji} este intensitatea purtătorilor de sarcină injectată din regiunea j în regiunea i . V_i este volumul secțiunilor laserului determinat de expresie $V_i = W_i \cdot d_i \cdot L$, unde L este lungimea laserului, iar d_i și W_i sunt, respectiv, grosimea și lățimea acestor secțiuni. $a_1 = 1.85 \times 10^{-12} \text{ m}^3 / \text{s}$ și $a_2 = 20 \times 10^{-12} \text{ m}^3 / \text{s}$ sunt coeficienții de amplificare diferențială

al primei și, respectiv, a regiunii a doua. $\xi_1 = 0,045$, $\xi_2 = 0,033$, reprezintă factorii de limitare a câmpului. N_{tr} este numărul de fotoni la transparentă, t_s durata de viață a purtătorilor de sarcină. I_i injecția purtătorului în regiunea i . M este numărul echivalent al modurilor longitudinale [127].

B este coeficientul de saturație a amplificării care este dat de expresia:

$$B = B_c \left(N_1 - N_{g1} \right) \left(a_1 \xi_1^2 / V_1^2 \right), \quad (5.3)$$

unde

$$B_c = \frac{9\pi c \tau_{in}^2 |R_{cv}|^2}{2\varepsilon_0 n_r^2 \hbar \lambda_0}. \quad (5.4)$$

G_{th} este nivelul de prag al amplificării care are următoarea expresia:

$$G_{th} = \frac{c}{n_r} \left(k + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_f R_B} \right), \quad (5.5)$$

unde $R_f = 0,25$ și $R_b = 0,95$ sunt coeficienții de reflecție ai fațetelor posterioare și, respectiv, din spate ale laserului, iar $k = 1000$ este coeficientul adimensional care include pierderile. Pentru o descriere detaliată a parametrilor rămași ai modelului ne referim la [41], [43].

5.3 Autopulsații obținute în rezultatul calculului numeric.

O să începem cu analiza dinamicii laserului InGaN folosind ecuațiile (5.1) - (5.5). În Fig. 5.2 este reprezentată dependența puterii luminii emergente în funcție de intensitatea curentului injectat, stabilite în baza calculelor teoretice pentru structura laserului prezentată în Fig.5.1. Se observă un prag al curentului de 90 mA și funcționarea laserului în regim de unde continue (linia continuă) chiar imediat după prag. Ulterior, la curenți mai mari, laserul începe să producă pulsații prin bifurcația Hopf, marcată în Fig. 2 printr-un pătrat. Această caracteristică este diferită de cea a altor lasere cu autopulsații descrise în [128], unde autopulsațiile încep imediat după valoarea de prag a intensității curentului. În [128] s-a presupus că timpul de viață al purtătorilor de sarcină în regiunea absorbantului de saturație este același ca în regiunea activă. În cazul nostru, deoarece zona activă și absorbantul de saturație sunt separate cu un strat anti-evaporant, noi considerăm că în regiunea activă și cea a stratului absorbantului de saturație, purtătorii de sarcină au diferiți timpi de viață.

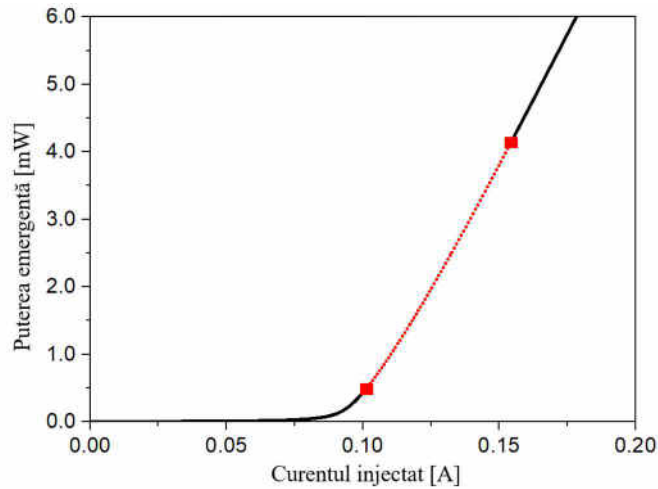


Fig. 5.2. Dependenta puterii emergente de intensitatea curentului injectat. Stările staționare instabile sunt redată prin linii punctate, iar cele stabile prin linii continue. Bifurcația Hopf este marcată cu pătrat.

La creșterea curentului, autopulsațiile dispar prin o alta bifurcație Hopf. Menționăm că, ambele puncte Hopf sunt supercritice. Pentru obținerea bifurcației Hopf s-a utilizat programul AUTO-2000 [129].

Figura 5.3 prezintă curba bifurcației Hopf (linia neagră) calculată pentru regiunea cu autopulsații în planul coeficientului de amplificare diferențială în funcție de curentul injectat în regiunea activă. Linia roșie din Fig. 5.3 separă frontiera dintre regiunile de funcționare ale laserului în modul „off” și „on”.

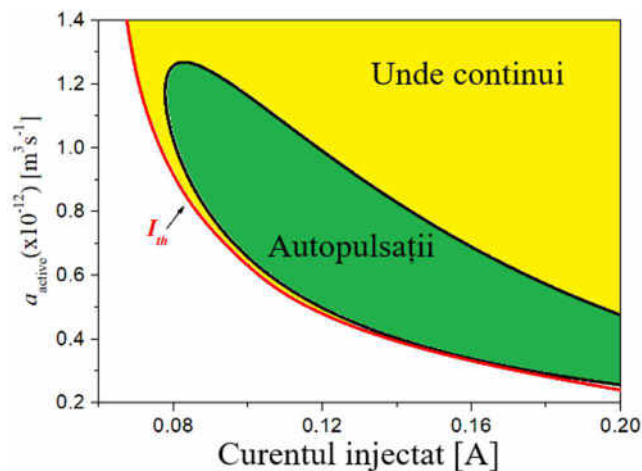


Fig. 5.3. Diagrama bifurcațiilor pentru o lungime a rezonatorului de 650 μ m. Regiunea de autopulsații în planul coeficientului de amplificare diferențială în funcție de curentul injectat (regiunea verde). Valoarea de prag a curentului este indicată cu linia roșie. Linia neagră indică bifurcația Hopf.

Regiunea galbenă marcată cu CW corespunde modului de funcționare al laserului cu unde continue. În continuare discutăm posibilele variații ale coeficientului de amplificare diferențială a regiunii verzi. În cazul în care valorile parametrilor corespund regiunii verzi, laserul manifestă autopulsații. Se observă că regiunea de autopulsații poate apărea la curenți mici, pentru valori mari ale coeficientului de amplificare diferențială. Ținem să menționăm că aceste curbe au fost calculate cu ajutorul programului AUTO 200 [129]. AUTO este un program software pentru probleme de continuare și bifurcare în ecuații diferențiale obișnuite. Cu acest program se poate calcula stările staționare, soluții periodice stabile și instabile precum și calcularea multiplicatorilor Floquet, care determină stabilitatea, de-a lungul acestor ramuri. Condițiile inițiale de pornire pentru calculul orbitelor periodice sunt generate automat la punctele de bifurcație Hopf. În plus se pot determina bifurcații de dublare a perioadei și bifurcații tori, de-a lungul ramurii soluțiilor periodice. Comutarea ramurilor este posibilă la punctele de ramificație și la dublarea perioadei bifurcațiilor. Continuarea orbitelor de perioadă fixă este, de asemenea, posibilă. Acesta este cel mai simplu mod de a calcula curbele orbitelor homoclinice, dacă perioada este suficient de mare. Numărul de condiții la limită, plus numărul de condiții integrale nu trebuie să fie egal cu dimensiunea ecuațiilor diferențiale ordinare, cu condiția să existe un număr corespunzător de variabile parametrice suplimentare (pentru detalii [129]).

Este știut că grosimea absorbantului de saturație în limitele de la 2 până la 5 nm este considerată cea potrivită pentru laserele fabricate. Astfel am considerat 2 valori de 3.75 și 5.0 nm a grosimii absorbantului de saturație (Fig. 5.4-5.6).

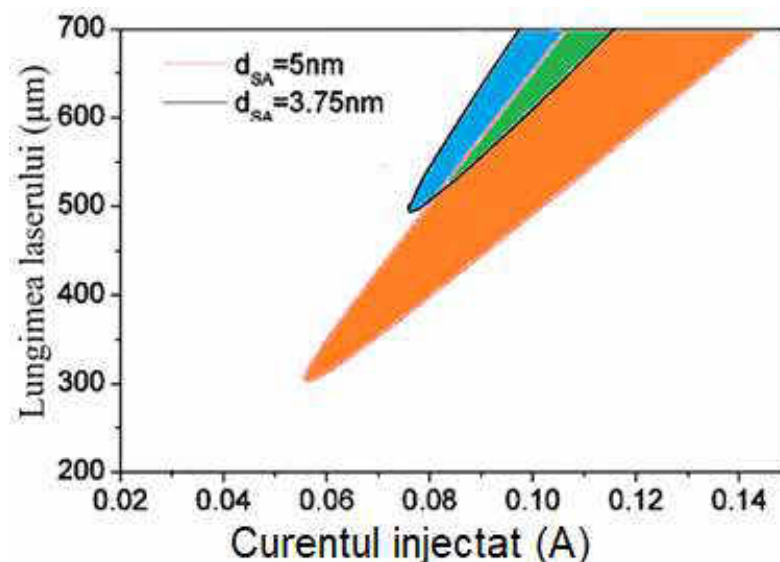


Fig. 5.4. Influența grosimii absorbantului de saturație asupra regiunilor de autopulsații pentru două grosimi ale absorbantului. Linii solide – bifurcația Hopf.

In Fig. 5.4 reproducem regiunile (colorate) cu autopulsații în planul lungimii laserului - curentul injectat. Regiunea roșie este pentru grosimea absorbantului 5 nm. Ea se suprapune (verde) cu regiunea de autopulsații pentru $d = 3.75$ nm care este mai mică. Ca concluzie, autopulsații cu regiuni largi pot fi obținute pentru curenți mai mari ca 0.1 A și lungimi ale laserului peste 500 μm . Astfel, pentru un absorbant de saturație subțire regiunea autopulsațiilor devine mai îngustă. Aceasta poate fi explicat în felul următor: ca rezultat al micșorării grosimii absorbantului de saturație se micșorează factorul de limitare a câmpului. Pe de alta parte, am constatat că micșorarea grosimii absorbantului de saturație conduce la micșorarea pragului curentului injectat. Tragem concluzia că un absorbant de saturație mai subțire reduce pragul curentului injectat, dar totodată și îngustează regiunea de autopulsații.

Un alt parametru care influențează regiunea de autopulsații este durata timpului de viață a purtătorilor de sarcină în absorbant. Figura 5.5 reprezintă regiunile de autopulsații pentru variația timpului de viață a purtătorilor în absorbant. Se observă o regiune largă pentru $d_{SA} = 5$ nm și una destul de mică pentru $d_{SA} = 3.75$ nm. S-a constatat că la $d_{SA} = 3.5$ nm autopulsațiile dispar. Ținem să menționăm că pentru curenți mai mari decât 0.125 A de asemenea AP dispar.

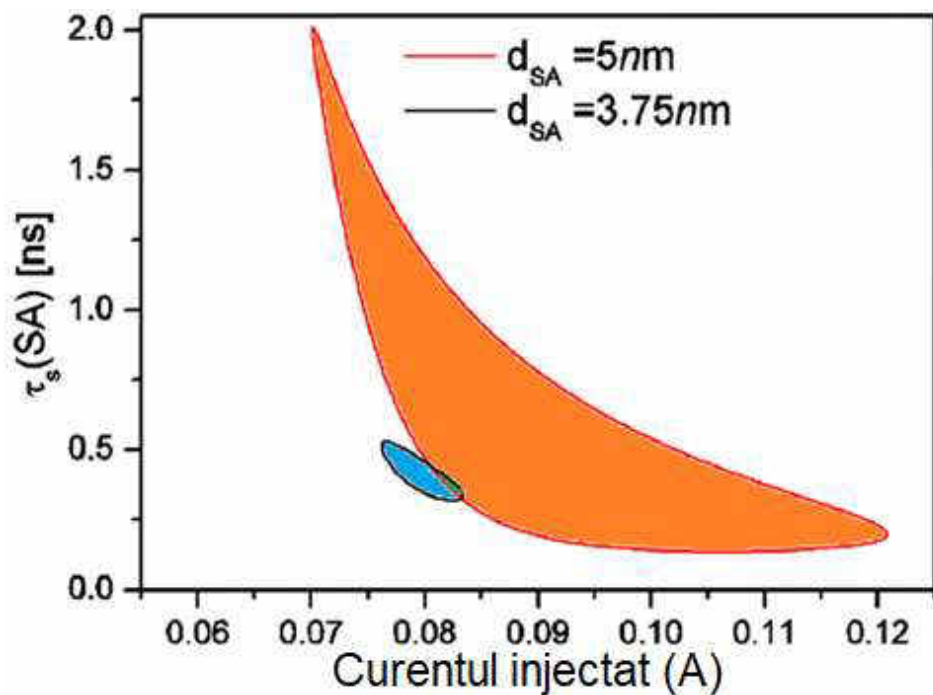


Fig. 5.5. Influența timpului de viață a purtătorilor de sarcină în absorbant asupra regiunii de autopulsații. Linii solide – bifurcația Hopf.

In Figura 5.6 demonstrăm că coeficientul amplificării diferențiale reduce regiunea de autopulsații pentru grosimi mici ale absorbantului de saturație.

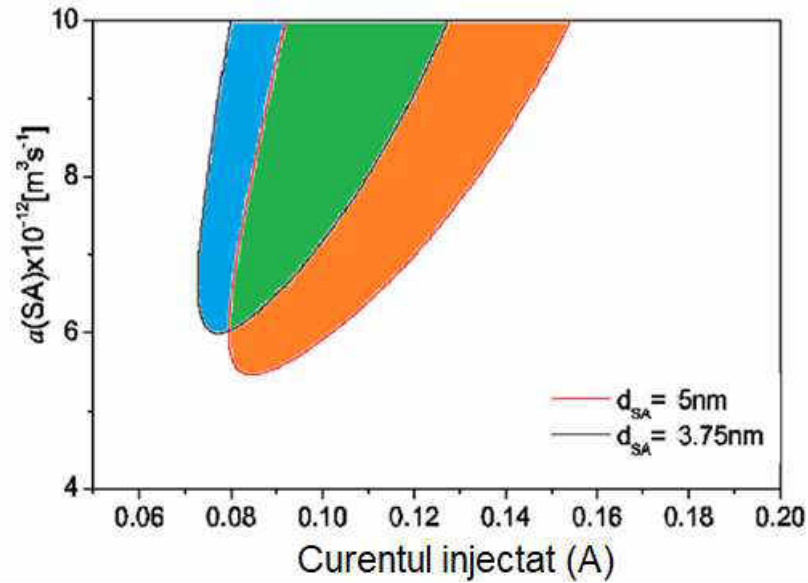


Fig. 5.6. Influența coeficientul amplificării diferențiale asupra regiunii de autopulsații. Linii solide - bifurcația Hopf.

În continuare analizăm influența coeficientului de reflexie al fațetei din spate a laserului asupra regiunilor de autopulsații. De obicei, în procesul de creștere al laserului este necesar ca acest coeficient să se mențină aproape de unitate. Totuși, în unele cazuri, în urma degradării laserului, coeficientul de reflexie se micșorează. După cum se vede din Fig. 5.7, micșorarea coeficientului de reflexie conduce la micșorarea regiunii autopulsațiilor și, desigur, la micșorarea intensității de emisie a laserului. Pentru a menține punctul de operare în regiunea autopulsațiilor, în cazul reflexiei mici este nevoie de majorarea curentului injectat.

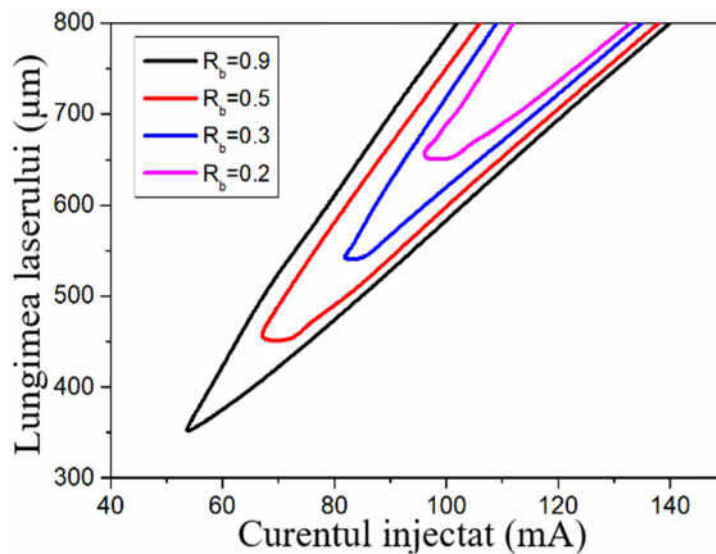


Fig. 5.7. Regiunea autopulsațiilor pentru diferite valori ale coeficientului de reflexie al fațetei din spate a laserului.

În cele ce urmează analizăm frecvența autopulsațiilor. Pentru estimarea frecvenței autopulsațiilor, modelarea numerică a fost efectuată în planul diferitor parametri. Rezultatele obținute sunt prezentate în Fig. 5.8, în care linia neagră corespunde bifurcației Hopf, iar liniile colorate sunt cele cu autopulsații de aceeași frecvență. Se poate observa cum se modifică frecvența autopulsațiilor în planul lungimea rezonatorului în funcție de intensitatea curentului injectat. Pentru o intensitate fixată a curentului, frecvența pulsațiilor devine mai mare pentru lungimi mai mici ale rezonatorului și pentru valori mari ale curentului injectat.

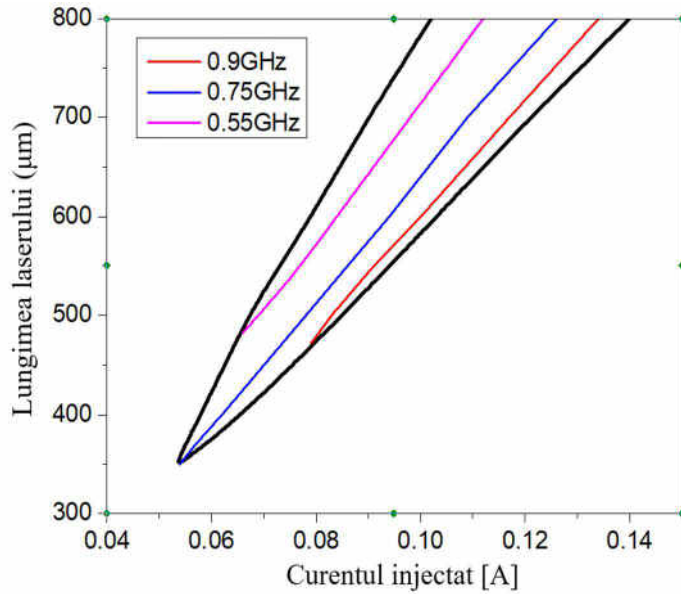


Fig. 5.8. Frecvența autopulsațiilor pentru regiunea autopulsațiilor în planul lungimea laserului - curentul injectat.

În continuare calculăm frecvența autopulsațiilor în planul parametrilor ce caracterizează absorbantul de saturație și lungimea laserului. După cum sa menționat mai sus, anume proprietățile absorbante de saturație determină apariția autopulsațiilor și în cele din urmă frecvența lor. În Fig. 5.9 sunt ilustrate regiunile de autopulsații în dependența lungimii rezonatorului laserului de (a) coeficientul amplificării diferențiale a_{SA} și (b) timpul de viață al purtătorilor de sarcină τ_{SA} în absorbant. Aceste regiuni au fost obținute utilizând ecuațiile (5.1) - (5.5) pentru parametrii laserului InGaN și 150 mA intensitatea curentului.

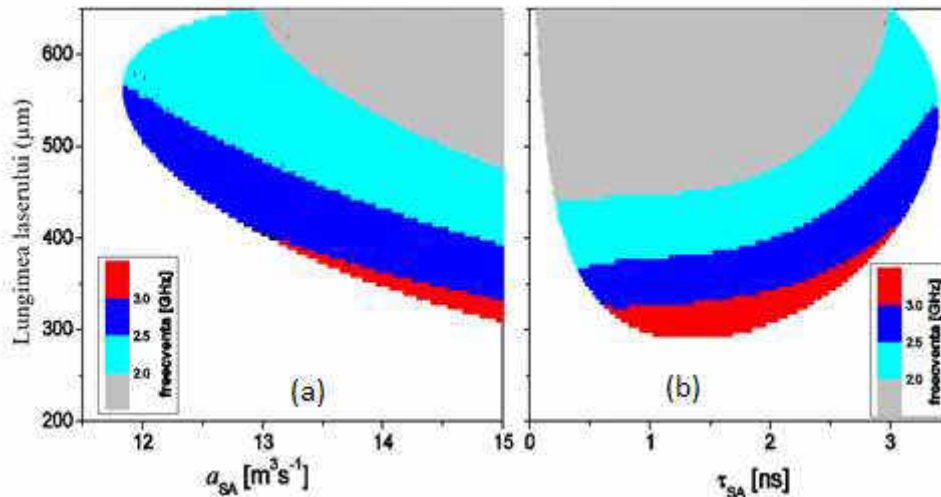


Fig. 5.9. Variația frecvenței autopulsațiilor în planul: lungimea totală a rezonatorului în funcție de (a) coeficientul amplificării diferențiale în absorbant a_{SA} și (b) timpul de viață al purtătorilor de sarcină τ_{SA} în absorbant. Intensitatea curentului este de 150 mA.

Menționăm, că regiunile colorate sunt cele cu autopulsații, iar regiunea albă corespunde funcționării cu unde continue sau fără emisie. Observăm, ca în domeniul lungimilor rezonatorului de la 400 până la 500 μm regiunile de autopulsații se lărgesc. Lungimile mici ale rezonatorului implică frecvențe mari ale autopulsațiilor. Totuși aceste regiuni sunt înguste și au niveluri mari ale absorbției și curenți de prag mari. Astfel, domeniul lungimilor rezonatorului 400 – 500 μm sunt cele mai favorabile pentru generarea autopulsațiilor cu frecvențe cuprinse între 2 și 3 GHz [130],[131].

5.4 Structura și ecuațiile laserului pentru generarea de impulsuri scurte.

În continuare, analizăm o altă structură laser pentru generarea autopulsațiilor și impulsurilor de scurtă durată. O schiță a structurii investigate a laserelor DFB cu un reflector dispersiv pasiv suplimentar este prezentată în Fig. 5.10. Curentul de pompaj este aplicat regiunii active. Se mai aplică un curent mic de variație și control al fazei. Secțiunile active și pasive sunt integrate împreună într-un cip complex. Reflexia dintre secțiuni este considerată a fi foarte mică. Este bine cunoscut faptul că dispozitive similare sunt utilizate pentru generarea de autopulsații de înaltă frecvență cu un singur mod [105]. O aproximare cu un singur mod a fost propusă în [132], [133] și folosit pentru a discuta despre comportamentul de autopulsații și excitabilitate. Aici ne concentrăm atenția asupra generării de impulsuri atunci când laserul funcționează în regim de excitabilitate.

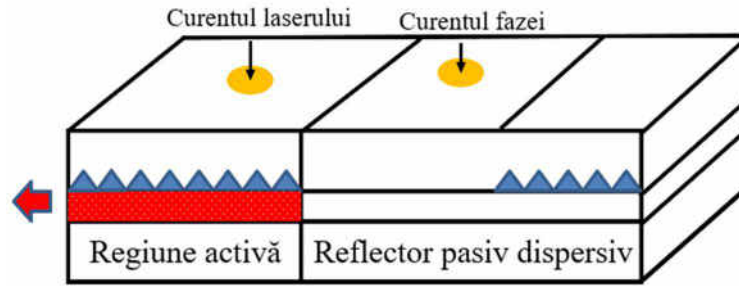


Fig. 5.10. Laserul DFB cu reflector pasiv dispersiv adițional în direcție longitudinală. Curentul principal injectat este aplicat secțiunii active. Curentul de control este aplicat secțiunii de fază pentru variația dezacordului n_0 .

Începem analiza noastră în baza ecuațiilor ratelor [134], [135]:

$$\frac{dn}{d\tau} = J - n - (1 + n) K(n) P + n_{perturb}, \quad (5.6)$$

$$\frac{dP}{d\tau} = T G(n) P, \quad (5.7)$$

unde n și P sunt purtătoarea adimensională și, respectiv, numărul de fotoni. τ este timpul adimensional. Parametrul J este rata relativă de injectare în exces ($1 < J < 10$). T este raportul dintre durata de viață a purtătorului de sarcină și a fotonului. Funcțiile $K(n)$ și $G(n)$ din ecuațiile (5,6) - (5,7) descriu influența reflectorului asupra dinamicii laserului [134] approximate prin:

$$K(n) = K_0 + \frac{AW^2}{4(n - n_0)^2 + W^2}, \quad (5.8)$$

$$G(n) = n + \alpha \cdot \Delta n \cdot \tanh\left(\frac{n}{\Delta n}\right), \quad (5.9)$$

unde A , W , K_0 , n_0 sunt constante. n_0 este dezacordul dintre vârful de rezonanță al funcției $K(n)$ și densitatea de prag $n = 0$. Acest dezacord poate fi controlat în dispozitivele reale prin reglarea curentului de fază (a se vedea Fig. 5.8).

Ecuațiile ratelor (5.6) - (5.9) au două soluții staționare, corespunzătoare stărilor laserului „off” și „on”. Nu ne interesează starea laserul „off”, ci laserul în regim de funcționare pentru care

$$n = 0 \text{ și } P = \frac{J}{K(0)}. \quad (5.10)$$

Această stare are sens numai pentru $J > 0$. Noi considerăm $J = 2$ ce corespunde unui curent injectat de două ori peste prag. Când variază dezacordul n_0 , păstrând toți ceilalți parametri fixați, structura

de rezonanță a funcției K determină o scădere a numărului de fotoni P . Cu toate acestea, într-un anumit interval pe partea joasă n_0 a acestei căderi, pot fi observate fenomenul de excitabilitate [134]. Regiunea instabilă, adică autopulsațiile, care apar în sistem este descrisă detaliat în [135]. Menționăm că pentru setul fix de parametri $A = 10$, $W = 0,02$, $n_0 = 0,0005$, $\alpha = 0,05$ și $\Delta n = 0,05$ laserul funcționează în regim excitabil.

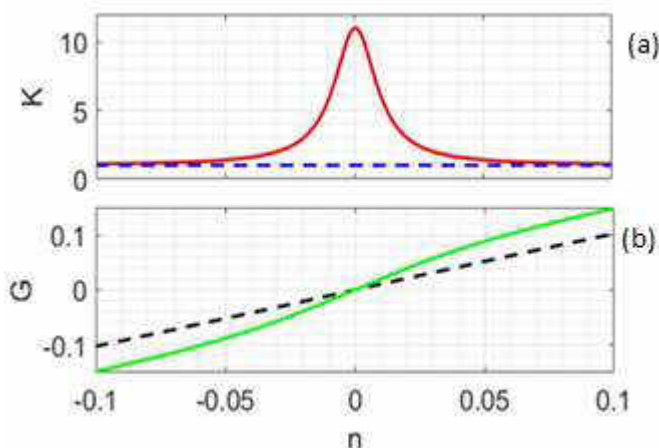


Fig.5.11 Dependențele K și G de n din ecuațiile (5.8) și (5.9) pentru următorii parametri:

$$A = 10, W = 0,02, n_0 = 0,0005, \alpha = 0,05 \text{ și } \Delta n = 0,05.$$

5.5 Impulsuri scurte obținute prin calcul numeric

Generarea de impulsuri în cazul nostru este legată de proprietățile excitabile ale laserului prezentate în Fig. 5.10. În acest compartiment, discutăm comportamentul laserului atunci când o perturbare este aplicată sistemului. Analizăm evoluția sistemului în timp (de exemplu a se vedea linia roșie din Fig.5.12(a)). La momentul $t = 0$ permitem sistemului să ajungă la starea de echilibru. Ulterior, în timp, adică timp de întârziere 0,5 ns, acționăm cu un impuls mic, adică cu o perturbație, asupra sistemului. Durata acțiunii este de 0,05 ns. După acest timp, amplitudinea impulsului injectat revine la zero. Observăm că amplitudinea sistemului crește brusc și apoi lent se micșorează. Analizăm influența parametrului T (raportul dintre duratele de viață ale purtătorului de sarcină și fotonului) asupra generării de impulsuri de către laserul prezentat în Fig. 5.10. Parametrul T determină natura lentă-rapidă a modelului nostru. Figura 5.12(a) prezintă evoluția în timp a numărului de fotoni pentru diferite valori ale parametrului T și setul de parametri ca în Fig.5.11. Amplitudinea perturbației este peste pragul de 0,5 u.a. Din această figură distingem natura lent-rapidă a sistemului pentru valori mici ale parametrului T . Astfel, pentru $T = 100$, numărul fotonilor de ieșire P crește și apoi formează o buclă lungă (lentă) în spațiul de fază revenirea la starea staționară (Fig. 5.12(b) linia neagră). Pentru valori mari ale parametrului T

dispare bucla lungă în planul de fază. Figura 5.12 confirmă concluziile rezultatelor anterioare în care pentru valoarea de referință a parametrului T s-a utilizat $T = 500$. Observăm că în acest caz impulsul generat de sistem este aproape simetric chiar dacă amplitudinea sa este mai mică decât în cazul $T = 100$, și ar putea fi folosit în diferite aplicații ca generator de impulsuri scurte. Astfel, se poate concluziona că pentru un raport dintre durata de viață a purtătorului de sarcină și a fotonului de 500, forma impulsurilor generate va fi simetrică și amplitudinea suficient de mare pentru utilizare.

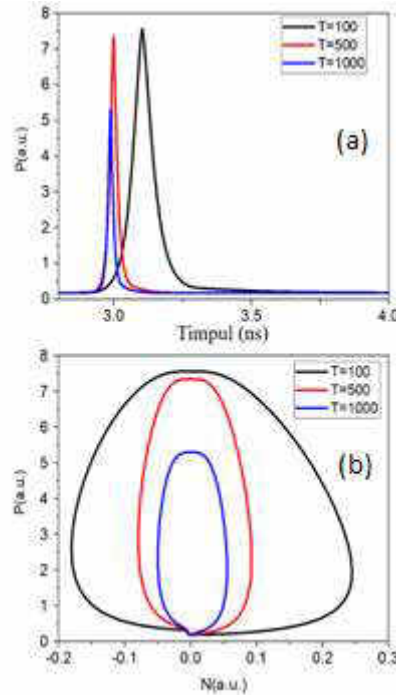


Fig. 5.12(a) Evoluția în timp a numărului de fotoni P pentru diferite valori ale parametrului T , (b) portretele de fază în planul $(P - n)$. Parametrii sunt aceiași ca în Fig. 5.1.

În cele ce urmează, variem perturbația impulsului injectat și analizăm semnalul la ieșirea din laser. Figura 5.13 arată numărul maxim de fotoni P la ieșirea din laser în funcție de amplitudinea perturbației. Atâta timp cât amplitudinea este mică, răspunsul sistemului laser este neglijabil. Pentru o amplitudine de 0.21 (u.a.) se observă un salt al răspunsului sistemului. Este bine știut ca aceasta este o condiție a fenomenelor de excitabilitate, în care pragul trebuie să fie prezent. Observăm că odată cu creșterea ulterioară a perturbației exterioare amplitudinea crește monoton.

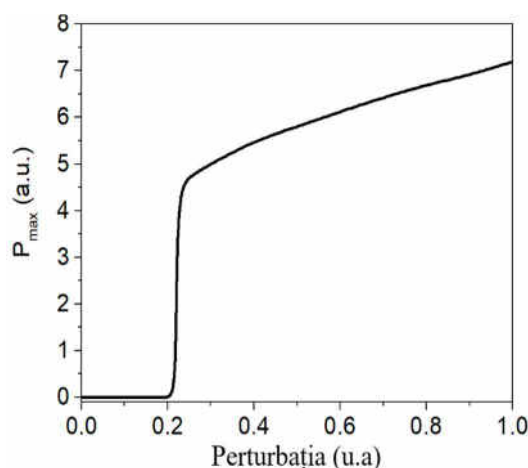


Fig. 5.13. Dependența numărului maxim de fotoni la ieșire de perturbația aplicată.

Parametrul $T = 500$. Alți parametri sunt ca în Figura 5.11.

Figura 5.14 prezintă generarea de impulsuri de către laserul cu reflector pasiv dispersiv sub influența trenului de perturbații cu amplitudini diferite. Impulsurile de curent furnizate cu lățimea impulsului de 0,05 ps au un timp de întârziere de 0,05 ps între ele.

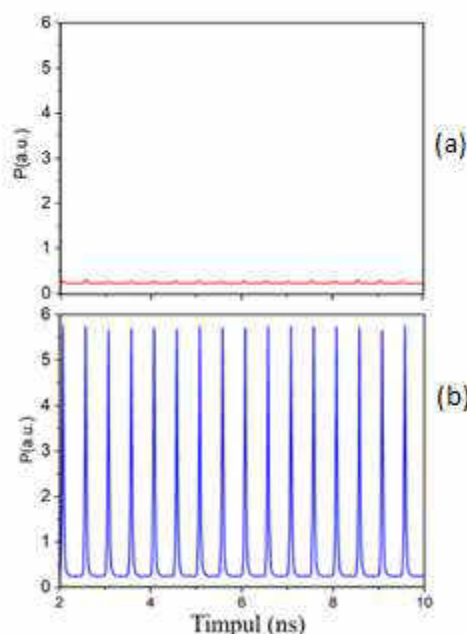


Fig. 5.14. Dependența numărului de fotoni P de timp pentru diferite valori ale perturbației aplicate. (a) Amplitudine = 0,2, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,5 ns, linie roșie, (b) Amplitudine = 0,5, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,5 ns, linie albastră.

Pentru amplitudini mici ale perturbației, răspunsul laserului este foarte slab și aproape de starea staționară (linia roșie din Fig. 5.14(a)). Pe de altă parte, pentru o valoare a amplitudinii perturbației de 0.5 (u.a.) sistemul generează un tren de impulsuri (a se vedea Fig. 5.14(b)). Semnalul de ieșire este aproape periodic, cu amplitudine mare și simetrică.

Figura 5.15 prezintă evoluția numărului de fotoni la ieșirea din laser în dependență de timp sub influența timpilor de întârziere asupra secvențelor de impulsuri. Răspunsul sistemului este pentru parametrii din Fig. 5.15(a) este rar, și apare imprevizibil. Mai complicat este răspunsul sistemului când mărim amplitudinea perturbației și micșorăm timpul de întârziere, având ca rezultat impulsuri de ieșire de diferite amplitudini Fig. 5.15, (b).

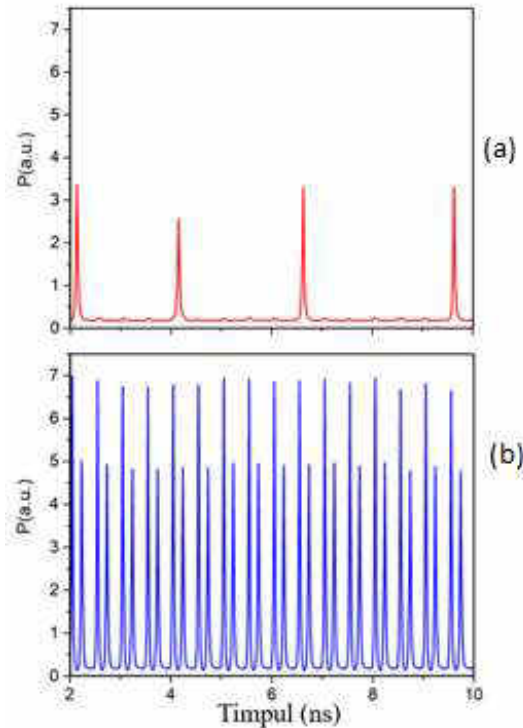


Fig. 5.15. Dependența numărului de fotoni P de timp pentru diferite valori ale perturbației aplicate pentru: (a) Amplitudine = 0,22, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,5 ns, linie roșie, (b) Amplitudine = 1, Lățime = 0,05, Întârziere = 0,25 ns, linie albastră.

Astfel, putem concluziona că, pentru timpi de întârziere mici între perturbații, impulsurile de ieșire sunt deformate și nu sunt potrivite pentru aplicații ca generatoare de impulsuri scurte periodice.

5.6 Concluzii la Capitolul 5.

În acest Capitol se prezintă rezultatele obținute în urma calculelor numerice pentru lasere de diferite tipuri care generează AP și impulsuri de scurtă durată. S-a investigat dinamica laserelor de lumină albastră cu autopulsații. Domeniile autopulsațiilor au fost obținute în planul diferiților parametri ai laserului. A fost investigată o structură laser crescută pe direcție verticală, așa-numit „sandwich”. S-a ajuns la concluzia că grosimea absorbantului, precum și durata de viață a purtătorilor de sarcină din absorbant joacă un rol esențial în dinamica laserului, în special, la

apariția autopulsațiilor. AP cu frecvențe în intervalul 0,55-5,00 GHz au fost detectate prin calcule numerice. Ulterior s-au raportat rezultatele investigațiilor privind generarea de impulsuri de către un laser DFB excitabil cu reflector dispersiv pasiv încorporat. În cadrul modelului de ecuații ale ratelor, mai întâi s-a căutat un set de parametri când sistemul funcționează în regim excitabil. În regimul excitabil, în sistem s-a injectat o mică perturbare și s-a analizat semnalul la ieșirea din laser. În special, am obținut impulsul generat simetric. Creșterea raportului dintre durata de viață a purtătorului de sarcină și a fotonului reduce amplitudinea impulsurilor. De asemenea, am injectat în sistem o serie de perturbații și am studiat semnalul la ieșire din laser. S-a constatat că la perturbații mici nu se observă nici un răspuns al laserului. Pe de altă parte, atunci când perturbația este peste prag, s-a observat răspunsul periodic. Timpul de întârziere dintre perturbații influențează răspunsul sistemului prin pierderea periodicității. Rezultatele obținute în acest Capitol au fost publicate în lucrările [130], [131], [135], [136].

CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI

Importanța acestei teze constă în prezentarea rezultatelor teoretice, uneori comparabile cu cele experimentale disponibile, ale dinamicii neliniare a laserelor semiconductoare cu diferite topologii.

Concluziile generale sunt următoarele:

1. A fost utilizat modelul ecuațiilor Bloch și ajustat pentru un feedback de la un rezonator Fabry-Perot exterior cu secțiune aer între laser și rezonator. Au fost obținute expresiile pentru valorile de amplitudine ale intensității câmpului laserului și ale vectorului de polarizare, precum și o ecuație algebrică de ordinul trei pentru determinarea densității purtătorilor de sarcină din laser, precum și o ecuație transcendentă pentru determinarea modurilor cavității exterioare. S-a obținut distribuția stărilor staționare ale laserului cu mediu activ puncte cuantice care este complet diferită de cea a feedback-ului convențional. Am descoperit că MCE sunt situate pe forma de „clopot” pentru o putere scăzută de feedback. Feedback-uri mai mari implică apariția unor sateliți în formă de elipse de deformate. (Cap.2, §2.2-§2.5).
2. Rezultatele investigațiilor teoretice ale comportamentului unui laser DBR supus feedbackului extern se prezintă pentru cazul unei ramuri de feedback lungă. Este demonstrată o concordanță a distribuției stărilor staționare ale modelului complet, în care parametrii sunt dependenți de lungimea de unda versus modelul convențional Lang-Kobayashi. Acest acord între modele este valabil pentru reflectivități mici de $R = 10^{-3}$. În modelul propus factorul Henry adaptat, durata de viață a fotonului, puterea feedbackului și indicele grupului modal care intră în modelul LK depind puternic de dezacordul dintre lungimea de undă laser și lungimea de undă Bragg. Stările staționare stabile trec în instabile prin bifurcațiile Hopf. Am demonstrat că laserele DBR cu secțiuni active scurte sunt caracterizate de regiuni instabile largi în comparație cu laserele cu lungimi mari. Atribuim existența unei regiuni largi de instabilitate pentru dezacordul negativ al valorilor ridicate ale factorului Henry caracteristic acestei regiuni. O dezacordare pozitivă implică o reducere a regiunii instabile (factorul α mic), chiar și dispariția acesteia pentru dezacorduri mai mari. Considerăm că rezultatele prezentate, oferă o bază bună pentru studiile viitoare și, în special, oferă câteva indicii pentru investigații experimentale mai detaliate ale laserelor DBR și aplicațiile acestora ca sursă de lumină stabilă cu un singur mod. (Cap.3, §3.2-§3.5)

3. Rezultatele investigațiilor numerice ale comportamentului a două sisteme DBR MOPA monolitic cu mai multe secțiuni care emit la frecvențe diferite au fost obținute folosind modelul undelor progresive adaptat. S-a reușit reproducerea și explicarea caracteristicilor observate în experiment, precum dependența puterii optice a preamplificatorului de curentul de control. S-a demonstrat prezența colapsului emisiei laser cauzat de o dezacordare termică a ambelor secțiuni DBR ale structurii investigate, care anterior a fost observat în experiment. Simulările numerice arată o tranziție între tipurile de operare ale sistemului MOPA și a unui laser cu multe secțiuni dacă coeficientul de reflexie al fațetei frontale se mărește. Pentru o funcționare stabilă MOPA, o reflectivitate a fațetei frontale de $R = 10^{-6}$ sau mai mică este necesară pentru buna funcționare a sistemului. Rezultatele teoretice obținute sunt în concordanță cu datele experimentale disponibile. (Cap. 4, § 4.2-§ 4.6).
4. Calculele numerice demonstrează autopulsații și impulsuri de scurtă durată în lasere de diferite tipuri. Domeniile autopulsațiilor în lasere de lumină albastră au fost trasate în planul diferiților parametri de material și geometrici ai laserului. Structura laser este crescută pe direcție verticală, așa-numita „sandwich”. S-a ajuns la concluzia că grosimea absorbantului, precum și durata de viață a purtătorilor de sarcină din absorbant joacă un rol esențial în dinamica laserului, în special, la apariția autopulsațiilor. Autopulsațiile cu frecvențe în intervalul 0,55-5,00 GHz au fost detectate prin calcule numerice. (Cap.5, §5.2-§5.3).
5. Rezultatele investigațiilor unui laser DFB excitabil cu reflector dispersiv pasiv încorporat demonstrează generarea de impulsuri scurte. În cadrul modelului de ecuații ale ratelor, mai întâi s-a căutat un set de parametri pentru care sistemul funcționează în regim excitabil. În regimul excitabil, în sistem s-a injectat o mică perturbare și s-a analizat semnalul la ieșirea din laser. În particular, am obținut impulsuri de formă simetrică. Creșterea raportului dintre durata de viață a purtătorului de sarcină și a fotonului reduce amplitudinea impulsurilor. De asemenea, ulterior am injectat în sistem un șir de perturbații și am studiat semnalul la ieșire din laser. S-a constatat că la perturbații mici nu se observă niciun răspuns al laserului. Pe de altă parte, atunci când perturbația este peste prag, sa observat răspunsul periodic. (Cap.5 § 5.4- § 5.6)

Recomandări:

1. Ajustarea în continuare a programelor soft și algoritmilor pentru diferite cerințe ale investigațiilor experimentale în domeniul fizicii laserelor;
2. Extinderea investigațiilor în vederea includerii diferitor nelinearități care în prima aproximație au fost excluse;
3. Metodele de control a emisiei laser utilizată în teză ar putea avea diferite aplicații practice și în alte domenii precum biologie, chimie, etc.;
4. Se prezintă a fi interesantă din punct de vedere aplicativ utilizarea laserelor cu autopulsății în medicină;
5. Se recomandă de a nu modifica parametrii cu ajutorul cărora s-au obținut diagrame importante ce descriu dinamica neliniară a sistemului.

BIBLIOGRAFIE:

- [1] EINSTEIN, A., Mitt. Phys. Ges., Zurich, vol. 16, p. 47, 1916. Translated in B.L. van der Waerden, Sources of Quantum Mechanics. In *Amsterdam: North-Holland*, 1967, pp. 63-77.
- [2] BASOV, A., PROKHOROV, M., Application of molecular beams for the radiospectroscopic study of rotational molecular spectra. In: *Zh. Eksp. Theor. Fiz.*, 1954, vol. 27, pp. 431-438.
- [3] BASOV, G., PROKHOROV, M., About possible methods for obtaining active molecules for a molecular oscillator. In: *Zh. Eksp. Theor. Fiz.*, 1955, vol. 28, pp. 249-250. [Translated in *Sov. Phys.-JETP*, vol. 1, pp. 184-185, 1955].
- [4] SCHAWLOW, A., L., TOWNES, C., H., Infrared and optical masers, In: *Phys. Rev.*, 1958, vol. 112, pp. 1940-1949 DOI: 10.1103/PhysRev.112.1940
- [5] MAIMAN, H., Stimulated optical radiation in ruby. In: *Nature*, 1960, vol. 187, pp. 493-494. DOI: 10.1038/187493a0
- [6] TREDICCE, R., ARECCHI, T., LIPPI, L., PUCCIONI, G., P., Instabilities in lasers with an injected signal. In: *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, vol. 2, no. 1, pp. 173-183. DOI: 10.1364/JOSAB.2.000173
- [7] DAVID, K., Introduction to Semiconductor Lasers for Optical Communications. In: *An Applied Approach*, ISBN 978-3-030-24500-9 ISBN 978-3-030-24501-6 (eBook) <https://doi.org/10.1007/978-3-030-24501-6> DOI: 10.1007/978-3-030-24501-6

- [8] SVELTO, O., Principles of Lasers. In: *Heyden Ltd., Londra*, 1976, ISBN-10. 085501217X. DOI: 10.1007/978-1-4757-6266-2
- [9] PUȘCAȘ, N., Lasere. In: *ediția a II-a, revizuită și adăugită, colecția Academica, Editura TOP FORM, București*, 2007, ISBN 978-973-7626-20-2.
- [10] YASUHIKO, A., TAKAHIRO, N., JINKWAN, K., Chapter Three - Quantum dot lasers for silicon photonics. In: *Semiconductors and Semimetals, Elsevier*, 2019, vol. 101, Pages 91-138, ISSN 0080-8784, ISBN 9780128188576, <https://doi.org/10.1016/bs.semsem.2019.07.007> DOI: 10.1016/bs.semsem.2019.07.007
- [11] CHRISTIAN, O., Dynamics of Quantum Dot Lasers. ISSN 2190-5053 ISSN 2190-5061 (electronic) ISBN 978-3-319-03785-1 ISBN 978-3-319-03786-8 (eBook) doi. 10.1007/978-3-319-03786-8 DOI: 10.1007/978-3-319-03786-8
- [12] ASADA, M., MIYAMOTO, Y., SUEMATSU, Y., Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron*, 1986, vol. 22, pp.1915–1921. <https://doi.org/10.1109/JQE.1986.1073149> DOI: 10.1109/JQE.1986.1073149
- [13] OTA, Y., Thresholdless quantum dot nanolaser. In: *Opt. Express*, 2017, vol.25, p.19981. DOI: 10.1364/OE.25.019981
- [14] RISCH, C., VOUMARD, C., Self-pulsation in the output intensity and spectrum of GaAs-AlGaAs cw diode lasers coupled to a frequency-selective external optical cavity. In: *J Appl Phys*, 1977, vol.48, pp.2083–2085. DOI: 10.1063/1.323922
- [15] GAVRIELIDES, A., KOVANIS, V., ERNEUX, T., Analytical stability boundaries for a semiconductor laser subject to optical injection. In: *Opt Commun*, 1997, vol.136, pp.253–256.
- [16] LANG, R., KOBAYASHI, K., External optical feedback effects on semiconductor injection properties. In: *IEEE J Quantum Electron*, 1980, vol. 16, pp.347–355. DOI: 10.1109/JQE.1980.1070479
- [17] TROMBORG, B., MARK, J., Chaos in semiconductor lasers with feedback: theory and experiment. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, vol. QE-28, pp. 93-107. DOI: 10.1109/3.119502
- [18] TKACH, W., CHRAPLYVY, R., Regimes of feedback effects in 1.5- μm distributed feedback lasers. In: *J. Lightwave Technol.*, 1986, vol. 4, no. 11, pp. 1655-1661. DOI:10.1109/JLT.1986.1074666.
- [19] SCHUNK, N., PETERMANN, K., Stability analysis for laser diodes with short external cavities. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1989, vol. 1, no. 3, pp. 49-51. DOI: 10.1109/68.87893

- [20] BROX, O., BAUER, S., RADZIUNAS, M., WOLFRUM, M., SIEBER, J., KREISSL, J., SARTORIUS, B., WUNSCH, H.-J. High-Frequency Pulsations in DFB-Lasers with Amplified Feedback. In: *IEEE J. of Quantum Electronics*, 2003, vol. 39, pp. 1381-1387. DOI: 10.1109/JQE.2003.813019
- [21] SCHNEIDER, K., MARCENAC, D., Modelling Self-Pulsating DFB Lasers with Integrated Phase Tuning Section. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2000, vol. 36, pp. 1026-1034. DOI: 10.1109/3.863954
- [22] BANDELOW, U., WUNSCH, H.-J., Sartorius, B., Dispersive self Q-switching in DFB-lasers: theory versus experiment. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1997, vol. 3, pp. 270-278. DOI: 10.1109/2944.605668
- [23] BANDELOW, U., WÜNSCH, H.J., WENZEL, H., Theory of Selfpulsations in Two-Section DFB Lasers. In: *IEEE Photonics Technology Lett.*, 1993, vol. 5, pp. 1176-1179. DOI: 10.1109/68.248419
- [24] SACHER, J., BAUMS, D., PANKNIN, P., ELSAESSER, W., GOEBEL, E.O., Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection, and delayed feedback. In: *Phys. Rev. A*, 1992, vol. 45, pp. 1893-1905. DOI: 10.1103/PhysRevA.45.1893
- [25] PETERMANN, K., External optical feedback phenomena in semiconductor lasers. In: *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron*, 1995, vol. 1, pp. 480-489. DOI: 10.1109/2944.401232
- [26] YOUSEFI, M., LENSTRA, D., Dynamical behavior of a semiconductor laser with filtered external optical feedback. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, vol. 35, pp. 970-976. DOI: 10.1109/3.766841
- [27] KRAUSKOPF, B., LENSTRA, D., Fundamental Issues of Nonlinear Laser Dynamics. In: *AIP Conference Proceedings*. 2000, p. 548.
- [28] CARROLL, O., TANGUY, Y., HOULIHAN, J., HUYET, G. Dynamics of self-pulsing semiconductor lasers with optical feedback. In: *Optics Communications.*, 2004, vol. 239, pp. 429-436. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2004.06.006>
DOI: 10.1016/j.optcom.2004.06.006
- [29] FISCHER, A., MICHAEL, D., CARTER, W., GAUTAM, V., Experimental and Theoretical Study of Semiconductor Laser Dynamics Due to Filtered Optical Feedback. In: *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2004, vol. 10, pp. 944-954. DOI: 10.1109/JSTQE.2004.835997

- [30] OTT, E., GREBOGI, C., YORKE J.A., Controlling chaos. In: *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64 (11), pp. 1196-1199. DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.1196
- [31] PYRAGAS, K., Continuous control of chaos by self-controlling feedback. In: *Phys. Lett. A*, 1992, vol. 170 (6), pp. 421-428. DOI: 10.1016/0375-9601(92)90745-8
- [32] FIEDLER, B., FLUNKERT, V., GEORGI, M., HÖVEL, P., SCHÖLL, E., Refuting the Odd-Number Limitation of Time-Delayed Feedback Control. In: *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 98, pp. 114101-114105. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.114101
- [33] JUST, W., FIEDLER, B., GEORGI, M., FLUNKERT, V., HÖVEL, P., SCHÖLL, E., Beyond the odd number limitation: A bifurcation analysis of time-delayed feedback control. In: *Phys. Rev. E*, 2007, vol. 76, pp. 026210-026221. DOI: 10.1103/PhysRevE.76.026210
- [34] SCHÖLL, E., PYRAGAS, K., Tunable semiconductor oscillator based on self-control of chaos in the dynamic hall effect. In: *Europhys. Lett.*, 1993, vol. 24(3), p. 159-164. DOI 10.1209/0295-5075/24/3/001
- [35] LOURENÇO, C., BABLOYANTZ, A., Control of chaos in networks with delay: A model for synchronization of cortical tissue. In: *Neural Comput.*, 1994, vol. 6(6), p. 1141-1154. DOI: 10.1162/neco.1994.6.6.1141
- [36] TRONCIU, V., Dynamics of blue-violet InGaN lasers with different saturable absorber designs. In: *Moldavian Journal of the Physical Sciences*, 2006, vol.5, (2), pp. 153-170.
- [37] TRONCIU, V., WÜNSCHE H.J., WOLFRUM, M., RADZIUNAS, M., Semiconductor laser under resonant feedback from a Fabry-Perot resonator: Stability of continuous-wave operation. In: *Phys. Rev.E*, 2006, vol. 73, pp. 046205-046212. DOI: 10.1103/PhysRevE.73.046205
- [38] NAKAMURA, S., PEARTON, S., FASOL, G., The Blue Laser Diode. In: *2nd ed. Berlin, Germany: Springer*, 2000, p.368. DOI: 10.1007/978-3-662-04156-7
- [39] NAKAMURA, S., SENON, M., NAGAHAMA, S., IWASA, N., YAMADA, T., MATSUSHITA, T., KRYOKU, H., SUGIMOTO, Y., KOZAKI, T., UMEMOTO, H., SANO, M., CHOCHO, K., InGaN/GaN/AlGaN-based laser diodes with modulation -doped strained-layer superlattices. In: *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1997, vol. 36, pp. L1568–L1571. DOI: 10.1143/JJAP.36.L1568
- [40] NAKAMURA, S., SENOH, M., NAGAHAMA, S., IWASA, N., YAMADA, T., MATSUSHITA, T., SUGIMOTO, Y., Optical gain and carrier lifetime of InGaN multi-quantum well structure lasers diodes. In: *Appl. Phys.Lett.*, 1996, vol. 69, pp. 1568–1570. DOI: 10.1063/1.117032

- [41] TRONCIU, V., YAMADA, M., TOMOKI, O., SHIGETOSHI, I., TOSHIYUKI, K., MOTOTAKA, T., Self-pulsation in an InGaN laser - theory and experiment. In: *IEEE J. Quantum Electronics*, 2003, vol. 39, no 12, pp. 1509-1514.
DOI: 10.1109/JQE.2003.819541
- [42] TRONCIU, V., YAMADA, M.A., TOMOKI, O., SHIGETOSHI, I., TOSHIYUKI, K., MOTOTAKA, T., Analysis of self-pulsation characteristics of InGaN laser diode. In: *Phys.Stat.Sol. C*, 2003, vol. 7, pp. 2296-2299. DOI: 10.1002/pssc.200303377
- [43] TRONCIU, V., YAMADA, A., ABRAM, A., Analysis of the dynamics of a blue-violet InGaN laser with saturable absorber. In *Phys Rev. E*, 2004, vol. 70, pp. 026604-026610. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.026604
- [44] TAWFIEQ, M., Compact High Power Diode Laser MOPA System With 5.5 nm Wavelength Tunability. In: *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 29, no. 22, pp. 1983-1986, 15 Nov.15, 2017, DOI: 10.1109/LPT.2017.2758169.
- [45] Vu, N., KLEHR, A., SUMPFF, B., WENZEL, H., ERBERT, G., TRÄNKLE, G., Wavelength stabilized ns-MOPA diode laser system with 16 W peak power and a spectral line width below 10 pm Semicond. In: *Sci. Technol.*, 2014, vol. 29, no. 035012. DOI: 10.1088/0268-1242/29/3/035012
- [46] WENZEL, H., SCHWERTFEGER, S., KLEHR, A., JEDRZEJCZYK, D., HOFFMANN, T., ERBERT, G., High peak power optical pulses generated with a monolithic master-oscillator power amplifier. In: *Opt. Lett.*, 2012, vol. 37, no. 11, pp. 1826-1828. DOI: 10.1364/OL.37.001826
- [47] TRONCIU, V., LICHTNER, M., RADZIUNAS, M., BANDELOW, U., WENZEL, H., Calculation of improved features of distributed-feedback tapered master-oscillator power-amplifiers. In: *European Conf. on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conf. (CLEO Europe - EQEC 2009)*, Munich, Germany, 2009, Jun. 14-19, paper CB-P.30-TUE. DOI: 10.1007/s11082-009-9354-6
- [48] RADZIUNAS, M., TRONCIU, V., BANDELOW, U., LICHTNER, M., SPREEMANN, M., WENZEL, H., Mode transitions in distributed-feedback tapered master-oscillator power-

- amplifier: theory and experiments. In: *Opt Quant Electron*, 2008, vol. 40, pp.1103–1109 DOI 10.1007/s11082-009-9308-z
- [49] BRUNO, R., JULIEN, J., CHARLES, N. I, JOSÉ M., SALVADOR, B., ORESTE, P., Excitability and optical pulse generation in semiconductor lasers driven by resonant tunneling diode photo-detectors. In: *Opt. Express* 21, 2013, pp.20931-20940. <https://doi.org/10.1364/OE.21.020931> DOI: 10.1364/OE.21.020931
- [50] ROMEIRA, B., JAVALOYES, J., FIGUEIREDO, L., IRONSIDE, N., CANTU, I., KELLY, E., Delayed feedback dynamics of Lienard-type resonant tunneling-photo-detector optoelectronic oscillators, *IEEE J. Quantum Electron*, 2013, vol.49(1), pp.31–42. DOI: 10.1109/JQE.2012.2225415
- [51] RAFAILOV, U., AVRUTIN, E., BARANOV, A., TOURNIÉ, E., Ultrafast pulse generation by semiconductor lasers. In: *Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, Semiconductor Lasers*, Woodhead Publishing, 2013, pp. 149-217, ISBN 9780857091215, <https://doi.org/10.1533/9780857096401.1.149>. DOI: 10.1533/9780857096401.1.149
- [52] SOREL, M., STRAIN, M. J., Ultrafast pulse generation in semiconductor lasers, In: *International Conference on Photonics in Switching (PS)*, 2015, pp. 193-195, doi: 10.1109/PS.2015.7328997.
- [53] ITO, T., NAKAMAE, H., HAZAMA, Y., Femtosecond pulse generation beyond photon lifetime limit in gain-switched semiconductor lasers. In: *Commun Phys*, 2018, vol.1, p.42. <https://doi.org/10.1038/s42005-018-0045-0> DOI: 10.1038/s42005-018-0045-0
- [54] LÓPEZ-QUEROL, P., QUEVEDO-GALÁN, C., PÉREZ-SERRANO, A., JOSÉ-MANUEL, G., ESQUIVIAS, I., Generation of optical frequency combs by Q-switching integrated multi-section semiconductor lasers. In: *Optics Express*, 2023, vol. 31, pp.33475-33485. DOI: 10.1364/OE.498426
- [55] WOHLFEIL, S., Generation of Picosecond Pulses from Tapered Laser Diodes with over 40 W Peak Power at Wavelengths of 780 nm and 830 nm. In: *CLEO/Europe-EQEC*, 2023, pp. 1-1, doi: 10.1109/CLEO/Europe-EQEC57999.2023.10232312
- [56] CHRISTOPHER, H., AMMOURIM, N., MAAßDORF, A., FRICKE, J., GINOLAS, A., GLAAB, LIERO, J., A., ZINK, C., EKTERAI, M., WENZEL, H., KNIGGE, A., 2kW pulse power from internal wavelength stabilized diode laser bar for LiDAR applications. In: Proc.

- SPIE 12403, High-Power Diode Laser Technology XXI, 2023, vol. 59, no.1, pp.1240302, <https://doi.org/10.1117/12.2649630> DOI: 10.1117/12.2649630
- [57]WOHLFEIL, S., CHRISTOPHER, H., FRICKE, J., WENZEL, H., KNIGGE, A., TRÄNKLE, G. Picosecond pulses with 40 W peak power from a passively mode-locked tapered quantum well laser *Electron. Lett.*, 2023, vol. 59, no. 4, pp.12736, doi:10.1049/el12.12736
- [58]ZEGHUZI, A.C., KLEHR, A., KOESTER, J.-P., WENZEL, H., KNIGGE, A., High-Brightness Nanosecond-Pulse Operation From Tapered-Ridge-Waveguide Lasers. In: *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2021, vol. 33, no. 3, pp. 151-154. DOI: 10.1109/LPT.2020.3047150
- [59]TRONCIU, V., WENZEL, H., KNIGGE, A., Theoretical studies of the generation of *Technol.*, 2020, vol. 35, no. 04, pp. 045029.
- [60]LIERO, A., KLEHR, A., KNIGGE, A., HEINRICH, W., Versatile high power pulse-laser source for pico- and nanosecond optical pulses. In: *Eng. Res. Express*, 2020, vol. 2, no. 1, pp. 015023, doi:10.1088/2631-8695/ab5be5
- [61]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
- [62]LÜDGE, K., AUST, R., FIOL, G., STUBENRAUCH, M., ARSENIJEVIC, D., BIMBERG, D., SCHÖLL, E., Large signal response of semiconductor quantum-dot lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron* 46(12), 2010, pp.1755–1762. doi:10.1109/jqe.2066959.44
- [63]ARAKAWA, Y., SAKAKI, H., Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. In: *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40. 1982, p. 939-941. DOI: 10.1063/1.92959
- [64]ASADA, M., KAMEYAMA, A., SUEMATSU, Y., Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 1984, QE-20, p. 745-753. DOI: 10.1109/JQE.1984.1072464
- [65]MIYAMOTO Y., MIYAKE Y., ASADA M., SUEMATSU Y. Threshold current density of GaInAsP/InP quantum-box lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 1989, 25, p. 2001- 2006. DOI: 10.1109/3.35225

- [66] GRUNDMANN, M., The present status of quantum dot lasers. In: *Physica E* 5, 2000, p. 167-184. DOI: 10.1016/S1386-9477(99)00041-7
- [67] BIMBERG D., RIBBAT CH., Quantum dots: lasers and amplifiers. In: *Micro-electronics Journal*, 2003, 34, p. 323-328. DOI: 10.1016/S0026-2692(03)00018-1
- [68] GHALIB, B. A., AL-OBAIDI, S. J., AL-KHURSAN, A. H., Quantum dot semiconductor laser with optoelectronic feedback. In: *Superlattices and Microstructures*, 2012, vol. 52, pp. 977-986, ISSN 0749-6036, <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2012.07.017>
- [69] CAO, V., PARK, J-S., TANG, M., ZHOU, T., SEEDS, A., CHEN, S., LIU, H., Recent Progress of Quantum Dot Lasers Monolithically Integrated on Si Platform. In: *Front. Phys.* 2022, vol.10, pp.839953. doi: 10.3389/fphy.2022.839953
- [70] ARAKAWA, Y., Advances in Quantum Dot Lasers - 40 Years of History. In: *International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*, 2022, pp. 1-2, doi: 10.23919/ISLC52947.2022.9943404.
- [71] USTINOV, V. M., ZHUKOV, A. E., EGOROV, A. Y., MALEEV N. A., Quantum Dot Lasers (Series on Semiconductor Science and Technology) 1st Edition Oxford University Press; 1st edition 2003, LI DOI:10.1093/acprof:oso/9780198526797.001.0001
- [72] YOUSEFVAND, H. R., FARIS, Z., Theoretical study of laser-mode competition in quantum-dot semiconductor lasers using a self-consistent electro-opto-thermal model, In: *J. Opt. Soc. Am. B*, 2017, vol.34, pp.1580-1586, <https://doi.org/10.1364/JOSAB.34.001580>
- [73] MEINECKE, S., DRZEWIETZKI, L., WEBER, C. Ultra-Short Pulse Generation in a Three Section Tapered Passively Mode-Locked Quantum-Dot Semiconductor Laser. 2019, vol. 9, pp.1783,. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-38183-1L1>
- [74] SHANG, C., WAN, Y., SELVIDGE, J., HUGHES, E., HERRICK, R., MUKHERJEE, K., DUAN, J., GRILLOT, F., CHOW, W., JOHN E., Bowers Perspectives on Advances in Quantum Dot Lasers and Integration with Si Photonic Integrated Circuits ACS Photonics, 2021, vol.8, 9, pp.2555–2566. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.1c00707L1>

- [75] LINGNAU, B., CHOW, W., SCHOELL, E., LUEDGE, K., Feedback and injection locking instabilities in quantum-dot lasers: a microscopically based bifurcation analysis. In: *New J. Phys.* 2013, 15, 093031. DOI:10.1088/1367-2630/15/9/093031
- [76] AUST, R., Mode Selection and Tuning Mechanisms in Coupled-Cavity Terahertz Quantum Cascade Lasers. In: *Optical and Quantum Electronics*. vol. 48. 2016, nr. 2, p.109.; LINGNAU, B., LUEDGE, K., CHOW, W., SCHOELL, E. Influencing modulation properties of quantum-dot semiconductor lasers by carrier life time engineering. In: *E. Appl. Phys. Lett.* 2012, vol.101(13), pp.131107. <https://doi.org/10.1063/1.4754588>.
- [77] LUEDGE, K., „Nonlinear laser Dynamics - From Quantum Dots to Cryptography”, (*WILEY-VCH Weinheim, Weinheim, 2012*), chap. 1, pp. 3-34. <https://doi.org/10.1117/1.JNP.6.060202>
- [78] HERSCHBACH, N., Photoassociation spectroscopy of cold He (2S) Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.*, 2000, vol. 84, pp. 1874–1877. ; SODNIK, Z., FURCH, B., LUTZ, H. Optical intersatellite communication. In: *IEEE. J. Sel. Top. Quantum Electron*, 2010, vol. 1, p. 1051. ; MATSUI, Y., SCHATZ, R., CHEKHAN, F., KWAKERNAAK, M., SUDO, T. Low-chirp isolator-free 65-GHz-bandwidth directly modulated lasers. In: *Nat. Photon*, 2021, vol. 15, pp. 59–63. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.1874
- [79] HOFMANN, J., SAHM, A., JOHN, W., BUGGE, F., PASCHKE, K., Generation of second harmonic light with a wavelength of 560 nm in a compact module, In: *Opt. Laser Technol.* 2016, vol. 83, p. 55. DOI:10.1016/j.optlastec.2016.03.024
- [80] TROPPEZ, U., KREISSL, J., Designs break bandwidth record. In: *Nature Photonics*, 2021, vol. 15, no. 1, pp. 4–5,. DOI: 10.1038/s41566-020-00739-x
- [81] TRONCIU, V., WERNER, N., WENZEL, H., WÜNSCHE, H.-J. Feedback sensitivity of detuned DBR semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron*. 2021, vol. 57(5), pp.1-7. DOI: 10.1109/JQE.2021.3101216
- [82] MORTIER, G., Feedback sensitivity of DBR-type laser diodes. In: *IEEE Photon. J.*, 2021, vol.13(4), pp.1–8. DOI:10.1109/JPHOT.2021.3091851
- [83] KRAUSKOPF, B., Unlocking Dynamical Diversity: Optical Feedback Effects on Semiconductor, 2005, vol.13, pp.147-183. DOI:10.1002/0470856211
- [84] KANE, M., SHORE, A., Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers. In: (*eds.*) *Wiley*, 2005, pp. 147–183. DOI: 10.1002/0470856211

- [85] WERNER, N., BLUME, G., FEISE, D., BUGGE, F., PASCHKE, K., Spectral mode hop characteristics of ridge waveguide lasers with distributed Bragg-reflector. In *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 29, no. 24, pp. 2183–2186, 2017. DOI: 10.1109/LPT.2017.2768100
- [86] WERNER, N., WEGEMUND, J., GERKE, S., FEISE, D., BUGGE, F., PASCHKE, K., Comparison of distributed Bragg reflector ridge waveguide diode lasers and monolithic master oscillator power amplifiers. In: *Proc. SPIE*, vol. 10553, p. 105531D, 2018. DOI: 10.1117/12.2288352
- [87] WERNER, N., WEGEMUND, J., FEISE, D., PASCHKE, K., Emission behavior of distributed Bragg-reflector ridge waveguide lasers exposed to strong optical feedback. In: *Appl. Opt.*, 2020, vol. 59, no. 28, pp.8653–8660. DOI: 10.1364/AO.399877
- [88] CHRISTENSEN, M., ZINK, C., TAHIR JAMAL, M., HANSEN, A. K., JENSEN, O. B., SUMPFF, B., *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, vol.38(3), p.885, 2021, 8. Zink, C. et al., *Proc. of SPIE* 10939, 109391J-1.
- [89] WERNER, N., WEGEMUND, J., FEISE, D., PASCHKE, K., TRANKLE, G., In: *Applied Optics*, 2020, vol.59(28), p.8653.
- [90] WENZEL, H., SHAMS-ZADEH-AMIRI, R., BIENSTMAN, P., A comparative study of higher order Bragg gratings: Coupled-mode theory versus mode expansion modeling. In: *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 1, pp. 64–70, 2005. DOI: 10.1109/JQE.2005.859910. DOI: 10.1109/JQE.2005.859910
- [91] YANG, Q., LU. DAN., HE, Y., ZHOU, D., ZHAO, L., High Optical Feedback Tolerance of a Detuned DBR Laser for 10-Gbps Isolator-Free Operation In: *Photonics*, 2023, vol.10(1), p.38; <https://doi.org/10.3390/photonics10010038>
- [92] SIEBER, J., ENGELBORGHIS K., T. LUZYANINA, G., SAMAIEY, ROOSE, D., DDE-BIFTOOL manual-Bifurcation analysis of delay differential equations, 2016 <https://arxiv.org/pdf/1406.7144.pdf>. DOI: 10.48550/arXiv.1406.7144
- [93] KRAUSKOPF, B., Bifurcation analysis of lasers with delay. Unlocking dynamical diversity: Optical feedback effects on semiconductor lasers. pp. 147–183, 2005. DOI: 10.1002/0470856211.ch5
- [94] LUNEL, S. M., KRAUSKOPF, B., The mathematics of delay equations with an application to the Lang-Kobayashi equations. In: *AIP Conference Proceedings, American Institute of Physics*, 2000, vol. 548, pp. 66–86. DOI:10.1063/1.1337759
- [95] GRIGORIEV, E., TRONCIU, V., Investigation of Dynamical Properties of a Laser with Incorporated DBR Section Under the Influence of External Optical Feedback. 2021 *Nanotechnologies and Biomedical Engineering*, Ed. 5, 3-5 noiembrie 2021, Chişinău.

- Chişinău: Pontos, 2021, Ediția 5, R, p. 97. ISBN 978-9975-72-592-7. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/142591 (WOS). DOI: 10.1007/978-3-030-92328-0_57
- [96] BROX, O., WIEDMANN, J., SCHOLZ, F., BUGGE, F., FRICKE, J., KLEHR, A., LAURENT, T., RESSEL, P., WENZEL, H., ERBERT, G., TRÄNKLE, G., Integrated 1060nm MOPA pump source for high-power green light emitters in display technology. In: *Proc. SPIE*, 2008, vol. 6909, p. 69091G. DOI: 10.1117/12.761210
- [97] JENSEN, B., ANDERSEN, P.E., SUMPFF, B., HASLER, H., ERBERT, G., PETERSEN, P.M., 1.5 W green light generation by single-pass second harmonic generation of a single-frequency tapered diode laser. In: *Opt. Express*, 2009, vol. 17(8), pp. 6532–6539. DOI: 10.1364/OE.17.006532
- [98] CRUMP, P., BROX, O., BUGGE, F., FRICKE, J., SCHULTZ, C., SPREEMANN, M., SUMPFF, B., WENZEL, H., ERBERT, G., High power, high efficiency monolithic edge-emitting GaAs-based lasers with narrow spectral widths. In: *Coleman, J.J., Bryce, A.C., Jagadish, C. (eds.) Advances in Semiconductor Lasers, Academic Press*, 2012, pp. 49–91. DOI:10.1016/B978-0-12-391066-0.00002-2
- [99] SPREEMAN, M., LICHTER, M., RADZINUAS, M., BANDELOW, U., WENZEL, H., Measurement and simulation of distributed-feedback tapered master-oscillator power amplifiers. In: *IEEE J. Quant. Electron*, 2009, vol.45(6), pp. 609–616. DOI: 10.1109/JQE.2009.2013115
- [100] JEDRZEJCZYK, D., BROX, O., BUGGE, F., FRICKE, G., GINOLAS, A., PASCHKE, K., WENZEL, H., ERBERT, G., Highpower distributed-feedback tapered master-oscillator power amplifiers emitting at 1064 nm. In: *Proc. SPIE*, 2010, 7583, 758317. Disponibil: <https://doi.org/10.1007/s11082-022-03953-9>
- [101] WENZEL, H., PASCHKE, K., BROX, O., BUGGE, F., FRICKE, J., GINOLAS, A., KNAUER, A., RESSEL, P., ERBERT, G., 10 W continuous-wave monolithically integrated master-oscillator power-amplifier. *Electron. Lett.*, 2007, vol. 43, pp.160–161. DOI: 10.1049/el:20073297
- [102] ZINK, C., MAAßDORF, A., FRICKE, J., RESSEL, P., SUMPFF, B., ERBERT, G., TRÄNKLE, G., Monolithic master oscillator tilted tapered power amplifier emitting 9.5 W at 1060 nm. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2020, vol.32, p.59. DOI: 10.1109/LPT.2019.2957063

- [103] TRONCIU, V., LICHTNER, M., RADZIUNAS, M., BANDELOW, U., WENZEL, H., Improving the stability of distributed-feedback tapered master-oscillator power-amplifiers. In: *Opt. Quant. Electron.*, 2009, vol.41, pp.531–537. DOI: 10.1007/s11082-009-9354-6
- [104] ZINK, C., MAAßDORF, A., FRICKE, J., RESSEL, P., MAIWALD, M., SUMPFF, B., ERBERT, G., TRÄNKLE, G., Diffraction limited 1064 nm monolithic DBR-master oscillator power amplifier with more than 7 W output power. In: *Proc. SPIE*, 2018, 10553, 105531C. DOI: 10.1117/12.2288977
- [105] RADZIUNAS, M., WÜNSCHE, H.J., Multisection lasers: longitudinal modes and their dynamics. In: *Piprek, J. Optoelectron Devices*, 2005, pp. 121–150. DOI: 10.1007/0-387-27256-9_5
- [106] RADZIUNAS, M., Traveling wave modeling of nonlinear dynamics in multisection laser diodes. In: Piprek, J. (ed.) *Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation Lasers, Modulators, Photo-detectors, Solar Cells, and Numerical Methods*, In: *CRC press.*, 2017, vol.2, p.886. DOI: 10.4324/9781315152318-6
- [107] **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Werner, N., WENZEL, H., The influence of a residual reflectivity at the front facet of a multisection master-oscillator power-amplifier. In: *Journal of Engineering Sciences*, 2022, vol. 29, nr. 2, pp. 62-67. ISSN 2587-3474. DOI: 10.52326/jes.utm.2022.29(2).06. Disponibil: [https://jes.utm.md/2022/06/10/10-52326-jes-utm-2022-29-2-06/\(Categoria B+\)](https://jes.utm.md/2022/06/10/10-52326-jes-utm-2022-29-2-06/(Categoria B+)). DOI: 10.52326/jes.utm.2022.29(2).06
- [108] TRONCIU, V., **GRIGORIV, E.**, ZINK, C., WENZEL, H., Characteristics of monolithic multisection distributed-Bragg-reflector master-oscillator power-amplifiers. 2022 *Optical and Quantum Electronics*, 2022, nr. 9 (54), p. 0. ISSN 0306-8919. DOI: 10.1007/s11082-022-03953-9. Disponibil: <https://link.springer.com/article/10.1007/s11082-022-03953-9> (IF: 2.794).
- [109] RADZIUNAS, M., HASLER, K.H., SUMPFF, B., TIEN, T.Q., WENZEL, H., Mode transitions in distributed bragg reflector semiconductor lasers: experiments, simulations and analysis. In: *Phys, J., B: Atomic Mol. Opt. Phys.*, 2011, vol.44(10), p.105401. DOI: 10.1088/0953-4075/44/10/105401
- [110] TRONCIU, V., WENZEL, H., RADZIUNAS, M., REGGENTIN, M., WIEDMANN, J., KNIGGE, A., Investigation of redemitting distributed Bragg reflector lasers by means of numerical simulations. In: *IET Optoelectron*, 2020, vol.12, pp.228–232. DOI:10.1049/iet-opt.2018.0025

- [111] RADZIUNAS, M., LDSL-tool: a software package for simulation and analysis of longitudinal dynamics of multisection semiconductor lasers. www.wias-berlin.de/software/ldsl.
- [112] RADZIUNAS, M., WÜNSCHE, H.-J., KRAUSKOPF, B., WOLFRUM, M., External Cavity Modes in Lang-Kobayashi and traveling wave patterns, *In. SPIE Proc.* 2006, vol. 6184, p. 61840. DOI: 10.1117/12.663546
- [113] GRIGORIEV, E., Caracteristica structurilor DBR MOPA cu mai multe secțiuni, 2021 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 23-25 martie 2021, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: Tehnica-UTM, 2021, vol.1, pp. 35-37. ISBN 978-9975-45-700-2 (Vol. I). Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/133720
- [114] FORNAINI, C., FEKRAZAD, R., ROCCA, J.-P., ZHANG, S., MERIGO, E. The use of blue and blue-violet lasers in dentistry: a narrative review. *In: Journal of Lasers in Medical Sciences*, 2021, vol. 12, p. e31. DOI: 10.34172/jlms.2021.31
- [115] NAKAMURA, S., PEATRON, S., FASOL, G., The Blue Laser Diode, , *Germany: Springer*, 2000, vol.5(1), <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-04156-7> ed. the 2nd. Berlin DOI: 10.1007/978-3-662-04156-7
- [116] PRUCNAL, R., SHASTRI, J., FERREIRA DE LIMA T., NAHMIAS, A, TAIT, N., Recent advances in excitable semiconductor lasers for photonic peak processing. *In: Advances in Optics and Photonics*, 2016, vol.8 (2), pp. 228-299. DOI: 10.1364/AOP.8.000228
- [117] TAYLOR, D., HOLMES, P., COHEN, H., Excitable oscillators as models for central model generators, Series on Stability, Vibration and Control of Systems. *In: Series B, World Scientific, Singapore*, 1997, pp.103-118 DOI: 10.1142/9789812831132_0005
- [118] GIUDICI, M., GREEN, C., GIACOMELLI, G., NESPOLO, U., TREDICCE, R., Andronov bifurcation and excitability in semiconductor lasers with optical feedback. *In: Phys. rev. E*, 1997, vol. 55 (6), p. 6414. DOI: 10.1103/PhysRevE.55.6414
- [119] GIACOMELLI, G., GIUDICI, M., TREDICCE, R., Experimental evidence of coherence resonance in an optical system. *In: Phys. rev. Lett.*, 2000, vol. 84 (15), pp. 3298-3301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.3298
- [120] TREDICCE, R., Excitability in laser systems: the experimental side. *In: AIP Conf. Proc.*, 2000, vol.548, p. 238–259. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.420204>
- [121] WIECZOREK, S., KRAUSKOPF, B., LENSTRA, D. Multipulse excitability in a semiconductor laser with optical injection. *In: Phys. rev. Lett.*, 2002, vol.88, p. 063901. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.063901>

- [122] GOULDING, D., HEGARTY, S.P., RASSKAZOV, O., MELNIK, S., HARTNETT, M., GREENE, G., MCINERNEY, J.G., RACHINSKII, D., Excitability in a laser with optically injected quantum dot semiconductor. In: *Phys. rev. Lett.*, 2007, vol.98, p. 153903. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.153903>
- [123] TURCONI, M., GARBIN, B., FEYEREISEN, M., GIUDICI, M., BARLAND, S., Control of excitable impulses in an injection-locked semiconductor laser. In: *Phys. rev. E*, 2013, vol. 88, p. 022923. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.88.022923>
- [124] PLAZA, F., VELARDE, G., ARECCHI, T., BOCCALETTI, S., CIOFINI, M., Excitability following an avalanche-collapse process. In: *Europhys. Lett.*, 1997, vol. 38 (2), p. 91. DOI 10.1209/epl/i1997-00205-7
- [125] SHASTRI, B., TAIT, A., FERREIRA DE LIMA T., NAHMIAS, M., A., PENG, T., PRUCNAL, R., Principles of neuromorphic photonics. In: *Unconventional Computing: A Volume in the Encyclopedia of Complexity and Systems Science*, 2018, 2nd ed., pp. 83–118. DOI: 10.1007/978-1-4939-6883-1_702
- [126] OTUPIRI, R., GARBIM, B., BRODERICK, N., KRAUSKOPF, B. Excitability in an all-fiber laser with a saturable absorber section In: *Journal of the Optical Society of America B*, 2021, vol.38 (5), pp. 1695-1701. DOI:10.1364/JOSAB.420204
- [127] YAMADA, M., A theoretical analysis of self-sustained pulsation phenomena in narrowband semiconductor lasers, In: *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, vol. 29, pp. 1330–1336. DOI:10.1109/3.236146
- [128] MIRASSO, R., Self-pulsed semiconductor lasers: theory and experiment, In: *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1999, vol.35, no. 5, pp. 764-770. DOI: 10.1109/3.760324
- [129] DOEDEL, J., PAFFENROTH, C., CHAMPNEYS, R., FAIRGRIEVE, F., KUZNETOV, A., SANDSTEDE, B., AUTO 2000: Continuation and Bifurcation Software for Ordinary Differential Equations (with HomCont). In: *Technical Report, Caltech*, February 2001.
- [130] GRIGORIEV, E., Investigații ale generării de impulsuri în lasere cu mediu activ gropi cuantice cu absorbant de saturație, 2022 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 29-31 martie 2022, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: Tehnica-UTM, 2022, Vol.1, pp. 39-42. ISBN 978-9975-45-828-3. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/161483
- [131] GRIGORIEV, E., Studiul dinamicii nelineare a laserelor InGaN de lumină albastră – violetă, 2019 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 26-29 martie 2019, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: 2019, Vol.1, p. 8. ISBN 978-9975-45-588-6. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/84254

- [132] RADZIUNAS, M., WUENSCHKE, H.-J., SARTORIUS, B., BROX, O., HOFFMANN, D., SCHNEIDER, K., MARCENAC, D. Modeling of self-pulsing DFB lasers with an integrated phase tuning section. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2000, vol.36, pp. 1026-1035. DOI: 10.1109/3.863954
- [133] BANDELOW, U., RADZIUNAS, M., TRONCIU, V., WUENSCHKE, H.-J., HENNEBERGER, F. Tailoring the dynamics of diode lasers by passive dispersive reflectors. In: *Proc. SPIE 3944, Physics and simulation of optoelectronic devices VIII*, 2000. <https://doi.org/10.1117/12.391461>.
- [134] TRONCIU, V., WUENSCHKE, H.-J., SCHNEIDER, K., RADZIUNAS, M. Excitability of laser with integrated dispersive reflector. In: *SPIE Proceedings, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices IX*, 2001, vol.4283. doi: 10.1117/12.432584.
- [135] TRONCIU, V., WUENSCHKE, H.-J., SIEBER, J., SCHNEIDER, K., HENNEBERGER, F. Dynamics of single mode semiconductor lasers with passive dispersive reflectors. In: *Optics Communications*, 2000, vol.182 (1-3), pp. 221-228. DOI:10.1016/S0030-4018(00)00821-X
- [136] ANDRONIC, S., **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Generation of Pulses with Excitable DFB Laser with Dispersive reflector, 2021 *Electronics, Communications and Computing: IC|ECCO-2021*, Ed. 11, 21-22 octombrie 2021, Chişinău. Chişinău, Republica Moldova: Technical University of Moldova, 2021, Editia 11, p. 35. ISBN 978-9975-45-776-7. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/154860

Anexa 1 Lista publicațiilor la tema tezei

Articole în reviste internaționale cotate ISI și SCOPUS:

- [A1] TRONCIU, V., **GRIGORIEV, E.**, ZINK, C., WENZEL, H., Characteristics of monolithic multisection distributed-Bragg-reflector master-oscillator power-amplifiers, 2022 *Optical and Quantum Electronics*, 2022, nr. 9 (54), p. 0. ISSN 0306-8919. DOI: 10.1007/s11082-022-03953-9. Disponibil: <https://link.springer.com/article/10.1007/s11082-022-03953-9> (WoS IF: 2.794)
- [A2] **GRIGORIEV, E.**, RUSU, S., TRONCIU, V., New Characteristics of Blue Self-pulsating InGaN Lasers, 2023 *IFMBE Proceedings*, 20-23 septembrie 2023, Chişinău. Chişinău: Ediția 6, pp. 59, ISBN: 978-9975-72-773-0. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-031-42775-6> (SCOPUS)
- [A3] **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Investigation of Dynamical Properties of a Laser with Incorporated DBR Section Under the Influence of External Optical Feedback, 2022 *IFMBE Proceedings*, 3-5 noiembrie 2021, Chişinău. Chişinău: Pontos, 2022, Ediția 5, pp. 439-447. ISSN

16800737. DOI: 10.1007/978-3-030-92328-0_57. Disponibil:
https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-92328-0_57 (SCOPUS).

- [A4] **GRIGORIEV, E.**, RUSU, S., TRONCIU, V., Influence of Double Feedback on Stationary States of Quantum Dots Lasers, 2022 *IFMBE Proceedings*, 3-5 noiembrie 2021, Chișinău. Chișinău: Pontos, 2022, Ediția 5, pp. 3-10. ISSN 16800737. DOI: 10.1007/978-3-030-92328-0_1. Disponibil: https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-92328-0_1 (SCOPUS).

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

- [A5] ANDRONIC, S., **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Generation of high amplitudes pulses with excitable DFB lasers and an integrated dispersive reflector, 2022 *Journal of Engineering Sciences*, 2022, vol. 29, nr. 1, pp. 17-22. ISSN 2587-3474. DOI: 10.52326/jes.utm.2022.29(1).02. Disponibil: https://jes.utm.md/2022/03/19/10-52326-jes-utm-2022-29_1_02/ (Categorie B+).
- [A6] **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., WERNER, N., WENZEL, H., The influence of a residual reflectivity at the front facet of a multisection master-oscillator power-amplifier, 2022 *Journal of Engineering Sciences*, 2022, vol. 29, nr. 2, pp. 62-67. ISSN 2587-3474. DOI: 10.52326/jes.utm.2022.29(2).06. Disponibil: <https://jes.utm.md/2022/06/10/10-52326-jes-utm-2022-29-2-06/> (Categorie B+).
- [A7] RUSU, S., **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Stări staționare ale laserului cu mediu activ puncte cuantice cu feedback optic, 2020 *Revista de Știință, Inovare, Cultură și Artă „Akademos”*, 2020, nr. 2(57), pp. 18-21. ISSN 1857-0461. DOI: 10.5281/zenodo.3989139. Disponibil: <https://zenodo.org/record/3989139> ISSN 1857-0461 E-ISSN 2587 – 3687
<https://doi.org/10.52673/18570461>

Culegeri de lucrări ale conferințelor naționale cu participare internațională:

- [A8] **GRIGORIEV, E.**, Investigații ale generării de impulsuri în lasere cu mediu activ gropi cuantice cu absorbant de saturație, 2022 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 29-31 martie 2022, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: Tehnica-UTM, 2022, Vol.1, pp. 39-42. ISBN 978-9975-45-828-3. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/161483
- [A9] **GRIGORIEV, E.**, Caracteristica structurilor DBR mopa cu mai multe secțiuni, 2021 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 23-25 martie 2021, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: Tehnica-UTM, 2021, Vol.1, pp. 35-37. ISBN 978-9975-45-700-2 (Vol. I). Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/133720

- [A10] **GRIGORIEV, E.**, Study of stationary states and dynamics of a laser with feedback from external cavities, 2020 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 1-3 aprilie 2020, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: 2020, Vol.1, p. 20. ISBN 978-9975-45-633-3 (Vol. I). Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/106115
- [A11] **GRIGORIEV, E.**, Studiul dinamicii nelinare a laserelor InGaN de lumină albastră – violetă, 2019 *Conferința tehnico-științifică a studenților, masteranzilor și doctoranzilor*, 26-29 martie 2019, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: 2019, Vol.1, p. 8. ISBN 978-9975-45-588-6. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/84254
- [A12] 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

Teze la foruri științifice conferințe internaționale

- [A13] **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., The seventh edition of the International Colloquium 'Physics of Materials' - PM-7, University POLITEHNICA of Bucharest, in collaboration with The Romanian Academy of Scientists on November 10-11, 2022. Disponibil:
- [A14] ANDRONIC, S., **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Generation of Pulses with Excitable DFB Laser with Dispersive reflector, 2021 *Electronics, Communications and Computing: IC|ECCO-2021*, Ed. 11, 21-22 octombrie 2021, Chișinău. Chișinău, Republica Moldova: Technical University of Moldova, 2021, Editia 11, p. 35. ISBN 978-9975-45-776-7. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/154860
- [A15] **GRIGORIEV, E.**, RUSU, S., TRONCIU, V., Influence of Double Feedback on Stationary States of Quantum Dots Lasers, 2021 *Nanotechnologies and Biomedical Engineering*, Ed. 5, 3-5 noiembrie 2021, Chișinău. Chișinău: Pontos, 2021, Ediția 5, R, p. 60. ISBN 978-9975-72-592-7. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/142325
- [A16] **GRIGORIEV, E.**, TRONCIU, V., Investigation of Dynamical Properties of a Laser with Incorporated DBR Section Under the Influence of External Optical Feedback, 2021 *Nanotechnologies and Biomedical Engineering*, Ed. 5, 3-5 noiembrie 2021, Chișinău. Chișinău: Pontos, 2021, Ediția 5, R, p. 97. ISBN 978-9975-72-592-7. Disponibil: https://ibn.idsi.md/ro/vizualizare_articol/142591

MULȚUMIRI

Autorul aduce sincere mulțumiri conducătorului științific, Prof. Univ., Dr. hab. Tronciu Vasile pentru îndrumarea, susținerea și sprijinul constant oferit în elaborarea prezentei teze de doctorat. Mulțumesc, în mod deosebit, colegilor de la UTM, USM și USMF, în special conf. univ., Dr. conf. univ., Dr. Spiridon Rusu, prof. univ., Dr. hab. Nica Denis, conf. univ., Dr. Ciobanu Nelly pentru lucrul comun elaborat, rezultatele căruia sunt în mare parte reflectate în teză. Aduc de asemenea mulțumiri colectivului Departamentului Fizica, de la Universitatea Tehnică a Moldovei pentru sprijinul acordat. Le mulțumesc conf. dr. Zaporojan Sergiu și conf. dr. Pîrțac Constantin pentru comentariile și sugestiile lor în vederea îmbunătățirii tezei. Aș vrea de asemenea să mulțumesc mult colegilor din Germania de la Institutul Ferdinand Braun din Berlin în deosebi domnului Hans Wenzel, pentru furnizarea de date experimentale, colaborare fructuoasă și publicarea rezultatelor în reviste prestigioase. De asemenea, doresc să mulțumesc ANCD care au susținut financiar realizarea tezei de doctorat și anume proiectelor:

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

Cu deosebit respect,
Eugeniu Grigoriev

Declarația privind asumarea răspunderii

Subsemnatul, Grigoriev Eugeniu 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.

Grigoriev Eugeniu



Semnătura:

Data: 27.01.2025

CURRICULUM VITAE



<i>Informații personale</i>				
Nume, prenume	Grigoriev Eugeniu			
Data nașterii	18.08.1980			
Sex	masculin			
Adresă	str. Toma Alimoș 19, Chișinău, Durlești, Republica Moldova			
Telefon	Serviciu: 022442035	Domiciliu:	Mobil: 069350578	Alte date de contact:
Fax				
E-mail	eugenrigoriev1980@gmail.com			
<i>Experiența profesională</i>				
Perioada	03.08.2011 - prezent			
Funcția sau postul ocupat	director adjunct, profesor de fizică în Instituția Publică Liceul Teoretic „Mihail Kogălniceanu”			
Principalele activități și responsabilități	<p>Desfășurarea lecțiilor la disciplina fizică conform cerințelor educaționale în vigoare;</p> <p>Pregătirea elevilor de olimpiade și concursuri locale/ naționale/ internaționale;</p> <p>Asigurarea corectitudinii completării documentației școlare;</p> <p>Analiza activității catedrelor din cadrul instituției;</p> <p>Monitorizarea implementării documentelor ce țin de politicile educaționale;</p> <p>Asigurarea suportului necesar pentru tinerii specialiști din instituție;</p> <p>Întocmirea și realizarea diverselor planuri de activitate.</p>			
Perioada	15.08.2002 – 28.08.2007			
Funcția sau postul ocupat	profesor de fizică în Liceul Teoretic „Mihail Kogălniceanu”			
Principalele activități și responsabilități	Desfășurarea lecțiilor la disciplina fizică conform cerințelor educaționale în vigoare.			
<i>Educație și formare</i>				
Perioada	01.09.2019 - prezent			
Calificarea/ diploma, obținută	doctorand, Universitatea Tehnică din Moldova			
Domenii principale studiate / competențe dobândite	Fizică statistică și cinetică			
Perioada	01.07.2002 – 03.07.2003			
Calificarea/ diploma, obținută	diplomă de magistru, Universitatea de Stat din Moldova			

Domenii principale studiate / competențe dobândite	Magistru în fizica
Perioada	26.06.1997 – 26.06.2002
Calificarea/ diploma, obținută	diplomă de studii superioare universitare de licență, Universitatea de Stat din Moldova
Domenii principale studiate / competențe dobândite	Licențiat, fizica Specializarea – spectroscopia și metode de analiză.
Gradul didactic / managerial deținut	Grad managerial II (confirmare, ord. 578 din 30.07.2020, DGETS)
Numele și tipul instituției de învățământ / furnizorului de formare	- Curs de formare profesională continuă, „Tehnologii performante în educație”, 20-21.06.2019, Universitatea de Stat din Tiraspol;
Gradul didactic / managerial deținut	Grad didactic I (conferire, ord. 645 din 21.07.2017, MECC)
Numele și tipul instituției de învățământ / furnizorului de formare	- Formare continuă la specialitatea Fizică, perioada 18.02.2017-17.03.2017, seria CRP, nr. 000044010, Institutul de Formare Continuă
Formări și cursuri	- Formare a cadrelor didactice privind implementarea Standartelor de competență profesională ale cadrelor didactice din învățământul general, 12 octombrie – 10 decembrie 2021, ordinul MEC nr. 1350 din 04.10.2021. - Cursurile de perfecționare la specialitatea Fizica și Didactica Fizicii și Astronomiei, perioada 10.08.2020-24.08.2020, seria CRP, nr. 000083413, Universitatea Tehnică a Moldovei
Diplome și certificate deținute	2021 – diplomă de onoare în semn de înaltă apreciere a activității, MEC; 2019 – diplomă de fidelitate pentru implicarea în realizarea ediției a IX-a a Concursului de Fizică „In memoriam Mihai Marinciuc”; 2019 – certificat de participare la formare în cadrul seminarului „Aspecte manageriale privind implementarea politicilor educaționale la nivel de unitate școlară”, DGETS 20-21.06.2019 – certificat de participare la Workshop-ul „Tehnologii performante în educație”, UST; 26-29.03.2019 – certificat de participare în cadrul Conferinței Tehnico-Științifice a Studenților, Masteranzilor și Doctoranzilor UTM, cu comunicare; 26-29.03.2019 – diplomă de gradul I pentru comunicare în cadrul Conferinței Tehnico-Științifice a Studenților, Masteranzilor și Doctoranzilor UTM; 13.08.2019 – certificat de participare la Programul de formare profesională continuă la modulul de „Implementare a Curriculumului la disciplina Fizică, ediția 2019”, ord. 859 din 24.07.2019, DGETS;

	<p>15.12.2018 – diplomă pentru publicarea subiectelor la concursul republican de fizică Galileo, ed. a VIII-a;</p> <p>2018 – diplomă de fidelitate pentru implicarea în realizarea ediției a VIII-a a Concursului de Fizică „In memoriam Mihai Marinciuc”;</p> <p>2017 – diplomă de excelență în semn de recunoaștere a performanțelor profesionale și cu ocazia aniversării a 70 de ani de mișcare olimpică Chișinău</p>

<p>Competențe și aptitudini organizatorice</p>	<p>Lucru în echipă, dobândit prin implicare în diverse proiecte pe durata studiilor de master și la locul de muncă.</p> <p>Familiarizarea cu instrumentele specifice domeniului în care activez.</p> <p>Crearea unei atmosfere ce favorizează lucrul în echipă.</p> <p>Stabilirea activităților ce ar atrage elevii-părinții în procesul educațional.</p>
<p>Competențe și cunoștințe de utilizare a calculatorului</p>	<p>O bună stăpânire a instrumentelor Microsoft Office - cursuri de formare și lucru practic la locul de muncă.</p>
<p>Alte competențe și aptitudini relevante funcției</p>	<p>Capacitate de argumentare și convingere, participând la dezbateri publice pe diferite teme de interes, organizate de diverse instituții;</p>

Data completării 27 ianuarie 2025

Semnătura personală _____

