https://doi.org/10.52673/18570461.26.2-81.04
CZU: 535.36:535.14

STUDIUL TEORETIC AL GENERĂRII IMPULSURILOR SCURTE ÎN LASERE DFB PRIN COMUTAREA AMPLIFICĂRII DE CĂTRE UN CURENT TRAPEZOIDAL

Doctor habilitat în stiințe fizico-matematice, profesor universitar **Vasile TRONCIU**
E-mail: vasile.tronciu@fiz.utm.md
ORCID: https://orcid.org/0000-0002-9164-2249
Doctor în stiințe fizico-matematice, conferențiar universitar **Spiridon RUSU**
E-mail: spiridon.rusu@adm.utm.md
ORCID: https://orcid.org/0000-0002-7845-0103
Doctorand **Veronica DOBROVOLSCHI**
E-mail: veronica.dobrovolschi@fiz.utm.md
ORCID: https://orcid.org/0000-0001-8361-9340
Universitatea Tehnică a Moldovei

© 2026. Drepturile de autor aparțin autorilor. Licență: CC BY 4.0.

THEORETICAL STUDY OF SHORT-PULSE GENERATION IN DFB LASERS BY GAIN SWITCHING USING A TRAPEZOIDAL CURRENT

Summary. This paper analyzes the process of generating picosecond-order optical pulses using a distributed feedback (DFB) laser operating in the gain-switching regime under the influence of a trapezoidal-shaped current, employing a rate-equation-based model. The influence of the main parameters, such as the injected current value, the confinement factor, and the front-facet reflectivity, on the resulting characteristics of the optical pulses was investigated numerically. It was found that variations in these parameters lead to significant changes in pulse shape, peak power, and pulse duration. It was demonstrated that, for certain parameter values, nearly symmetric pulses can be obtained without a secondary trailing maximum. The parameter ranges for optimizing pulse characteristics were identified: peak power exceeding 15 W, pulse duration shorter than 20 ps, and the absence of a secondary trailing maximum. The obtained results may provide the basis for further experimental studies and may facilitate the use of such pulses in applications requiring short-duration, and high-power optical pulses.

Keywords: picosecond-duration pulses, DFB lasers, gain switching, trapezoidal current, Bragg modes, Fabry–Perot modes, rate-equation-based model.

Rezumat. În această lucrare se analizează procesul de generare a impulsurilor optice de ordinul picosecundelor prin intermediul unui laser cu feedback distribuit (DFB), care funcționează în regim de comutare a amplificării sub influența unui curent de formă trapezoidală, utilizând un model bazat pe ecuații de viteză. A fost studiată numeric influența parametrilor principali, precum valoarea curentului injectat, factorul de confinare și reflectivitatea fațetei frontale, asupra caracteristicilor emergente ale impulsurilor optice. S-a constatat că variația acestor parametri determină modificări semnificative ale formei, puterii de vârf și duratei impulsului. S-a demonstrat că, pentru anumite valori ale parametrilor, se pot obține impulsuri aproape simetrice, fără maximul secundar din trenă. Au fost identificate domeniile parametrilor pentru care se realizează optimizarea caracteristicilor impulsurilor: puterea maximă depășește 15 W; durata impulsului este mai mică de 20 ps; maximul secundar din trenă lipsește. Rezultatele obținute pot constitui baza unor studii experimentale ulterioare și pot facilita utilizarea acestor sisteme în aplicații care necesită impulsuri optice de scurtă durată și putere înaltă.

Cuvinte-cheie: impulsuri cu durată de picosecunde, lasere DFB, comutarea amplificării, curent trapezoidal, moduri Bragg, moduri Fabry–Perot, modelul bazat pe ecuații de viteză.

INTRODUCERE

În ultimii ani, impulsurile optice de ordinul picosecundelor sunt utilizate într-o gamă largă de domenii, inclusiv în medicină, comunicații spațiale, bioanaliză, fabricarea senzorilor optici, măsurarea distanțelor, prelucrarea materialelor și spectroscopie. Asemenea impulsuri optice, caracterizate prin durate scurte și rate de repetare ridicate, pot fi generate cu ajutorul diodelor laser, care au costuri reduse, eficiență energetică ridicată și dimensiuni compacte. Diversitatea diodelor laser a condus la dezvoltarea a trei modalități de bază pentru generarea impulsurilor optice cu durate de picosecunde, și anume: comutarea Q, sincronizarea modurilor și comutarea amplificării [1-4]. Utilizarea acestor modalități de generare a impulsurilor optice are ca rezultat dezvoltarea unor noi structuri de diode laser cu caracteristici performante, precum formă simetrică, putere ridicată și durată scurtă.

În continuare, vom analiza rezultatele din literatură referitoare la modalitatea de obținere a impulsurilor prin comutarea amplificării. În [5] au fost studiate, atât experimental, cât și teoretic, procesele din laserele semiconductoare bazate pe un ghid de undă Fabry–Perot, care funcționează în regim de comutare a amplificării. Au fost obținute impulsuri optice cu o putere de vârf și durată de aproximativ 35 W și, respectiv, 80 ps.

În lucrarea [6] este descrisă utilizarea unei surse laser semiconductoare pentru generarea impulsurilor scurte și s-a demonstrat că astfel de impulsuri sunt generate prin mecanismul de comutare a amplificării. Această diodă are capacitatea de a genera impulsuri cu durate de 250 ps.

Scopul cercetărilor din [7] constă în generarea impulsurilor optice de ordinul picosecundelor de la o diodă laser DFB care funcționează la o lungime de undă de 1064 nm, prin comutarea amplificării. Spectrul obținut al impulsurilor optice generate a fost analizat prin două modalități diferite: (i) prin selectarea componentelor cu lungime de undă scurtă și (ii) prin compensarea modulației spectrale. Ca rezultat, au fost obținute durate ale impulsurilor optice de aproximativ 7 ps. Aceste impulsuri optice au fost amplificate până la o putere de vârf de aproximativ 20 kW.

În lucrarea [8] este prezentată dioda laser pe bază de nitrură de galiu (GaN), cu lungimi de undă în domeniul albastru-violet, ca generator de impulsuri cu durate de aproximativ 23 ps. Regimul de generare a impulsurilor optice de ordinul picosecundelor în domeniul spectral apropiat de 1064 nm a fost studiat în [9] utilizând lasere semiconductoare. S-a demonstrat că, în regim de comutare a amplificării, pe măsură ce temperatura crește de la 5 °C până la 50 °C, durata impulsurilor optice se reduce de la aproximativ 150 ps până la 35 ps. De asemenea, a fost identificat un interval de temperaturi în care durata impulsului atinge valoarea minimă de 35 ps, iar puterea maximă a radiației emise este de 0,4 W.

Generarea directă a impulsurilor optice cu o durată de 0,56 ps și o putere de vârf de 25 W, prin comutarea amplificării laserelor semiconductoare cu secțiuni multiple, a fost realizată în lucrarea [10], în care s-au obținut lungimile optime ale regiunilor de absorbție și de amplificare, egale cu 50 μm și, respectiv, 200 μm.

Recent, s-a demonstrat că, în domeniul lungimilor de undă scurte (violet și albastru), micșorarea duratei impulsului poate îmbunătăți eficiența energetică și viteza de transfer a datelor într-un sistem de comunicații optice [11]. Comutarea amplificării a fost utilizată în [11] ca metodă de generare a impulsurilor scurte. În lucrarea [12], prin utilizarea unei diode laser cu lumină albastră pe bază de GaN, au fost obținute impulsuri cu durate de 200 ps. S-a constatat că o alegere adecvată a curentului poate amplifica oscilațiile laser în regimul stării de cuantificare secundară. O caracteristică notabilă a oscilațiilor laser în acest regim constă în faptul că ele pot oferi impulsuri optice cu durate de ordinul a 120-140 ps.

MODELUL ȘI ECUAȚIILE. REZULTATELE CALCULELOR NUMERICE

În prezentul articol este analizată generarea impulsurilor optice cu durata de ordinul picosecundelor, prin comutarea amplificării într-o diodă laser cu feedback distribuit bazată pe gropi cuantice. Schema laserului este prezentată în Figura 1. Parametrul J reprezintă pompajul adimensional exterior, care are formă trapezoidală. Feedbackul optic este asigurat de o rețea Bragg, care se extinde pe întreaga secțiune de amplificare.

Modelul teoretic utilizat se bazează pe ecuațiile de viteză ale modurilor Bragg S_1 și Fabry–Pérot S_2 dintr-un laser DFB. Similar modelului prezentat în lucrarea [13], modurile Bragg și Fabry–Pérot descriu două populații distincte de fotoni, care interacționează cu o

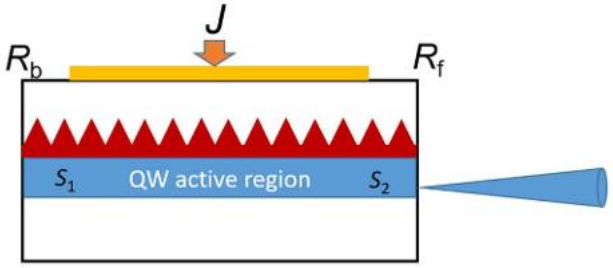


Figura 1. Schema laserului cu feedback distribuit (DFB).

singură populație de purtători de sarcină cu concentrația adimensională *n*. Astfel, dinamica sistemului reprezentat în Figura 1 este descrisă de următorul sistem de ecuații:

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{\Gamma_1 g_1 S_1}{1+\varepsilon S_1} - \frac{\tau_0}{\tau_{S,1}} S_1 + K_1 n^2 , \quad (1)$$

$$\frac{dS_2}{dt} = \frac{\Gamma_1 g_2 S_2}{1+\varepsilon S_2} - \frac{\tau_0}{\tau_{S,2}} S_2 + K_2 n^2 , \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dt} = J - R - \frac{\tau_0 c\, g_1 S_1}{1+\varepsilon S_1} + \frac{\tau_0 c g_2 S_2}{1+\varepsilon S_2} , \quad (3)$$

unde g_1 și g_2 sunt funcții de amplificare de forma reprezentată în inserția din Figura 2. Pentru a fi introduse în ecuațiile (1) – (3), curbele din inserție au fost aproximate cu un polinom de gradul al 9-lea. Γ este factorul de confinare. În ecuațiile (1) – (3) au fost utilizați următorii parametri adimensionali:

$$J = \frac{I\tau_0}{eVN_0}, R = \frac{\tau_0}{\tau_N} n + Bn^2 + Cn^3, B = B_0 \tau_0 N_0 \frac{T}{T_0},$$

$$C = C_0 N_0^2 \tau_0 \exp\left(\frac{E_0}{k_B T_0} - \frac{E_0}{k_B T}\right),$$

$$K_1 = K_B \beta_{SP} B_0 \frac{T}{T_0} N_0 \tau_0, K_2 = K_{FP} \beta_{SP} B_0 \frac{T}{T_0} N_0 \tau_0,$$

$$\Gamma_1 = c\tau_0 \Gamma \cdot \quad (4)$$

Dinamica laserului DFB în regim de comutare a amplificării a fost analizată utilizând sistemul de ecuații (1) – (4) și setul de parametri prezentați în Tabelul I. Puterea optică emergentă este calculată cu ajutorul relației de mai jos [14]

$$P_{out} = \frac{\left(1-R_f\right)\pi c^2 \hbar \overline{S}}{n_r \lambda_0 L} \frac{\ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right)}{\left(1+\sqrt{R_f R_b}\right)\left(1-\sqrt{R_f R_b}\right)}, \quad (5)$$

unde $\overline{S}$ reprezintă valoarea medie a numărului de fotoni S_1 și S_2, iar R_f și R_b sunt coeficienții de reflectivitate ai fațetelor frontale și posterioare ale laserului.

În Figura 2, a) este prezentată forma trapezoidală a curentului injectat *I* din ecuația (4). În primele 500 ps, curentul este menținut la valoarea zero. Începând cu momentul *t* = 1 ns, curentul crește liniar, în decurs de 50 ps, de la zero până la 2 A. În următoarele 100 ps, curentul este menținut constant, iar în decursul altor 50 ps, curentul se reduce liniar de la 2 A până la zero. În final, pe parcursul ultimelor 800 ps, curentul rămâne egal cu zero.

Figura 2, b) prezintă comportamentul în timp al puterii optice emergente prin fațeta frontală a laserului pentru un curent injectat de 2 A, indicele de reflexie al fațetei frontale R_f = 0,001 și coeficientul de confinare Γ = 0,04. Se observă un maxim principal bine pro-

Tabelul 1

Parametrii de bază ai laserului cu feedback distribuit (DFB)

Simbol	Denumire	Unități de măsură	Valoare
l_0	Lungimea de undă	mm	1,06
τ_N	Timpul de viață al purtătorilor de sarcină	ns	1,5
τ_0	Timpul de normare	ns	1
τ_{RB}	Timpul de viață al fotonului	ps	3,5
L	Lungimea laserului	cm	1,5
W	Lățimea laserului	cm	$5{,}1\cdot10^{-4}$
d	Grosimea laserului	cm	$27\cdot10^{-7}$
ε	Factorul de compresie al câștigului	cm^3	$6\cdot10^{-17}$
β_{SP}	Factorul de cuplare spontană		$15{,}5\cdot10^{-7}$
κ	Coeficientul de cuplare	cm^{-1}	0,9
α_0	Pierderile interne		0,80
B_0	Coeficientul de recombinare radiativă	cm^3s^{-1}	10^{-10}
C_0	Coeficientul de recombinare Auger	cm^6s^{-1}	$4\cdot10^{-30}$
E_0	Energia de activare	eV	0,1
K_{FP}	Coeficientul de cuplare a emisiei spontane FP		117
K_B	Coeficientul de cuplare a emisiei spontane Bragg		4,46
R_b	Reflectivitatea fațetei posterioare		0,95
n_g	Indicele de grup		3,38

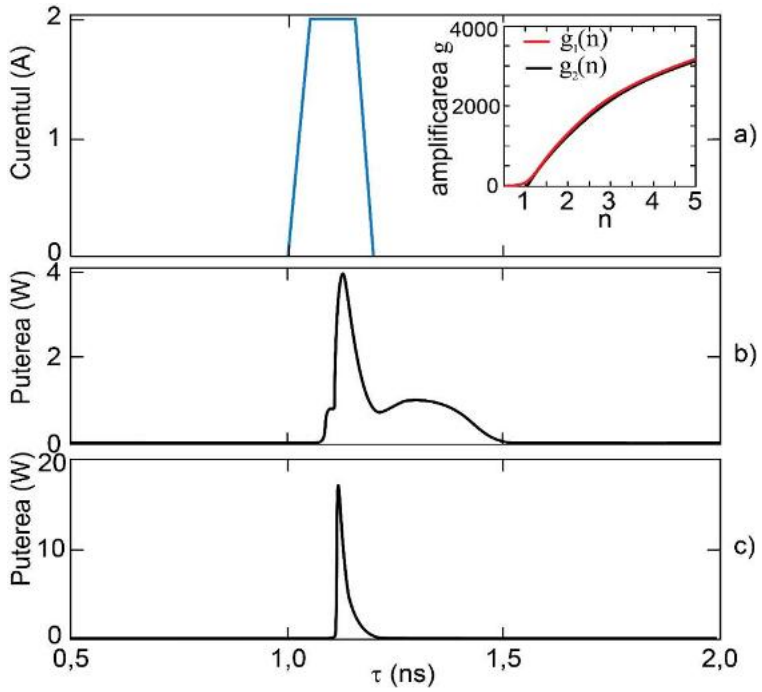


Figura 2. Principiul generării impulsurilor: a) curentul injectat în secțiunea activă; b) evoluția în timp a puterii emergente pentru R_f = 0,001 și Γ = 0,04; c) evoluția în timp a puterii emergente pentru R_f = 0,0001 și Γ = 0,03. Ceilalți parametri sunt prezentați în Tabelul 1.

nunțat și un maxim secundar în trenă. Caracteristicile acestui impuls sunt următoarele: durata, adică lățimea totală la jumătatea maximului (eng. FWHM), este de 51 ps; puterea de vârf (maximă) constituie 3,96 W; energia totală a impulsului (puterea integrată în timp) este de 0,44 nJ; energia impulsului principal (produsul dintre durata impulsului principal și puterea de vârf) este de 0,20 nJ.

Pentru alt set de parametri – R_f = 0,0001 și Γ = 0,03, și același curent injectat de 2 A, după cum se observă în Figura 2, c) – forma impulsului este practic simetrică. Puterea de vârf este de 17 W, durata impulsului – de 20 ps, energia totală – de 0,52 nJ, iar energia impulsului – de 0,34 nJ. Astfel, concluzionăm că în sistemul analizat pot apărea două tipuri de impulsuri: unul practic simetric și altul caracterizat prin prezența unui al doilea maxim în trenă.

În cele ce urmează, sunt examinate caracteristicile impulsurilor în funcție de intensitatea curentului injectat (Figura 3). Analiza este efectuată pentru setul de parametri de bază, Γ = 0,03 și R_f = 0,0001, caz în care nu se observă al doilea maxim în trena impulsului (Figura 2, c). Din Figura 3, a) se constată că, pe măsură ce curentul crește de la 1,3 A până la 2 A, puterea de vârf crește și ea monoton (linia neagră). Pe de altă parte, pentru valori reduse ale curentului, durata impulsului descrește de la 50 ps până la 13,7 ps. Ulterior, aceasta crește monoton, atingând o valoare de aproximativ 20 ps pentru un curent de 2 A (linia roșie din Figura 3, a).

Energia totală și energia impulsului principal descriu practic aceeași curbă, însă energia totală este mai mare, iar impulsul secundar din trenă apare pentru valori mari ale curentului (Figura 4, b)). Astfel, pentru un curent de 1,6 A și parametrii din Tabelul 1, obținem impulsuri cu o durată mai mică de 15 ps, iar pentru un curent de 2 A – impulsuri cu durate de 20 ps și o putere emergentă de vârf de peste 15 W.

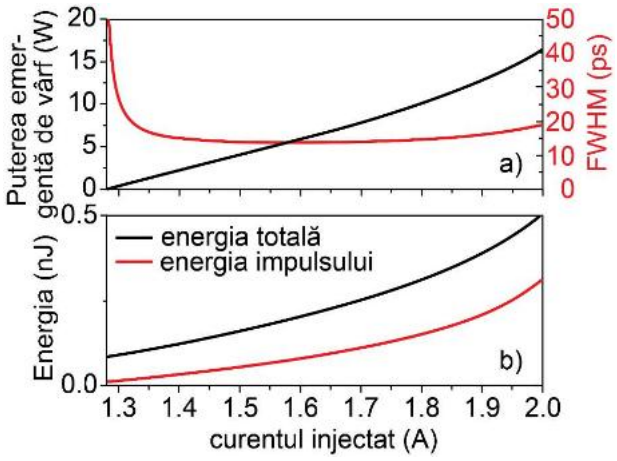


Figura 3. Principalele caracteristici ale impulsurilor: a) puterea de vârf (curba neagră) și durata impulsului (curba roșie); b) energiile totală și energia impulsului principal, în funcție de curentul injectat. Parametrii principali: Γ = 0,03, R_f = 0,0001. Ceilalți parametri sunt prezentați în Tabelul 1.

În continuare, considerăm parametrii de bază Γ = 0,04, R_f = 0,001 pentru cazul în care în sistem apar impulsuri cu două maxime, precum cel prezentat în Figura 2, b), având ca scop determinarea regiunilor în care cel de-al doilea impuls dispare. Variem intensitatea curentului electric de la 0,5 A până la 2 A și determinăm puterea emergentă (linia neagră în Figura 4, b). La mărirea curentului de la 0,5 A până la 1,56 A se obține o creștere monotonă a vârfului puterii emergente (regiunea A din Figura 4, b). Ulterior, creșterea este rapidă, iar pentru un curent de 2 A obținem 4 W (regiunea C din Figura 4, b). Observăm că pentru un curent de 1,62 A are loc o descreștere bruscă a duratei impulsului, de la 300 ps la 52 ps (linia roșie din Figura 4, b). Energiile totală și energia impulsului principal sunt reprezentate prin aceeași curbă pentru curenți de până la 1,4 A, iar la un curent de 1,62 A energia impulsului principal descrește brusc. În intervalul 1,4 A - 1,62 A, observăm că energia impulsului principal este mai mare decât energia totală. Acest fapt poate fi explicat prin analiza inserției din Figura 4, a), și anume a regiunii B, unde suprafața totală a impulsului (energia totală a acestuia), devine mai mică decât energia maximului principal, definită prin produsul dintre valoarea sa de vârf și durata sa.

În continuare, variem factorul de confinare Γ pentru cele două valori ale reflectivității fațetei frontale R_f = 0,0001 (Figura 5) și R_f = 0,001 (Figura 6), pentru același maxim al curentului injectat de 2 A. În Figura 5, a) este reprezentată puterea de vârf (linia neagră) și durata impulsului (linia roșie) în funcție de Γ. Pentru Γ = 0,03 se observă o valoare a puterii de vârf de 18 W. Creșterea factorului de confinare Γ conduce la micșorarea puterii de vârf până la 7,5 W pentru Γ = 0,035, urmată de o dependență practic liniară. Pe de altă parte, o valoare mai mare a factorului de confinare Γ determină o durată mai mare a impulsului. Figura 5, b) prezintă dependența energiei totale (linia neagră) și a energiei impulsului principal (linia roșie) de factorul de confinare Γ. Se poate observa că, la valori mici ale factorului de confinare Γ, diferența dintre energia totală și energia primului maxim al impulsului este redusă. Pe măsură ce factorul de confinare crește, diferența dintre energia totală și cea a impulsului se accentuează. Această diferență poate fi atribuită apariției celui de-al doilea maxim în trenă.

La modificarea factorului de confinare Γ de la 0,03 până la 0,1, mărirea reflectivității fațetei frontale până la valoarea R_f = 0,001 conduce la creșterea puterii emergente de vârf de la 2,5 W până la 12 W (Figura 6). Concomitent, se mărește și durata impulsului, de la 42,7 ps până la 59 ps. Aceeași concluzie ca și în cazul analizei Figurii 5 o putem formula și cu privire la energia totală și energia impulsului principal. La valori mici ale factorului de confinare Γ, diferența dintre energia totală și cea a impulsului principal este redusă. Pe măsură ce factorul de confinare crește, diferența dintre ele se accentuează.

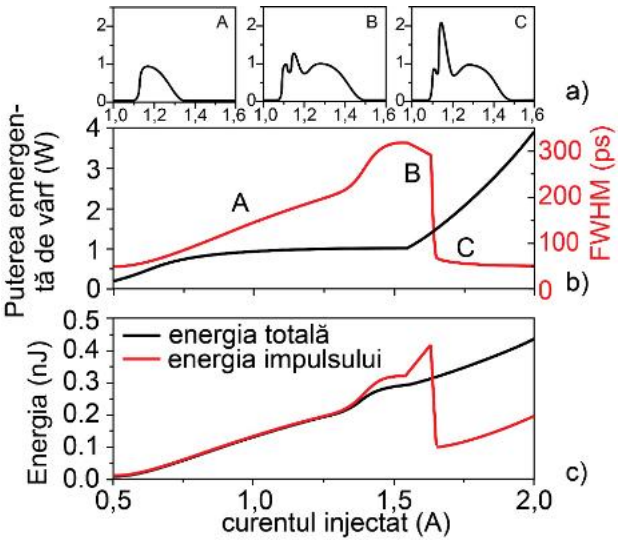


Figura 4. Principalele caracteristici ale impulsurilor:
a) forma impulsurilor pentru regiunile A, B și C;
b) puterea de vârf și durata impulsului principal;
c) energia totală și energia impulsului principal,
în funcție de curentul injectat.
Parametrii principali: Γ = 0,04, R_f = 0,001.
Ceilalți parametri sunt prezentați în Tabelul 1.

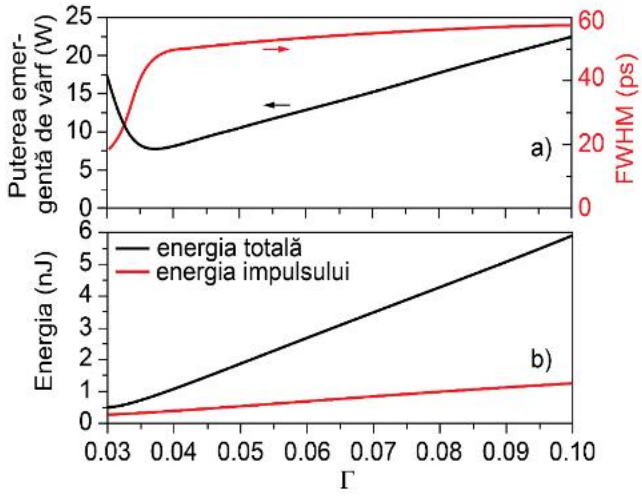


Figura 5. Principalele caracteristici ale impulsurilor:
a) puterea de vârf și durata impulsului;
b) energiile totală și energia impulsului principal,
în funcție de factorul de confinare Γ.
Parametrii principali: I_{max}=2 A, R_f = 0,0001.
Ceilalți parametri sunt prezentați în Tabelul 1.

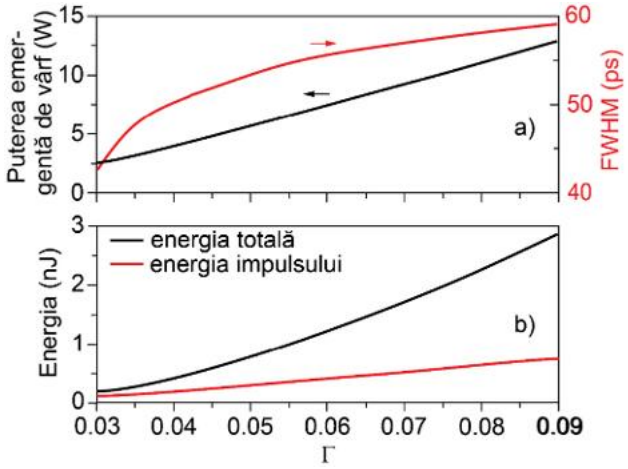


Figura 6. Principalele caracteristici ale impulsurilor: a) puterea de vârf și durata impulsului; (b) energiile totală și energia impulsului principal, în funcție de factorul de confinare Γ pentru I_{max} = 2 A și R_f = 0,001. Ceilalți parametri sunt prezentați în Tabelul 1.

CONCLUZII

Analiza teoretică prezentată în această lucrare demonstrează posibilitatea generării impulsurilor optice de mare putere, cu durate de ordinul picosecundelor, utilizând un laser DFB în regim de comutare a amplificării sub acțiunea unui curent trapezoidal. Modelul bazat pe ecuații de viteză pentru lasere care emit la o lungime de undă de 1 070 nm a permis identificarea condițiilor în care caracteristicile impulsurilor – forma, puterea de vârf și durata – pot fi optimizate.

Rezultatele numerice au demonstrat că, pentru setul de parametri de bază în vecinătatea următoarelor valori – curent injectat de 2 A, factor de confinare Γ = 0,003 și reflectivitate de R_f = 0,0001 – se obțin impulsuri practic simetrice, cu puterea de vârf ce depășește 15 W și durata de aproximativ 20 ps.

S-a constatat că, pentru curenți în apropierea valorii de 1,6 A, durata impulsurilor se micșorează sub 15 ps, fiind însoțită de descreșterea puterii de vârf sub 10 W. Apariția maximului secundar în trenă a fost corelată cu creșterea atât a factorului de confinare Γ, cât și a reflectivității fațetei frontale R_f. Astfel, pentru Γ = 0,04 și R_f = 0,001, în vecinătatea curentului injectat de 1,6 A, forma impulsului emergent conține trei maxime.

S-a observat că impulsul emergent este însoțit de o scădere bruscă atât a duratei, cât și a energiei impulsului principal. S-a demonstrat că doar pentru valori mici ale factorului de confinare, din intervalul 0,003-0,004, se poate realiza condiția obținerii unor impulsuri cu forma simetrică. Valorile mari ale factorului de confinare condiționează apariția celui de-al doilea maxim în trenă și conduc la degradarea performanțelor impulsului.

Aceste concluzii fac predictibilă proiectarea experimentală a laserelor DFB ca generatoare de impulsuri scurte. Studiul realizat oferă o bază solidă pentru validarea experimentală a apariției impulsurilor scurte, cu performanțe ridicate, pentru aplicații în comunicații optice, spectroscopie și biomedicină.

Articol recepționat: 13 ianuarie 2026
Articol acceptat: 21 aprilie 2026

NOTĂ. Această lucrare a fost susținută prin proiectul 02.04.02 „Dezvoltarea tehnologiilor și investigarea proprietăților compușilor semiconductori stratificați, nanostructurilor hibride și surselor laser”, finanțat de Ministerul Educației și Cercetării al Republicii Moldova.

Suntem recunoscători domnului H. Wenzel pentru discuțiile utile, precum și domnului M. Radziunas pentru oferirea codului LDSL.

BIBLIOGRAFIE

1. Michalik, M.; Szymanczyk, J.; Stajnke, M.; Ochrymiuk, T.; Cenian, A. Medical Applications of Diode Lasers, în: Pulsed versus Continuous Wave (cw) Regime, în: Micromachines, 2021, vol. 12, 710. https://doi.org/10.3390/mi12060710

2. Wenzel, H.; Klehr, A.; Schwertfeger, S.; Liero, A.; Homann, T.; Brox, O.; Thomas, M.; Erbert, G.; Trankle, G.; Compact sources for the generation of high-peak power wavelength-stabilized laser pulses in the picoseconds and nanoseconds ranges, în: Proceedings of SPIE, 2012, vol. 8241, 82410V. https://doi.org/10.1117/12.906320

3. Klehr, A.; Prziwarka, T.; Liero, A.; Hoffmann, T.; Pohl, J.; Fricke, J.; Wünsche, H.J.; Wenzel, H.; Heinrich, W.; Erbert, G. Generation of 7 W nanosecond pulses with 670 nm ridge-waveguide lasers, în: Proceedings of SPIE, 2016, vol. 9767, 976705. https://doi.org/10.1117/12.2208333

4. Tronciu, V.; Wenzel, H.; Knigge, A. Stability and dynamics of gain-switched semiconductor lasers, în: Semiconductor Science and Technology, 2020, vol. 35, 045029. https://doi.org/10.1088/1361-6641/ab74f0

5. Ryvkin, B.S.; Avrutin, E.A.; Kostamovaara, J.E.K.; Kostamovaara, J. T. Laser diode structures with a saturable absorber for high-energy picosecond optical pulse generation by combined gain- and Q-switching, în: Semiconductor Science and Technology, 2017, vol. 32, 025015. https://doi.org/10.1088/1361-6641/32/2/025015

6. Zhukov, M.; Medvedev, A.; Belov, A. Picosecond optical pulse generator for high-power infrared and visible fiber lasers, în: Proceedings of the 2023 International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech), 2023, 429-431. https://doi.org/10.1109/EExPolytech58658.2023.10318764

7. Kusama, Y.; Tanushi, Y.; Yokoyama, M.; Kawakami, R.; Hibi, T.; Kozawa, Y.; Nemoto, T.; Sato, S.; Yokoyama, H. 7-ps optical pulse generation from a 1064-nm gain-swit-

ched laser diode and its application for two-photon microscopy, în: Optics Express, 2014, vol. 22, 5746-5753. https://doi.org/10.1364/OE.22.005746

8. Cao, F.; Jiang, D.; Liu, Y.; Tian, Y.; Ran, X.; Long, Y. Sub nanosecond Marx generators for picosecond gain-switched laser diodes, în: IEEE Photonics Journal, 2024, vol. 16 (1), 1500408, 1-8. https://doi.org/10.1109/JPHOT.2023.3342450

9. Gadzhiev, I.M.; Buyalo, M.S.; Payusov, A.S.; Bakshaev, I.O.; Kolykhalova, E.D.; Portnoi, E.L. Generation of picosecond pulses by lasers with distributed feedback at a wavelength of 1064 nm, în: Technical Physics Letters, 2020, vol. 46, 316-318. https://doi.org/10.1134/S1063785020040069

10. Nakamura, T.; Ito, T.; Nakamae, H.; Kim, C.; Hazama, Y.; Kobayashi, Y.; Kuroda, R.; Akiyama, H. Direct generation of sub-picosecond pulses via multi-section gain switching, în: Optics Letters, 2021, vol. 46, 1277-1280. https://doi.org/10.1364/OL.409822

11. Zhang, C.; Zhang, Y.; Tong, Z.; Zou, H.; Zhang, H.; Zhang, Z.; Lin, G.; Xu, J. Theoretical analysis and experimental demonstration of gain switching for a PPM-based UWOC system with picosecond pulses, în: Optics Express, 2022, vol. 30, 38663-38673. https://doi.org/10.1364/OE.470063

12. Yokoyama, H.; Cui, Y.; Ajiki, S.; Takeuchi, K.; Yamada, H.; Higurashi, E.; Akiyama, H.; Peng, H.L. Novel nonlinear dynamics in strongly gain-switched semiconductor lasers, în: Proceedings of the Institute of Electronics, Information and Communication Engineers (IEICE) Proceedings Series, 2023, 494-496. https://doi.org/10.34385/proc.76.C2L-34

13. Riecke, S.; Wenzel, H.; Schwertfeger, S.; Lauritsen, K.; Paschke, K.; Erdmann, R.; Erbert, G. Picosecond spectral dynamics of gain-switched DFB lasers, în: IEEE Journal of Quantum Electronics, 2011, vol. 47(5), 715-722. https://doi.org/10.1109/JQE.2010.2096501

14. Tronciu, V.Z; Yamada, M.; Ohno, T.; Ito, S.; Kawakami T.; Taneya, M. Self-pulsation in an InGaN laser-theory and experiment, în: IEEE Journal of Quantum Electronics, 2003, vol. 39, no. 12, 1509-1514. https://doi.org/10.1109/JQE.2003.819541



Violeta Diordiev. *Ostașul orb*, 2025, carton, creioane colorate, 40 × 33 cm.