



UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
Facultatea de Fizică
Școala Doctorală de Fizică



Domeniul: Optică, Spectroscopie, Plasmă, Laseri

Cătălina-Alice NENU (BRÂNDUȘ)

**GENERAREA PULSURILOR OPTICE ULTRASCURTE FOLOSIND
NOI MEDII ACTIVE LASER NELINIARE DE TIP BORAT DOPAT CU
Nd³⁺**

-REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT-

Conducător științific
CȘ I. Dr. Traian DASCĂLU

București, 2019

Cuvânt înainte

Doresc să adresez cuvinte de mulțumire persoanelor cu rol important și definitoriu în realizarea acestei teze de doctorat. Voi începe prin a mulțumi conducătorului științific, CȘ I Dr. Traian Dascălu, care m-a condus pe această cale a dobândirii de cunoștințe clare, precise și indispensabile înțelegerii proceselor și fenomenelor fizice, care stau la baza acestei cercetări, dar și pentru alegerea acestui subiect interesant. Tema propusă în cadrul tezei și concepută în anul 2012 prezintă și astăzi (în anul 2019) un interes deosebit în domeniul dezvoltării sistemelor laser cu pulsuri ultracurte, utile pentru o arie largă de aplicații (în industrie, medicină, cercetare, etc). Totodată, îmi exprim recunoștința față de îndrumătorul științific CȘ I Dr. Șerban Georgescu, pentru discuțiile și explicațiile primite de la dumnealui pe parcursul studiilor doctorale, precum și îndrumătorului științific CȘ I Dr. Nicolaie Pavel, fiind un exemplu demn de urmat în desfășurarea experimentelor laser și interpretarea rezultatelor experimentale. Îi mulțumesc coordonatorului grupului de creșteri de cristale din cadrul Laboratorului ECS, dl. CȘ I Dr. Lucian Gheorghe, pentru colaborarea deosebită. Mulțumesc grupului de creșteri de cristale pentru furnizarea mediilor active de tip borat dopat cu Nd³⁺ cu calitate optică bună, cu care am desfășurat experimente laser, dobândind rezultate originale, publicabile și comparabile cu cele din literatura de specialitate. Mulțumesc colegilor din grupul de spectroscopie optică, în special coordonatoarei grupului, dna CȘ II Dr. Cristina Petruța Gheorghe, pentru determinarea proprietăților spectroscopice ale mediilor active de tip borat dopat cu Nd³⁺ investigate în această teză. Sunt profund recunoscătoare Institutului pentru Fizica Laserilor Plasmei și Radiației, în special Laboratorului ECS, pentru punerea la dispoziție a infrastructurii necesare realizării studiilor teoretice și experimentale, conforme cu tema de cercetare a tezei. Doresc să menționez programul NUCLEU pentru sprijinul financiar acordat pe parcursul acestor studii. Îi mulțumesc D-lui Dr. Buchvarov de la Nonlinear Optics and Solid State Lasers Laboratory, Department of Physics, Sofia University "St. Kliment Ohridski", pentru sfaturile sale și timpul dumnealui prețios acordat în timpul stagiului de cercetare de 10 zile, efectuat în Bulgaria, în septembrie 2015. Îmi exprim totodată recunoștința față de colaboratorul său, Dr. Veselin Aleksandrov, alături de care am realizat, în cadrul stagiului de cercetare, diferite montaje experimentale, cu scopul generării pulsurilor optice ultracurte prin metoda oglinzii neliniare sau metoda absorbantului saturabil cu semiconductor, în cazul laserului cu mediu activ de tip cristal Nd:GdCOB autodublor în frecvență.

În cele din urmă, îmi exprim recunoștința nemărginită față de soțul meu Alexandru și fiica mea, Ana-Izabela, pentru înțelegerea și răbdarea lor necondiționată privind preocuparea mea neîncetată și nenumăratele deplasări efectuate cu scopul obținerii și diseminării rezultatelor experimentale, dobândite pe parcursul acestui laborios, dar fascinant drum al cercetării din cadrul școlii doctorale.

În final, dedic următoarele două fraze motivaționale tuturor cititorilor acestei lucrări, în special acelor care se află la "început de drum" în domeniul cercetării.

"Success can come to you by courageous devotion to the task lying in front of you..."
Sir Chandrashekhara Venkata Raman

"The important thing is not to stop questioning..."
Albert Einstein

Cuprins

1	Introducere	2
2	Medii active laser de tip cristale dopate cu Nd^{3+} cu emisie la 1.06 μm	4
2.1	Cristale de tip borat dopat cu Nd^{3+} crescute în Laboratorul ECS.	4
2.2	Proprietățile fizico-chimice ale unor cristale dopate cu Nd^{3+} .	5
2.3	Orientarea cristalelor de tip borat dopat cu Nd^{3+} .	6
2.4	Proprietățile spectroscopice ale cristalelor de tip borat dopat cu Nd^{3+} .	7
3	Metode pasive de cuplare în fază a modurilor laser.	9
3.1	Cuplarea în fază a modurilor laser.	9
3.2	Formarea pulsului ultrascurt.	10
3.3	Metoda oglinzii neliniare.	12
3.4	Metoda oglinzii cu absorbție saturabilă cu semiconductor (SESAM)	16
3.5	Condiția de stabilitate pentru cuplarea modurilor de oscilație laser.	18
3.6	Pragul de cuplare a modurilor laser în cazul oglinzii neliniare cu Nd:GdCOB autodublor în frecvență (<i>studiu teoretic</i>)	19
3.7	Rezultate raportate în literatură pentru tehnicile NLM și SESAM.	25
4	Proiectarea cavității rezonante a unui laser cu corp solid.	27
4.1	Evaluarea lentilei termice.	28
4.2	Modelări ABCD realizate în cazul laserilor cu Nd:GdCOB, Nd:YVO ₄ și Nd:LGSB.	31
5	Experimente laser.	35
5.1	Laserul cu Nd:GdCOB (sau Nd:GdLuCOB).	35
5.2	Laserul cu Nd:YVO ₄ .	37
5.3	Laserul cu Nd:LGSB.	39
6	Rezultate experimentale.	41
6.1	Performanțe de emisie laser la 1.06 μm , în regim relaxat	41
6.2	Performanțe de emisie laser la 1.06 μm , în regim de pulsuri ultrascurte	51
7	Concluzii și perspective	60
	Bibliografie selectivă	63
	Lista contribuțiilor proprii pe tema tezei de doctorat	66
	Figuri cu montaje experimentale realizate în laborator	68

1. Introducere

Laserul constituie în prezent un instrument indispensabil pentru numeroase aplicații încadrate în domenii variate precum: industrie, medicină, biologie, cercetare, comunicare subacvatică, apărare națională, sateliți, spectacole de lumină etc. Proprietățile remarcabile ale fasciculelor laser precum strălucirea ridicată, coerența spațială și temporală, confinarea energiei electromagnetice, direcționalitatea și monocromaticitatea, extind continuu aria de aplicații a sistemelor laser.

În timpul documentării premergătoare propunerii subiectului tezei de doctorat a fost identificat ca domeniu de mare interes aplicativ microprelucrarea folosind pulsuri laser ultracurte (de la picosecunde la sute de femtosecunde) cu lungimea de undă de 1 micron și rata de repetiție ridicată, la puteri medii de ordinul Watt-ilor. După o analiză a parametrilor s-a constatat că se poate dezvolta un sistem laser cu pulsuri ultracurte, compact, cu mediu activ solid, care să îndeplinească simultan cerințele menționate. Întrucât se dorește atât putere de vârf cât și putere medie ridicată, iar laserii cu fibră optică, prin modul lor de funcționare nu permit puteri de vârf foarte ridicate, s-a ales pentru demonstrarea obiectivelor tezei de doctorat investigarea unor medii active laser cristaline având ca dopant ionul neodim.

Pentru a obține cel mai scurt puls laser folosind un mediu activ cu o lărgime determinată a liniei spectrale este nevoie ca modurile laser să fie cuplate între ele printr-o relație de fază constantă. Aplicațiile vizate necesită pulsuri laser cu puteri de vârf și puteri medii ridicate. Astfel, au fost considerate acele metode de cuplare a modurilor de oscilație care suportă densități de putere în rezonator ridicate, concomitent cu efecte termice minime. Urmărind realizarea unui laser compact s-a ajuns la ideea folosirii metodei oglinzii neliniare pentru cuplarea modurilor atribuind cristalului neliniar o dublă funcție, atât de generare a radiației laser cât și de cuplare a modurilor. Ideea originală, principală, a tezei, vizează obținerea de pulsuri ultracurte cu durate de câteva picosecunde, folosind metoda oglinzii neliniare (NLM) în cazul mediilor autodubloare în frecvență. Abordarea nouă, propusă în cadrul tezei de doctorat, prezintă avantaje deosebite, precum: folosirea unui singur cristal (care să acționeze ca mediu activ laser, ca dublor în frecvență și ca sistem de reconversie a frecvenței duble în frecvență fundamentală, extinzând astfel funcționalitatea mediului), simplificarea laserului, crearea unui sistem mai compact și mai ieftin etc.

În cadrul tezei sunt investigate medii active noi de tip borat dopat cu Nd³⁺ cu potențial în generarea eficientă de pulsuri optice ultracurte, în domeniul picosecundelor, folosind două tehnici pasive de cuplare a modurilor de oscilație laser, respectiv NLM și SESAM (oglinză cu absorbant saturabil cu substrat semiconductor).

Sunt prezentate rezultate originale privind performanțele de emisie laser la $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, a trei cristale crescute prin tehnica Czochralski în Laboratorul ECS al INFLPR, respectiv Nd:GdCOB (oxoboratul de calciu și gadolinu dopat cu Nd³⁺), Nd:GdLuCOB (oxoboratul de calciu, lutețiu și gadolinu dopat cu Nd³⁺) și Nd:LGsB (boratul de lantan, gadolinu și scandiu dopat cu Nd³⁺) [1, 2]. Mediile active dopate cu Nd³⁺ propuse în cadrul tezei posedă gazde cristaline cu proprietăți neliniare de ordin doi importante (cu potențial de autodublare în frecvență eficientă), în timp ce lărgimea benzii de emisie caracteristică ionului activ dopant, permite obținerea pulsurilor laser ultracurte în domeniul picosecundelor.

Teza de doctorat conține atât studii teoretice, cât și experimentale. Pentru generarea pulsurilor optice ultracurte în domeniul picosecundelor, prin tehnica oglinzii neliniare,

aplicată mediilor autodubloare în frecvență, au fost realizate studii teoretice privind pragul de cuplare a modurilor laser în cazul unui mediu autodublor precum Nd:GdCOB [3]. Rezultatele obținute cu cristalul Nd:GdCOB autodublor sunt comparabile cu cele evaluate numeric pentru cazul unui cristal de tip Nd:YVO₄, dublat în frecvență de cristalul neliniar GdCOB (orientat pe diferite direcții de acord de fază de tip I) sau de cristalul LBO. De asemenea, sunt comparabile și cu cele raportate în literatură pentru un cristal de tip Nd:GdVO₄, dublat în frecvență de un cristal de KTP. Analiza teoretică a pragului de cuplare a modurilor laser prin tehnica oglinzii neliniare, aplicată cristalului Nd:GdCOB este validată prin rezultatele experimentale, obținute cu cristalul Nd:GdCOB, introdus într-un montaj de oglindă neliniară, dublat în frecvență, intracavitate, de un cristal LBO. În cadrul tezei este raportată prima operare a unui laser cu Nd:GdCOB, cu rezonator de tip Z și lungime de ordinul metrului (~1.4 m).

Acțiunea oglinzii neliniare de cuplare a modurilor poate fi înțeleasă prin analogie cu acțiunea unui absorbant saturabil cu semiconductor cu timp de răspuns rapid. Astfel, sunt prezentate rezultate experimentale obținute în cazul metodei SESAM aplicată unui cristal Nd:YVO₄, binecunoscut pentru proprietățile de emisie laser eficientă la $\lambda = 1 \mu\text{m}$, disponibil comercial. În cadrul tezei este punctată importanța alegerii unei cavități rezonante potrivite pentru construirea unui laser cu funcționare eficientă și stabilă în regimul de pulsuri ultracurte și este demonstrat faptul că parametrii specifici fiecărui dispozitiv SESAM pot influența regimul de funcționare al laserului și caracteristicile de ieșire ale acestuia (durata pulsului și puterea de vârf) [4].

Adițional, în cadrul tezei este prezentată o primă evaluare a cristalului Nd:LGSB, un mediu complet nou, raportat în anul 2016, în formă nedopată (LGSB) sau dopată cu Yb³⁺ (Yb:LGSB). Nd:LGSB a fost crescut pentru prima dată în lume, în Laboratorul ECS al INFLPR, în anul 2018, prin metoda Czochralski. În anul 2019 au fost raportate, în cadrul acestei teze, primele rezultate privind performanțele de emisie laser ale Nd:LGSB, atât în regim relaxat, cât și în cel de pulsuri ultracurte. Rezultatele au arătat că Nd:LGSB poate competiționa cu alte medii, disponibile comercial, precum Nd:YAG sau Nd:YVO₄, însă având avantajul major al unei matrici cristaline cu proprietăți optice neliniare de ordin doi semnificative [2].

Sistemele laser cu pulsuri ultracurte prezentate în această teză (cu durate de ordinul picosecundelor), modelate și realizate experimental, pot fi utilizate în domenii precum biologie, medicină, cercetare, industrie, etc.

2. Medii active laser de tip cristale dopate cu Nd^{3+} cu emisie la $1.06 \mu\text{m}$

Pentru înțelegerea metodei de identificare a unui mediu activ laser potrivit pentru experimentele propuse în cadrul tezei, este necesară cunoașterea unor noțiuni fundamentale atât în domeniul fizicii laserilor, cât și în domeniul cristalografiei și opticii neliniare. Capitolul 2 începe cu noțiuni fundamentale privind emisia laser în cristale (precum secțiunile eficace de interacție, schema de niveluri energetice și sistemul laser cu patru niveluri, formele de linii atomice și mecanismele de lărgire omogenă sau neomogenă) și continuă cu descrierea și clasificarea corpurilor solide în cristalografie, urmate de generarea armonicii a doua în cristale cu neliniaritate de ordin doi. În cadrul capitolului sunt prezentate proprietățile fizico-chimice ale unor medii active laser constituite din cristale dopate cu Nd^{3+} , utilizate frecvent în sistemele laser cu emisie eficientă la $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$. Deoarece aplicarea metodei oglinzii neliniare în cazul mediilor cu proprietăți de autodublare în frecvență, implică o eficiență bună atât în procesul de emisie laser, cât și în cel de generare a armonicii a doua intra-cavitate, în acest capitol sunt prezentate condițiile necesare a fi îndeplinite de către mediul activ, pentru a asigura simultan funcționarea performantă a laserului în regimul de operare dorit (de pulsuri ultracurte) și dublarea în frecvență cu eficiență ridicată.

Teza de doctorat propune ca materiale de studiu trei cristale cu proprietăți neliniare de ordin doi importante, având structură de tip borat dopat cu Nd^{3+} ($\text{Nd}:\text{GdCOB}$, $\text{Nd}:\text{GdLuCOB}$ și $\text{Nd}:\text{LGSB}$) și caracteristici spectroscopice favorabile emisiei laser la lungimea de undă de $1.06 \mu\text{m}$, concomitent cu o emisie laser polarizată liniar, ce poate fi utilizată în experimente de autodublare în frecvență, în condiții de acord de fază de tip I.

În acest capitol sunt furnizate informații cu privire la creșterea cristalelor prin metoda Czochralski (oferind exemple concrete în cazul $\text{Nd}:\text{GdCOB}$, $\text{Nd}:\text{GdLuCOB}$ și $\text{Nd}:\text{LGSB}$) și pregătirea (orientarea și tăierea) unor cristale neliniare, pentru viitoare experimente laser sau de generare a armonicii a doua (SHG). Sunt discutate metodele experimentale utilizate la determinarea proprietăților spectroscopice de interes pentru emisia laser la $\lambda \sim 1.06 \mu\text{m}$ (secțiunea eficace de absorbție la $\sim 0.81 \mu\text{m}$, secțiunea eficace de emisie la $1.06 \mu\text{m}$ și timpul de viață al nivelului metastabil $^4\text{F}_{3/2}$), pentru cristalele crescute în laboratorul ECS al INFLPR, menționate anterior. La sfârșitul capitolului sunt prezentate câteva rezultate experimentale raportate în literatură pentru emisia laser a $\text{Nd}:\text{GdCOB}$, la $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, în regim relaxat și condiție de autodublare în frecvență.

2.1 Cristale de tip borat dopat cu Nd^{3+} crescute în laboratorul ECS

Figura 1 prezintă cristalele de tip borat dopat cu Nd^{3+} , crescute prin metoda Czochralski, în Laboratorul ECS al INFLPR, în cadrul Grupului de Creșteri de Cristale.

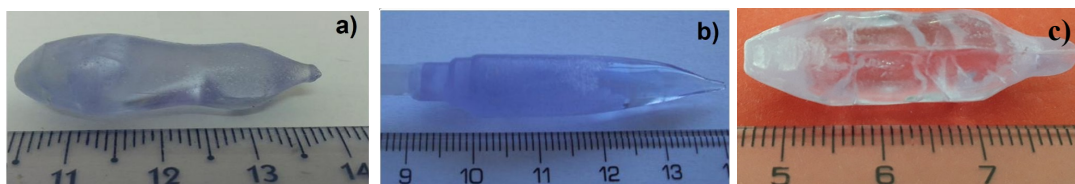


Figura 1: Cristale de tip borat dopat cu Nd^{3+} crescute în Laboratorul ECS al INFLPR; a) $\text{Nd}:\text{GdLuCOB}$; b) $\text{Nd}:\text{GdCOB}$; c) $\text{Nd}:\text{LGSB}$.

Tabelul 1 conține compoziția chimică a cristalelor de tip borat dopat cu Nd^{3+} investigate și parametrii de creștere aferenți. Nd:GdCOB ($Nd_{0.04}Gd_{0.96}Ca_4O(BO_3)_3$) a fost crescut în condiții similare cu Nd:GdLuCOB, dispuse în Tabelul 1.

Tabel 1: Condițiile de creștere (prin metoda Czochralski) ale cristalelor Nd:GdLuCOB (sau Nd:GdCOB) și Nd:LGSB.

Parametru	Nd:GdLuCOB	Nd:LGSB
Compoziție chimică	$Nd_{0.04}Gd_{0.86}Lu_{0.10}Ca_4O(BO_3)_3$	$La_{0.628}Nd_{0.05}Gd_{0.572}Sc_{2.75}(BO_3)_4$
Direcție de creștere	Y ($\parallel$ b)	c
Temperatură de creștere (°C)	1480	1510
Viteza de rotație (rpm)	12	8
Viteza de tragere (mm/h)	0.8	2

2.2 Proprietățile fizico-chimice ale unor cristale dopate cu Nd^{3+}

Proprietățile fizico-chimice ale unui mediu activ pot oferi informații cu privire la posibilele performanțe ale sistemului laser, ca de exemplu: puterea maximă livrată de laser, regimul de operare (continuu, de pulsuri scurte sau ultracurte), domeniul spectral, etc. Tabelul 2 prezintă câteva proprietăți ale unor medii active laser raportate deseori, în studii care au vizat emisia laser la $\lambda = 1.06 \mu m$.

Tabelul 2: Proprietăți ale unor cristale laser dopate cu Nd^{3+} .

Proprietatea	Nd:YAG [5]	Nd:YVO ₄ [5]	Nd:GdVO ₄ [5]	Nd:YLF [5]	Nd:GdCOB [6, 7]	Nd:LSB [8]
Structura cristalină	Cubică	Tetrago-nală	Tetrago-nala	Tetrago-nală	Monoclini-că	Mono-clinică
Clasificarea cristalului	Izotrop	Uniaxial pozitiv	Uniaxial pozitiv	Uniaxial negativ	Biaxial negativ	Biaxial
Concentrația de Nd^{3+} (10^{20} ioni/cm ³)	1.38 (1.0 at.%)	1.25 (1.0 at.%)	1.25 (1.0 at.%)	1.39 (1.0 at.%)	1.8 (4.0 at.%)	5.1 (10 at.%)
Duritatea, la scara Mohs	8.5	4-5	4-5	4-5	6.5	7
Dilatarea termică ($10^{-6} K^{-1}$)	7.5	a: 3.1 c: 7.2	a: 1.6 c: 7.3	a: 13 c: 8	x: 11.6 y: 5.4 z: 5.9	
Conductivitatea termică (W/ m·K)	13	5.2	12	6	2	2.8
Caldura specifică (J/ Kg ·K)	600	505	502	790	665	
Indicele de refracție la $\lambda = 1.06 \mu m$	1.82	$n_o = 1.96$ $n_c = 2.17$	$n_o = 1.97$ $n_c = 2.19$	$n_o = 1.45$ $n_c = 1.47$	$n_x = 1.685$ $n_y = 1.71$ $n_z = 1.72$	$n_x = 1.828$ $n_y = 1.827$ $n_z = 1.828$

Înainte de a efectua experimente laser pe un mediu activ nou, precum un borat dopat cu Nd^{3+} , indisponibil comercial, este important de obținut mediul activ de interes, cu calitate optică bună, de a-i evalua proprietățile spectroscopice corespunzătoare tranzițiilor radiative de interes și de a-l pregăti pentru viitoare experimente laser prin orientarea, tăierea și șlefuirea adecvată.

2.3 Orientarea cristalelor de tip borat dopat cu Nd^{3+}

Din cristalele crescute prin Czochralski (Figura 1a și b), au fost tăiate două elemente cu grosimea de 1 mm, orientate pe direcțiile de acord de fază de tip I, din planele principale ZX (pentru Nd:GdLuCOB) și XY (pentru Nd:GdCOB). Direcțiile de dublare în frecvență au fost identificate urmărindu-se generarea armonicii a doua a unui laser cu Nd:YAG, cu operare în regim de undă pulsată. Direcțiile determinate sunt descrise de unghiurile: $(\theta, \varphi) = (22^\circ, 180^\circ)$ pentru Nd:GdLuCOB ZX-cut și: $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 48.4^\circ)$, pentru Nd:GdCOB XY-cut [1]. Figura 2 prezintă ciclul de tăiere și orientare a unui cristal de Nd:GdCOB, pe direcția de acord de fază de tip I, în planul principal XY, descrisă de perechea de unghiuri $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 48.4^\circ)$. Figura 3 arată elementul de cristal ce va fi decupat din cristalul Nd:GdCOB, cu fețe perpendiculare pe direcțiile cristalofizice (Figura 2b).

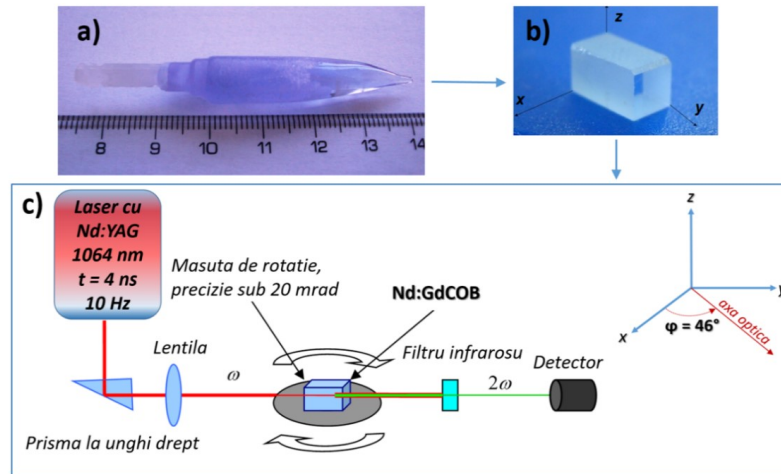


Figura 2: Orientarea unui cristal pentru experimente de autodublare în frecvență: a) Nd:GdCOB scos din instalația de creștere [1]; b) element de Nd:GdCOB decupat din cristalul brut, cu fețele perpendiculare pe direcțiile cristalofizice X, Y, Z; c) montaj experimental folosit la identificarea direcției de acord de fază de tip I, în planul XY.

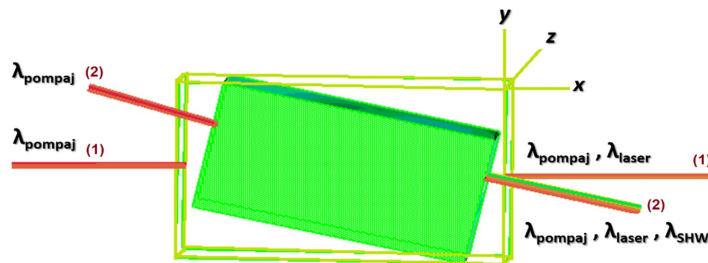


Figura 3: Propagarea radiației de pompaj ($\lambda = 812 \text{ nm}$, în acest studiu) și laser ($\lambda = 1061 \text{ nm}$, în cazul Nd:GdCOB) în două situații: (1) propagare în lungul axei X și (2) propagare în lungul direcției de acord de fază de tip I, în planul XY.

Nd:LGSB a fost crescut pe direcția cristalografică c . Din cristalul Nd:LGSB crescut (Figura 1c) au fost tăiate două elemente (de o calitate optică foarte bună), orientate pe direcțiile cristalografice a și c . Fețele lor au fost șlefuite la calitate laser. Experimentele de difracție de raze X efectuate pe pulberi din cristalul crescut au arătat că acesta este izostructural cu cristalele YAB și LGSB, având o structură trigonală și un grup spațial de simetrie $R32$, demonstrând astfel potențialul de neliniaritate de ordin doi caracteristic boraților. Un studiu recent [9] a raportat proprietățile neliniare de ordin doi, ale cristalului LGSB pur, crescut prin tehnica Czochralski, în comparație cu cele ale cristalului YAB, crescut prin metoda fluxului.

Alegerea unui cristal autodublor în frecvență trebuie să țină cont de anumite aspecte favorabile emisiei laser dar și generării eficiente a armonicii a doua. Sunt căutate acele medii care să posede proprietăți spectroscopice bune, concomitent cu gazde neliniare descrise prin: unghi de walk-off mic, birefringență moderată, prag ridicat de distrugere în câmp laser intens, coeficient neliniar efectiv de ordin 2 cât mai mare, acceptanțe unghiulare, termice și spectrale cât mai bune (mari), acord de fază realizabil la temperatura camerei, acord de fază de tip I, acord de fază în planele principale, absorbție neglijabilă la lungimea de undă laser și la armonica a doua, etc.

2.4 Proprietățile spectroscopice ale cristalelor de tip borat dopat cu Nd³⁺

Un mediu optic neliniar răspunde mai eficient atunci când radiația incidentă pe acesta este mai intensă. Pentru ca laserul cu autodublare în frecvență să fie performant, este necesar, în primul rând, să fie identificat acel mediu activ cu proprietăți spectroscopice cât mai favorabile pentru o emisie laser eficientă. Atât pragul de emisie laser, cât și eficiența optică a unui laser depind de trei parametri spectroscopici importanți: secțiunea eficace de absorbție la lungimea de undă de pompaj, secțiunea eficace de emisie la lungimea de undă corespunzătoare tranziției laser și timpul de viață al nivelului metastabil $^4F_{3/2}$.

În cadrul grupului de Spectroscopie Optică, al Laboratorului ECS, au fost determinate proprietățile spectroscopice de interes pentru tranziția laser la $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, a cristalelor Nd:GdCOB XY-cut, Nd:GdLuCOB ZX-cut și Nd:LGSB a -cut. Experimentele de spectroscopie au constatat în măsurători de absorbție, de luminescență și de cinetică a emisiei. Montajele experimentale au fost adaptate pentru fiecare tip de măsurătoare spectroscopică.

Valorile maxime ale secțiunilor eficace de absorbție obținute au fost $\sim 1.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (la $\lambda = 811.7 \text{ nm}$) pentru Nd:GdLuCOB ZX-cut și $\sim 1.37 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (la $\lambda = 812 \text{ nm}$) pentru Nd:GdCOB XY-cut. Pentru Nd:LGSB a -cut secțiunea eficace de absorbție depinde puternic de polarizarea radiației de pompaj, valoarea acesteia fiind fie $5.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (polarizare π), fie $1.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (polarizare σ).

Au fost înregistrate spectre de emisie, la temperatura camerei, în domeniul infraroșu apropiat (960 -1230 nm). Secțiunile eficace de emisie (σ_{em}) corespunzătoare tranziției $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ pentru Nd:GdLuCOB ZX-cut și Nd:GdCOB XY-cut au fost determinate prin metoda Fuchtbauer-Ladenburg [10], iar valorile obținute la $\lambda_{em} = 1.06 \mu\text{m}$ au fost $3.78 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ și respectiv $2.94 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. În cazul Nd:LGSB a -cut, secțiunea eficace de emisie centrată la $\lambda_{em} = 1063 \text{ nm}$ a fost $2.1 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ (polarizare σ) sau $1.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ (polarizare π) [2]. Se observă că secțiunea eficace de emisie a Nd:LGSB este cu un ordin de mărime mai mare în raport cu secțiunea eficace a Nd:GdCOB (sau Nd:GdLuCOB). În plus, Nd:LGSB se caracterizează prin linii de emisie foarte largi, respectiv 6.5 nm (polarizare σ) și 7.3 nm (polarizare π) [2].

Curbele de dezexcitare aferente nivelului laser metastabil $^4F_{3/2}$ au fost înregistrate la temperatura camerei. Timpul de viață pentru nivelul $^4F_{3/2}$ a fost evaluat ca fiind 101.5 μ s pentru 4.0-at.% Nd:GdLuCOB, având o valoare foarte apropiată de timpul de viață măsurat (98 μ s) pentru 4.0-at.% Nd:GdCOB [1]. Din fitarea curbei de dezexcitare s-a determinat o valoare a timpului de viață $\tau_f = 144 \mu$ s, al nivelului $^4F_{3/2}$, pentru 5.0-at.% Nd:LGSB. D.K. Sardar și coautorii [11] au raportat o valoare apropiată a timpului de viață ($\tau_f = 150 \mu$ s), pentru 5.0-at.% Nd:LSB.

Funcționarea eficientă a unui laser depinde de parametrii spectroscopici, definiții pentru fiecare mediu activ în parte, de sursa de pompaj, dar și de cavitatea rezonantă, împreună cu pierderile asociate cu aceasta. În plus, dacă se intenționează construirea unui laser cu pulsuri cu durata de ordinul picosecundelor sau mai scurte, lărgimea benzii de emisie a mediului activ, constituie un element cheie care impune durata minimă a pulsului laser ce poate fi obținut cu acel mediu. În general, banda de emisie a mediului activ trebuie să fie cât mai largă, pentru a permite generarea de pulsuri cât mai scurte, concomitent cu operarea la puteri de vârf cât mai ridicate [12].

Pentru comparație, în Tabelul 3 sunt listate caracteristicile spectroscopice ale unor medii active laser cunoscute, precum Nd:YAG și Nd:YVO₄, alături de cele ale cristalelor de tip borat dopat cu Nd³⁺. Parametrii conținuți în Tabelul 3 au următoarele notații: σ_{abs} -secțiunea eficace de absorbție la lungimea de undă de pompaj centrată în jurul valorii de $\sim 0.81 \mu$ m, τ_f -timpul de viață al nivelului laser superior, λ_{em} -lungimea de undă corespunzătoare tranziției laser (valoarea din centrul liniei de emisie), $\Delta\lambda_{em}$ -lărgimea liniei de emisie laser, σ_{em} -secțiunea eficace de emisie laser și I_{sat} -intensitatea de saturație a mediului activ laser.

Tabelul 3: Proprietățile spectroscopice ale unor medii active dopate cu Nd³⁺.

Material	σ_{abs} (10 ⁻²⁰ cm ²)	τ_f (μ s)	λ_{em} (nm)	$\Delta\lambda_{em}$ (nm)	σ_{em} (10 ⁻¹⁹ cm ²)	I_{sat} (kW/cm ²)
Nd:LGSB [2]	5.1 (π) 1.3 (σ)	144 (5.0-at.% Nd)	1063	6.5 (σ) 7.3 (π)	2.1 (σ) 1.8 (π)	6.18
Nd:YAG [13]	7	240	1064	0.5	3.3	2.36
Nd:YVO ₄ [14]	27	95 (1.0-at.% Nd)	1064	0.8	19.5	1
Nd:LSB [11,13]	7.1	150 [11] (5.0-at.% Nd) 118 [13] (10-at.% Nd)	1063	4	1.45 [11] 1.3 [13]	8.6 [11] 12.2 [13]
Nd:GdCOB [1]	1.4	98 (4.0-at.% Nd)	1061	2.1	0.29	65
Nd:YAB [15]	2.3	60 (4.0-at.% Nd)	1061	9	10	3.12

Dintre mediile Nd:YAG, Nd:LGSB și Nd:YVO₄, Nd:LGSB are banda de emisie de aproape 10 ori mai mare, favorizând operarea în regimul de pulsuri ultracurte și accesarea domeniului temporal sub-ps.

3. Metode pasive de cuplare în fază a modurilor laser

Există mai multe mecanisme de selecție ce pot fi întrebuințate la cuplarea modurilor. În funcție de mecanismul de selecție utilizat și de modul de funcționare al acestuia, cuplarea modurilor poate fi pasivă sau activă. Dacă mecanismul de selecție se bazează pe o modulație a frecvenței semnalului din cavitate și apare la introducerea unui modulator optic în cavitatea laser (precum un modulator electro-optic sau acusto-optic), acționat (alimentat) extern, atunci tehnica de cuplare este activă. Dacă în locul modulatorului optic de frecvență, este introdus un alt dispozitiv, cu proprietăți de absorbție saturabilă, atunci, tehnica se numește pasivă, deoarece absorbantul saturabil inserat în cavitatea laser, va funcționa singur (este de sine-stătător) și va avea un răspuns dependent doar de intensitatea radiației incidente pe acesta. Spre deosebire de tehnicile active de cuplare a modurilor de oscilație, tehnicile pasive sunt extrem de utilizate deoarece oferă simplitate și permit generarea de pulsuri mult mai scurte, cu durate apropiate de limita dată de transformare.

Capitolul 3 este destinat subiectului cuplării pasive a modurilor de oscilație laser. Modurile de oscilație laser sau pe scurt modurile laser reprezintă distribuții ale câmpului electromagnetic care satisfac ecuația undei și condițiile de margine impuse de un rezonator optic. În cadrul capitolului este descris mecanismul de formare a pulsului ultracurt, având la bază cuplarea în fază a modurilor laser. Tot aici, sunt amintite diferite metode pasive de cuplare a modurilor laser, punându-se accent pe două tehnici utilizate adesea în generarea pulsurilor optice ultracurte în domeniul picosecundelor, respectiv metoda oglinzii neliniare și cea a oglinzii cu absorbție saturabilă cu substrat semiconductor.

Acest capitol conține o parte de modelare matematică, în cadrul căreia sunt propuse mediile cu proprietăți de autodublare în frecvență pentru a fi folosite la generarea pulsurilor optice ultracurte prin metoda oglinzii neliniare. Sunt prezentate rezultate numerice originale privind evaluarea pragului de cuplare a modurilor laser, pentru Nd:GdCOB, utilizat într-o configurație de oglindă neliniară. Valorile obținute sunt analizate cu cele ale unui mediu activ de tip Nd:YVO₄, situat într-o configurație de oglindă neliniară constituită dintr-un cristal dublor în frecvență precum LBO sau GdCOB pur (nedopat). Valorile pentru pragul de cuplare a modurilor, rezultate din studiile teoretice, sunt comparabile cu cele raportate în literatură și pot fi utile la construirea sistemelor laser cu pulsuri ultracurte, compacte, cu cost redus și schemă simplificată.

Metoda absorbantului saturabil este extrem de cunoscută și relativ ușor de aplicat în laborator, dacă sunt furnizate condițiile favorabile funcționării laserului în regimul de pulsuri ultracurte. În Capitolul 3 sunt descriși parametrii importanți care influențează performanțele laserului cu pulsuri ultracurte obținute prin aplicarea metodei absorbantului saturabil cu semiconductor.

Cu scopul de a oferi o perspectivă asupra progresului în acest domeniu de cercetare, al generării pulsurilor optice ultracurte prin aplicarea metodelor pasive de cuplare a modurilor de oscilație, în cazul laserilor cu corp solid, la sfârșitul Capitolului 3 sunt prezentate câteva rezultate experimentale obținute pentru sisteme laser similare cu cele raportate în cadrul tezei. Printre rezultatele raportate la sfârșitul Capitolului 3 se regăsesc și contribuțiile proprii în acest domeniu de cercetare, respectiv performanțele sistemelor laser cu medii active Nd:YVO₄ și Nd:LGsB, cu funcționare în regim de pulsuri ultracurte, bazate pe metoda SESAM pentru cuplarea modurilor.

3.1 Cuplarea în fază a modurilor laser

Emisia laser în regimul relaxat este caracterizată printr-o tren continuu de pulsuri cu amplitudini și faze aleatorii, distribuite haotic în domeniul temporal. Introducând un mecanism de selecție (a unui modulator de amplitudine sau de frecvență) a modurilor laser cu amplitudine crescută în raport cu modurile cu amplitudine mai joasă, este posibil ca la un moment de timp, un singur puls să supraviețuiască bătaii de frecvențe din cavitatea laser. Acest puls va câștiga competiția cu celelalte pulsuri din cavitate, în urma amplificării acestuia cu fiecare trecere dublă prin rezonator, atunci când mecanismul de selecție va fi activat. Celelalte pulsuri de amplitudine mai mică, care oscilează liber în cavitatea laser, dar care nu sunt în fază cu pulsul cel mai intens, vor suferi pierderi considerabile și în timp vor dispărea din cavitate, având un prag de emisie mai ridicat, în raport cu pragul de emisie laser al pulsului intens. Cu alte cuvinte, cuplarea în fază a modurilor laser constă în adăugarea coerentă a amplitudinilor undelor electromagnetice ce oscilează simultan în cavitatea laser, având ca efect saturarea mai rapidă a câștigului mediului activ și scăderea pragului de emisie laser în raport cu pragul de emisie laser în undă continuă, favorizând operarea în regimul de pulsuri ultracurte. Deoarece condiția de emisie laser este satisfăcută doar o dată la un ciclu complet de parcurgere a cavității, doar de către pulsul mai intens, atunci când mecanismul de selecție este activ și pulsul întâlnește modulatorul, la ieșirea din sistemul laser se observă un tren continuu de pulsuri ultracurte, cu rata de repetiție bine definită, ce corespunde timpului necesar de parcurgere dublă a cavității. Fasciculul livrat de sistemul laser cu funcționare în regim de moduri de oscilație cuplate constă într-un tren de pulsuri ultracurte cu rata de repetiție dată de lungimea rezonatorului, prin relația:

$$\nu = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (1)$$

unde, c este viteza luminii iar L este lungimea rezonatorului optic. Puterea de vârf a pulsului laser ultracurt provenit din cuplarea modurilor de oscilație laser este direct proporțională cu numărul de moduri laser cuplate în fază și cu puterea medie a laserului. La construirea unui astfel de sistem se optează pentru acele cavități rezonante compatibile cu un număr cât mai mare de moduri de oscilație (alegând un mediu activ cu bandă de emisie largă și o lungime a rezonatorului suficient de mare). Numărul modurilor laser crește cu lungimea cavității laser, însă rata de repetiție a acestora scade. În funcție de aplicații, rata de repetiție a laserului cu pulsuri ultracurte poate fi de la câțiva MHz până la sute MHz sau câțiva GHz [4,16,17].

3.2 Formarea pulsului ultracurt

Presupunând funcționarea unui laser cu un singur mod transversal, putem afirma că laserul oscilează cu $N = 2m+1$ moduri axiale, frecvența de oscilație a modului fiind distribuită în jurul unei frecvențe centrale, notată cu ω_0 . Separarea dintre două moduri axiale consecutive poate fi scrisă sub forma $2\pi/t_r$, iar t_r este timpul de trecere dublă prin cavitate, $t_r = 1/\nu$. Se poate demonstra că în cazul cuplării a N moduri de oscilație (având faze constante și amplitudini egale), intensitatea pulsului ultracurt, $I(t)$, poate fi exprimată astfel [18]:

$$I(t) = E(t) \cdot E^*(t) = E_0^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\pi t}{t_r}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi t}{t_r}\right)} \quad (2)$$

unde $E(t)$ reprezintă amplitudinea câmpului electric corespunzătoare fiecărui mod laser ce contribuie la formarea pulsului și N este numărul de moduri de oscilație cuplate. Presupunând pulsuri ultracurte cu durată mult mai mică decât timpul necesar trecerii duble prin cavitate, $\sin(N\pi t/t_r)$ poate fi aproximată cu $N\pi t/t_r$ și expresia intensității devine:

$$I = E_0^2 \cdot N^2 \quad (3)$$

Figura 4 arată un tren de pulsuri ultracurte echidistante generate într-o cavitate laser cu lungimea optică $L_{rez} = 0.6$ m, necesitând un timp de trecere dublă prin cavitate $t_r = 4$ ns, ce corespunde unei rate de repetiție $\nu_{rep} = 250$ MHz (modelare numerică). Presupunând că laserul are o lărgime a liniei de emisie $\Delta\lambda = 1.7$ nm și o lungime de undă centrală $\lambda_0 = 1062$ nm, putem calcula lărgimea spectrală în domeniul frecvenței ca fiind $\Delta\nu \sim 452$ GHz.

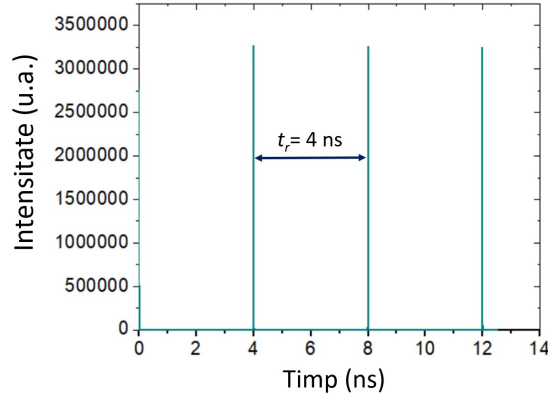


Figura 4: Tren de pulsuri ultracurte cu durată în domeniul picosecundelor și rata de repetiție ~ 250 MHz (modelare numerică).

În interiorul curbei de câștig cu lărgimea $\Delta\nu$ pot oscila N moduri laser, unde $N = \Delta\nu/\nu_{rep}$. Pentru o rată de repetiție de 250 MHz și $\Delta\nu \sim 452$ GHz, numărul N va fi ~ 1808 . Presupunem oscilația întregului număr (N) de moduri laser, fiecare având o amplitudine egală cu unitatea. Fitarea cu funcția Gauss a pulsului, în domeniul temporal, indică o valoare pentru lărgimea la semiînălțime $\Delta\tau = 1.66$ ps. Dacă pentru aceeași cavitate optică, se cuplează în fază doar 1000 de moduri, atunci durată pulsului va crește de la $\Delta\tau \sim 1.7$ ps la $\Delta\tau \sim 3$ ps. Efectul de scurtare a pulsului scade cu diminuarea numărului de moduri laser cuplate. Figura 5 prezintă pulsurile ultracurte rezultate prin cuplarea a $N_1 = 1800$ moduri sau $N_2 = 1000$ moduri, ale cavității optice de mai sus.

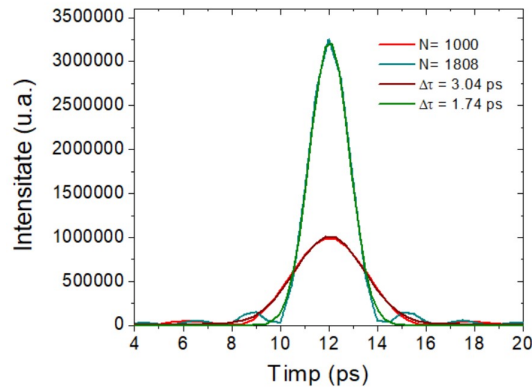


Figura 5: Pulsuri ultracurte cu durată în domeniul picosecundelor generate prin cuplarea a N moduri de oscilație laser (modelare numerică).

Până în prezent, a fost demonstrată cuplarea modurilor în cazul laserilor cu corp solid dopat cu Nd^{3+} , prin diferite tehnici. În funcție de metoda implementată la cuplarea modurilor (pasivă sau activă) și condițiile experimentale, pulsurile ultracurte pot să fie sau nu limitate Fourier, adică pot avea sau nu durată minimă posibilă, corespunzătoare lărgimii benzii de emisie laser, conform relației:

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = 0.441 \quad (4)$$

Produsul dintre lărgimea de bandă și durată pulsului este constant și depinde de forma pulsului laser. Relația (4) este valabilă pentru pulsuri cu distribuție Gauss.

Principalele tehnici de cuplare pasivă sunt: metoda rezonatorilor cuplați (additive pulse mode-locking sau coupled cavity mode-locking), metoda oglinzii neliniare (nonlinear mirror mode-locking), metoda lentilei Kerr (Kerr lens mode-locking) și, nu în ultimul rând, tehnica oglinzii cu absorbant saturabil cu semiconductor (SESAM mode-locking). Studiile au arătat că laserii cu pulsuri ultracurte în domeniul picosecundelor, având o durată a pulsului limitată Fourier și puteri medii de ordinul Watt-ului, pot fi obținuți, în general, cu metoda absorbantului saturabil sau a oglinzii neliniare. Oglinda neliniară are avantajul de a acționa precum un absorbant saturabil, dar, spre deosebire de SESAM, prezintă un răspuns extrem de rapid, aproape instantaneu, nefiind limitat de timpul de refacere caracteristic fiecărui absorbant cu semiconductor, grafenă ori nanotuburi de carbon. Așadar, pulsurile livrate prin aplicarea tehnicii oglinzii neliniare sunt de regulă foarte scurte, singura limitare provenind din dispersia vitezei de grup.

3.3 Metoda oglinzii neliniare

Oglinda neliniară (NLM), propusă inițial de K. A. Stankov [19] constă într-un sistem alcătuit dintr-un cristal neliniar de ordin doi (orientat pentru asigurarea condiției de acord de fază, în procesul de generare a armonicii a doua) și o oglindă dicroică (DM), având fețele perpendiculare pe direcția de propagare, depuse cu straturi cu reflectivitate totală la lungimea de undă corespunzătoare armonicii a doua ($R_{2\omega}$) și reflectivitate parțială la lungimea de undă corespunzătoare frecvenței fundamentale (R_{ω}). Acest sistem se comportă ca o oglindă, a cărei reflectivitate totală la frecvența fundamentală, poate să crească sau să scadă, în funcție de diferența de fază dintre cele două frecvențe (fundamentală și armonica a doua), acumulată până la momentul trecerii secunde prin mediul neliniar. Atunci când diferența de fază dintre frecvența fundamentală și frecvența dublă favorizează o creștere a reflectivității (în raport cu intensitatea luminii), acțiunea oglinzii neliniare este similară cu cea a unui absorbant saturabil rapid. Figura 6 arată o schemă simplificată a unei oglinzi neliniare.

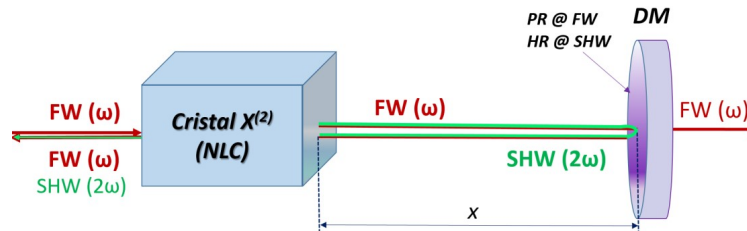


Figura 6: Oglindă neliniară; $FW(\omega)$ -undă la frecvența fundamentală ω ; $SHW(2\omega)$ -undă la frecvența armonicii a doua 2ω , NLC -cristal neliniar de ordin 2, DM -oglină dicroică: PR -reflectivitate parțială (la FW), HR -reflectivitate ridicată (la SHW).

Un fascicul intens cu frecvența fundamentală ω (de exemplu frecvența asociată lungimii de undă $\lambda_{\text{FW}} = 1.06 \mu\text{m}$) generează în prima trecere, prin cristalul cu proprietăți neliniare de ordin 2, o undă cu frecvența armonică a doua 2ω (în exemplul ales $\lambda_{\text{SHW}} = 0.53 \mu\text{m}$). În pasul următor, ambele unde emise de cristalul neliniar se propagă în aer pe distanța x , până la întâlnirea oglinzii dicroice DM. Mediul dispersiv, în acest caz aerul [20], induce o variație de fază între FW și SHW care depinde de distanța x dintre NLC și DM. La o anumită valoare a distanței x , datorită dispersiei în aer, SHW poate fi reconversată total sau parțial în FW. Procentul de reconversie depinde de intensitatea undei incidente, astfel încât ansamblul se comportă precum o oglindă cu reflectivitate neliniară la FW. Printre avantajele oglinzii neliniare se numără: timpul de răspuns rapid, rezoluția temporală de ordinul subpicosecunde, lipsa unei variații de frecvență, fiabilitatea, amplificarea radiației fundamentale în prezența armonică a doua, emisia pulsată la ambele lungimi de undă, coeficientul de reflectivitate dependent de intensitate etc. [19].

Descrierea matematică a funcționării oglinzii neliniare, realizată de Stankov, presupune următoarele aproximații (în descriere am utilizat notațiile date de Stankov [19]): acord de fază perfect ($2 \cdot k_1 - k_2 = 0$, unde k_1 și k_2 reprezintă vectorii de undă corespunzători undelor cu frecvențe ω și 2ω) și necritic (evitând efectul de “phase walk-off”); operare de tip quasi-staționară. K.A. Stankov [19] a demonstrat că putem exprima coeficientul de reflexie al oglinzii neliniare (R_{NL}), în funcție de reflectivitățile liniare ale oglinzii dicroice (R_ω și $R_{2\omega}$) și de eficiența de generare a armonică a doua, după cum urmează:

$$R_{\text{NL}} = [\eta R_{2\omega} + (1 - \eta) R_\omega] \cdot \left\{ 1 - \tanh^2 \left[\sqrt{\eta R_{2\omega} + (1 - \eta) R_\omega} \cdot \arctan h \sqrt{\eta} - \arctan h \sqrt{\eta R_{2\omega} / (\eta R_{2\omega} + R_\omega - \eta R_\omega)} \right] \right\}$$

Considerând o reflectivitate totală a DM, la SHW ($R_{2\omega} = 1$) și notând

$$B = \eta + (1 - \eta) R_\omega \quad (5)$$

expresia R_{NL} devine:

$$R_{\text{NL}} = B \cdot [1 - \tanh^2 (\sqrt{B} \arctan h \sqrt{\eta} - \arctan h \sqrt{\eta / B})] \quad (6)$$

Figurile următoare arată dependența reflectivității neliniare relative (R_{NL}/R_ω) de diferiți parametri: eficiența de generare a armonică a doua (η), reflectivitatea liniară a DM la FW (R_ω) și intensitatea FW incidentă (I_ω).

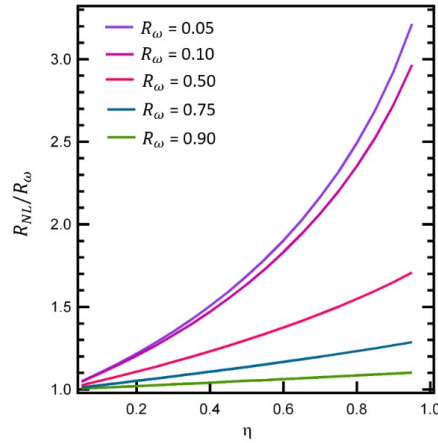


Figura 7: Reflectivitatea relativă a oglinzii neliniare în funcție de eficiența de conversie η , pentru diferite reflectivități liniare ale DM, R_ω .

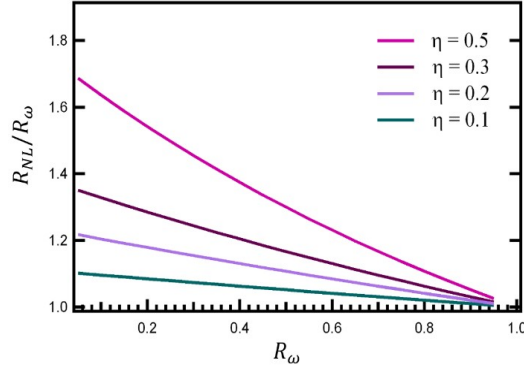


Figura 8: Reflectivitatea relativă a oglinzii neliniare în funcție de reflectivitatea liniară R_ω , pentru diferite eficiențe de conversie η .

Atunci când oglinda dicroică are reflectivitate ridicată la FW, oglinda neliniară prezintă un răspuns slab, iar dependența R_{NL} de η urmează o lege liniară, pentru valori R_ω situate între 0.9-0.75, în timp ce pentru reflectivități mai mici, răspunsul oglinzii neliniare crește, iar R_{NL} variază după o lege pătratică.

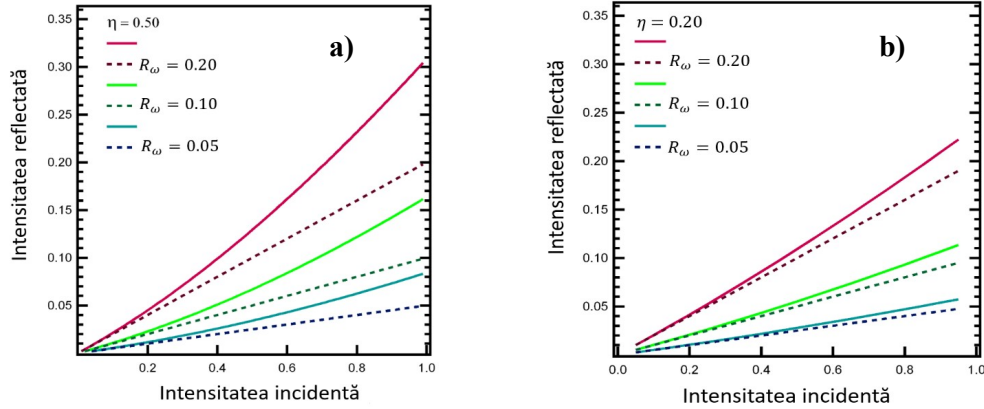


Figura 9: Reflectivitatea relativă a oglinzii neliniare în funcție de intensitatea FW, pentru diferite R_ω , la eficiența de conversie a) $\eta = 0.5$ și b) $\eta = 0.2$.

Este interesant de constatat că la o eficiență de conversie a FW în SHW, egală cu 20%, diferența dintre reflectivitatea neliniară a dispozitivului și reflectivitatea liniară a oglinzii dicroice, pentru FW, este mult mai mică, în comparație cu aceeași diferență în reflectivitate, dar pentru o eficiență de conversie de 50%. Pentru a putea beneficia de o oglindă neliniară cu răspuns semnificativ pozitiv la FW, este nevoie să fie satisfăcute cerințele: ajustarea fazei relative dintre FW și SHW (astfel încât în a doua trecere prin NLC reconversia SHW în FW să fie maximă), operarea la intensități FW cât mai mari (pentru o eficiență de conversie η mare) și folosirea unei oglinzi dicroice cu reflectivitate liniară la FW cât mai mică posibil, astfel încât oglinda neliniară să fie cât mai eficientă, asigurând, totodată, operarea eficientă a laserului.

Stankov a demonstrat într-o lucrare anterioară [21] mecanismul de scurtare a unui puls cu distribuție Gauss, valabil în anumite condiții: acord de fază perfect, diferență de fază relativă între FW și SHW favorabilă pentru susținerea efectului de oglindă neliniară, oscilația unui singur puls Gauss cu amplitudinea normală, aproximația unde

plane, cristal neliniar cu o lungime la care efectul de dispersie a vitezei de grup este neglijabil, efect walk-off redus, etc.

Fie pulsul Gauss cu distribuția temporală de forma:

$$I_{\omega} = I(t) = e^{-4 \ln 2 \cdot t^2} \quad (7)$$

Se definește eficiența de conversie instantanee:

$$\eta(t) = \tanh^2 \left(\sqrt{I(t)} \arctan h \sqrt{\eta_0} \right) \quad (8)$$

unde η_0 reprezintă eficiența de conversie în vârful pulsului, pentru $t=0$ și $I=0$. Se calculează $R_{NL}(t)$ și se introduce expresia lui $\eta(t)$ în relațiile (5) și (6). Intensitatea $I_r(t)$ a pulsului reflectat, la ieșirea din oglinda neliniară, la stânga cristalului neliniar NLC, este dată de expresia:

$$I_r(t) = I(t) \cdot R_{NL}(t) \quad (9)$$

Calculând timpul necesar pentru ca $I_r(t)$ să scadă la jumătate din valoarea maximă, se găsește valoarea FWHM a duratei pulsului ultracurt, după reflexia pe oglinda dicroică.

Figurile următoare arată rezultatele obținute pentru durata relativă a pulsului, τ , atunci când sunt variați parametri precum eficiența de generare a armonicii a doua, coeficientul linear al oglinzii dicroice și intensitatea undei fundamentale incidentă pe oglinda dicroică.

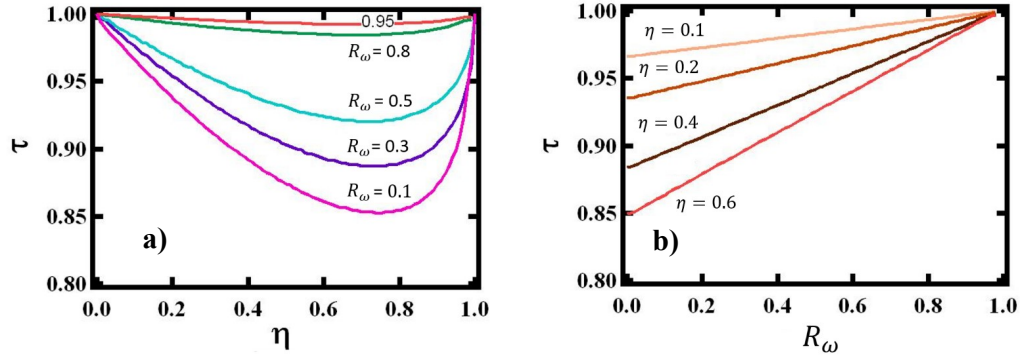


Figura 10: a) Lărgimea relativă a pulsului, τ , după reflexia pe oglinda neliniară a unui puls Gauss normal (FWHM= 1), în funcție de eficiența de conversie η , la diferiți coeficienți de reflexie la semnal mic ai DM-ului, R_{ω} ; b) Lărgimea relativă τ , în funcție de R_{ω} , pentru diferite valori ale eficienței de conversie η .

Scurtarea pulsului este mai pronunțată pentru valori mari ale η , având un maxim pentru $\eta = 0.6-0.8$. Dincolo de acest interval, scurtarea pulsului este redusă, până la scăderea rapidă a acțiunii oglinzii neliniare și până la atingerea valorii duratei pulsului inițial.

În Figura 10a se observă atât scurtarea semnificativă a pulsului cu creșterea η (până la atingerea unei valori optime, $\eta_{\text{optim}} \sim 0.7$), cât și efectul invers de lărgire a pulsului în domeniul temporal, dincolo de valoarea η_{optim} (la eficiențe de conversie mult prea mari efectul de scurtare a pulsului scade datorită atenuării semnificative a radiației intracavitate, corespunzătoare frecvenței fundamentale).

Figura 10b prezintă scurtarea relativă a pulsului în funcție de reflectivitatea lineară a oglinzii dicroice, la diferite eficiențe de conversie. Este important de precizat că scurtarea pulsului și discriminarea în amplitudinea modurilor de oscilație pornesc de la o eficiență de conversie de ordinul a câteva procente.

Figura 11 prezintă scurtarea pulsului în funcție de intensitatea de vârf a pulsului laser incident.

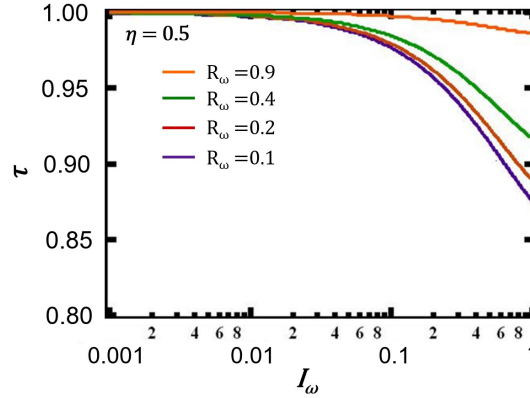


Figura 11: Lărgimea relativă a pulsului, τ , în funcție de intensitatea maximă (I_ω) a pulsului incident pentru diferite valori ale reflectivității la semnal mic R_ω , la o eficiență de conversie $\eta = 0.5$.

Așadar, scurtarea pulsului depinde de R_{NL} , fiind favorizată la eficiențe de conversie de aproximativ 0.7, de intensitatea ridicată la FW și de reflectivitatea R_ω a oglinzii DM.

Folosind și alte procese neliniare, precum generarea sumei sau diferenței de frecvențe, ori a împrăștierii Raman, se poate extinde tehnica de cuplare a modurilor de oscilație laser prin metoda oglinzii neliniare către diferite lungimi de undă, pentru care există medii neliniare potrivite.

3.4 Metoda oglinzii cu absorbție saturabilă cu semiconductor (SESAM)

O altă metodă pasivă de cuplare a modurilor laser, extrem de utilizată, este tehnica absorbantului saturabil cu semiconductor (SESAM mode-locking) [16,22,23]. SESAM-ul este constituit dintr-o structură de semiconductor plasată pe un substrat care poate să permită sau nu trecerea parțială a radiației laser incidente. Dacă structura nu este transparentă, atunci dispozitivul se numește oglindă cu absorbant saturabil cu semiconductor. Dacă structura prezintă o transmisie parțială (T), atunci dispozitivul poate juca rolul de oglindă de extracție saturabilă (SOC – Saturable Output Coupler).

Absorbantul saturabil cu semiconductor constă într-o oglindă Bragg (secvență repetitivă de straturi AlAs/GaAs) și o structură cu absorbant (InGaAs). Reflectivitatea unui astfel de dispozitiv crește cu intensitatea optică incidentă, în acest fel ajutând la selectarea modurilor mai intense în vederea oscilației lor în cavitatea laser, odată cu saturarea absorbantului.

Fiecare modulator SESAM este descris prin câțiva parametri importanți: fluența de saturație a absorbantului ($F_{sat,A}$), modulația, timpul de refacere (τ_{rec}) și pierderile prin absorbție nesaturabilă (R_{ns}). Presupunând un puls optic cu fluență (F) mai mare de S ori decât fluența de saturație a absorbantului saturabil, putem exprima reflectivitatea SESAM-ului astfel:

$$R(F) = 1 - T - R_{ns} - \frac{\Delta R}{S} \cdot \ln(1 + S) \quad (10)$$

unde ΔR este modulația absorbantului saturabil sau variația maximă (neliniară) a reflectivității dispozitivului, iar T este transmisia liniară a dispozitivului (dacă este SESAM, $T = 0$); $S = F/F_{sat,A}$ reprezintă parametrul de saturare a absorbantului.

Relația (10) este consistentă pentru pulsuri cu durată mai mică față de timpul necesar refacerii complete a absorbantului.

În experimentele desfășurate în cadrul tezei am folosit 3 dispozitive cu absorbant saturabil cu semiconductor, disponibile comercial, achiziționate la comandă, de la Batop GmbH, Dortmund, Germania. Două dintre ele au fost SESAM-uri (SESAM-1 și SESAM-2) iar cel de-al treilea a fost un dispozitiv SOC (Saturable Absorber Output Coupler), având cuplajul de ieșire 2.2% la lungimea de undă ~1063 nm. Tabelul 4 conține parametrii specifici ai absorbantilor saturabili cu semiconductor folosiți în experimentele raportate în teză. Figura 12 arată dependența reflectivității neliniare a SESAM-1 și SOC, în funcție de parametrul de saturare S .

Tabelul 4: Modulatoare pasive utilizate în experimentele de generare a pulsurilor ultracurte și specificațiile lor.

Parametru/ Specificație	SAM-1064-2-10ps (SESAM-1)	SAM-1040-0.5-500 fs (SESAM-2)	SOC-1064-1.8-2.2-1ps (SOC)
Lungimea de undă centrală, λ_0 (nm)	1064	1040	1064
Domeniul spectral (nm)	1010-1090	1020-1110	1020-1120
Fluența de saturație, $F_{sat,A}$ ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$)	90	60	60
Timpul de refacere, τ_{rec} (ps)	10	0.5	1
Modulația, ΔR (%)	1.2	0.4	1.1
Pierderile nesaturabile, R_{ns} (%)	0.8	0.3	0.7
Transmisia, T (%)	-	-	2.2

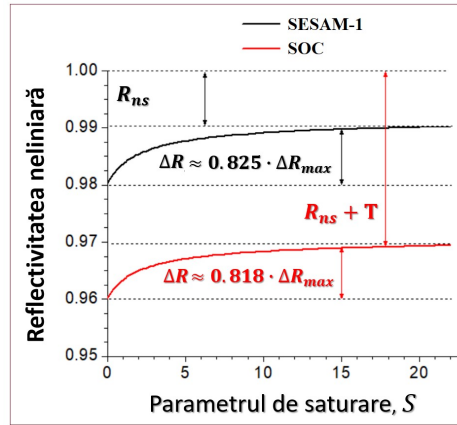


Figura 12: Reflectivitatea neliniară a dispozitivelor SESAM-1 și SOC.

Se observă că în cazul celor două dispozitive SESAM-1 și SOC, pentru o fluență a pulsului optic incident de 15 ori mai mare decât fluența de saturație, coeficientul de modulație ajunge la aproximativ 82% din modulația maximă dată în specificațiile tehnice. În practică, există o limită impusă asupra energiei pulsului incident pe SESAM, cauzată de instalarea regimului de operare cu mai multe pulsuri [24]. Fenomenul de apariție a pulsurilor multiple poate fi înlăturat prin realizarea unui compromis cu privire la fluența sau energia pulsului incident pe absorbantul saturabil. O metodă de ajustare a fluenței pulsului incident pe SESAM constă în modificarea dimensiunii transversale a

fasciculului incident prin controlarea focalizării fasciculului pe absorbantul saturabil. Așadar și în cazul acesta de cuplare pasivă a modurilor de oscilație laser, neliniaritatea dispozitivului este condiționată de focalizarea pe absorbantul saturabil. Dezavantajul metodei SESAM, în comparație cu oglinda neliniară, constă în pragul de distrugere al absorbantului saturabil (3 mJ/cm² pentru SESAM-2) care, de regulă, are valoarea situată sub pragul de distrugere în câmp laser intens întâlnit în cazul cristalelor neliniare cunoscute (~1 GW/cm², 6 ns, 10 Hz).

3.5 Condiția de stabilitate pentru cuplarea modurilor de oscilație laser

Laserii cu funcționare în regim de pulsuri ultracurte generate cu metoda absorbantului saturabil pot întâmpina probleme de instabilități de cuplare a modurilor, sau de cuplare parțială a modurilor, tipic pe durata unui puls corespunzător oscilației de relaxare a mediului activ (regimul de operare obținut este adesea denumit Q-switch Mode-Locking -QML). Aceste instabilități sunt întâlnite și în cazul metodei de cuplare a modurilor laser cu ajutorul oglinzii neliniare. Pentru ca modul de operare al laserului să se caracterizeze printr-o cuplare continuă a modurilor de oscilație (Continuous Wave Mode-Locking -CML), laserul și SESAM-ul sunt selectați astfel încât să fie satisfăcută următoarea relație, denumită *condiție de stabilitate*:

$$E_p^2 > E_{sat,L} \cdot E_{sat,A} \cdot \Delta R \quad (11)$$

unde E_p este energia pulsului laser intra-cavitate, $E_{sat,L}$, $E_{sat,A}$ reprezintă energia de saturație a mediului laser sau a absorbantului saturabil, iar ΔR este modulația maximă a absorbantului saturabil. Presupunând o distribuție transversală de formă Gauss, putem exprima energia de saturație în funcție de dimensiunea fasciculului:

$$E_{sat} = F_{sat} \cdot \frac{\pi \cdot w^2}{2} \quad (12)$$

unde F_{sat} este fluența de saturație, iar w este raza fasciculului laser. Relația (11) poate fi rescrisă astfel încât să sugereze dimensiunile maxime ale fasciculului, pentru care se poate obține operarea în regim CML, prin tehnica absorbantului saturabil:

$$w_L \cdot w_A < \sqrt{\left(\frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{E_p^2}{F_{sat,L} \cdot F_{sat,A}} \cdot \frac{1}{\Delta R} \right)} \quad (13)$$

În scopuri practice și pentru a menține o configurație de rezonator cât mai simplă, este de preferat să se reducă numărul de oglinzi din rezonator și să se micșoreze dimensiunea sistemului laser construit [25]. Acest aspect constituie o constrângere importantă cu privire la intervalul de valori ale razei fasciculului incident pe SESAM, care să satisfacă în același timp condiția de stabilitate a rezonatorului dar și pe cea impusă de operarea în regim CML. Proiectarea rezonatorului reprezintă un pas premergător important în construirea practică a unui laser cu funcționare în regim de pulsuri ultracurte, generate prin metoda SESAM. Într-o lucrare recentă, am arătat că, prin alegerea unei anumite geometrii de rezonator, se poate distinge între obținerea regimului QML și respectiv CML, în cazul unui laser cu Nd:YVO₄, pompat longitudinal, cu diodă laser la 808 nm, în care am utilizat SESAM-1 din Tabelul 4, pentru cuplarea modurilor [4]. Pentru a înțelege influența parametrilor SESAM-ului asupra caracteristicilor de ieșire ale laserului, am studiat proprietățile de emisie ale laserului cu Nd:YVO₄, cu funcționare în regim de pulsuri ultracurte, pentru doi absorbant saturabili, SESAM-1 și SESAM-2.

Făcând analogia între mecanismul de cuplare al oglinzii neliniare cu cel al unui absorbant saturabil rapid, putem scrie relația de stabilitate pentru operarea în regim CML (împotriva QML) și în cazul oglinzii neliniare (NLM) [26]. Putem exprima energia critică a pulsului intra-cavitate, necesară pentru instalarea regimului CML astfel:

$$E_{pc} = (E_L \cdot E_A \cdot \Delta R)^{1/2} \quad (14)$$

unde E_L și E_A reprezintă energia de saturație a mediului laser și a absorbantului saturabil rapid, în acest caz dispozitivul NLM, iar prin ΔR s-a notat adâncimea modulației, determinată de variația maximă a coeficientului de reflectivitate neliniară. Pornind de la relația (14), J. H. Lin a calculat pragul de cuplare continuă a modurilor laser în cazul unui cristal de Nd:GdVO₄, dublat în frecvență cu un alt cristal, de KTP (fosfat de titan și potasiu), cu o lungime de 10 mm [27].

3.6 Pragul de cuplare a modurilor laser în cazul oglinzii neliniare cu Nd:GdCOB autodublor în frecvență (studiu teoretic)

Urmând modelul teoretic prezentat de J. H. Lin [27] am evaluat pragul de cuplare a modurilor laser prin tehnica NLM, în cazul unui cristal autodublor în frecvență, precum Nd:GdCOB [3]. Nd:GdCOB prezintă patru direcții de acord de fază de tip I, pentru generarea armonicii a doua la 0.53 μm. Cristalul poate fi orientat astfel încât direcția de propagare (și ulterior axa rezonatorului optic) să coincidă cu direcția de realizare a acordului de fază în procesul de generare a armonicii a doua. Direcțiile acestuia de acord de fază de tip I, pentru procesul neliniar de ordin 2, se situează în interiorul planelor principale (ZX-PP și XY-PP), sau în afara acestora (oo-PP-1 și oo-PP-2).

Pentru comparație, am estimat și pragul de cuplare a modurilor laser în cazul cristalului Nd:YVO₄, dublat în frecvență de cristalul LBO. Tabelul 5 conține parametri folosiți în calculul pragului de cuplare a modurilor laser, pentru cele două scheme de oglindă neliniară (reprezentate în Figura 13).

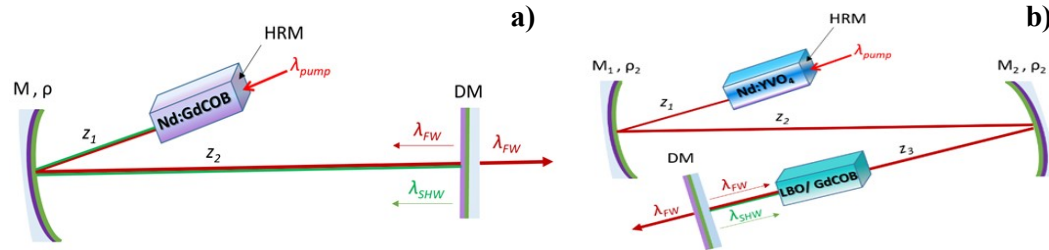


Figura 13: Laser cu oglindă neliniară și a) Nd:GdCOB autodublor în frecvență; b) LBO sau GdCOB pur și mediu activ Nd:YVO₄.

Utilizând medii autodubloare în experimente de cuplare a modurilor laser prin tehnica oglinzii neliniare, montajul experimental este simplificat, iar pierderile totale ale rezonatorului sunt micșorate, îmbunătățind eficiența laserului.

Alegând o cavitate rezonantă care permite operarea laserului la limita de stabilitate, efectele puternice de lentilă termică (responsabile, de regulă, pentru diminuarea modului laser în mediul activ și reducerea eficienței), în cazul unui mediu autodublor, pot îmbunătăți neliniaritatea dispozitivului, conducând la eficientizarea generării armonicii a doua și a cuplării modurilor laser.

Tabelul 5: Principalii parametri folosiți în modelul NLM cu Nd:GdCOB autodublor sau Nd:YVO₄ dublat în frecvență de LBO sau GdCOB.

Proprietatea	Nd:GdCOB	Nd:YVO ₄ + LBO
Indicele de refracție	1.69	1.59 (LBO)
Secțiunea eficace de emisie (10 ⁻²⁰ cm ²)	3	19 (Nd:YVO ₄)
Timpul de viață al nivelului ⁴ F _{3/2} (μs)	98	90
Pierderile totale ale rezonatorului (%)	5	10
Lungimea NLC (mm)	10	10
Pragul de emisie laser CW (W)	2.4	0.5
Coeficientul neliniar efectiv - d _{eff} (pm/V)	0.63 (XY -PP) 1.075 (ZX -PP) 0.82 (oo-PP-1) 1.85 (oo-PP-2)	1.4
Transmisia DM la FW, T _{FW} (%)	10	10

Pragul de cuplare a modurilor laser (exprimat în puterea de vârf critică intra-cavitate [27]) pentru operarea în regim CML stabil, împotriva QML, în cazul oglinzii neliniare, poate fi rescris sub forma (folosind expresia eficienței de dublare dată în [18]):

$$P_{cr} = \frac{\pi \cdot w_g \cdot w_{NLC} \cdot \lambda_{FW} \cdot n_{FW}}{d_{eff} \cdot l_{cr}} \cdot \sqrt{\frac{n_{FW} \cdot I_{sat} \cdot \gamma}{R_{FW}}} \cdot ct \quad (15)$$

Unde: w_g -raza modului laser în interiorul mediului activ, w_{NLC} -raza modului laser în cristalul neliniar (NLC), λ_{FW} -lungimea de undă centrală a radiației fundamentale (în μm), n_{FW} -indicele de refracție al NLC pentru λ_{FW} , ct este o constantă numerică, d_{eff} -coeficientul neliniar efectiv de ordin 2 (în pm/V), l_{cr} -lungimea cristalului neliniar, I_{sat} -intensitatea de saturație a mediului activ, γ -coeficientul de pierdere liniară, iar R_{FW} -coeficientul de reflexie liniar, al oglinzii dicroice, la frecvența fundamentală. Relația (15) încă poate fi simplificată, dacă toți parametrii de material sunt introduși într-o nouă constantă, notată cu q , iar expresia finală a P_{cr} devine:

$$P_{cr} = q \frac{w_g \cdot w_{NLC}}{d_{eff} \cdot l_{cr}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{R_{FW}}} \quad (16)$$

În cazul tehnicii NLM, P_{cr} depinde liniar de raza modului laser în mediul activ și cel neliniar, iar în cazul unui cristal bi-funcțional, dependența de dimensiunea fasciculului laser în cristal devine pătratică. Reflectivitatea R_{FW} , eficiența de generare a armonicii a doua și densitatea de putere intra-cavitate, la FW, sunt factorii principali care influențează răspunsul oglinzii neliniare. Eficiența ridicată de generare a armonicii a doua este obținută atunci când laserul funcționează cu densitate optică intra-cavitate ridicată, în special în interiorul NLC. Densitatea de putere în NLC poate fi crescută prin folosirea oglinzilor dicroice cu valori mici ale transmisiei la FW și prin focalizarea strânsă în NLC. Pentru identificarea unei R_{FW} optime, am definit factorul de optimizare f_{opt} urmărind asigurarea simultană a condițiilor: prag redus pentru emisia laser în regim relaxat (P_{th}^{CW}), prag mic de operare în CML ($P_{ave\ cr}$) și saturare rapidă a absorbantului (putere de saturație P_A mică). Expresia matematică a factorului de optimizare este:

$$f_{opt} = \frac{1}{(P_{th}^{CW} + P_{ave\ cr}) \cdot P_A} \quad (17)$$

Pentru a verifica ipoteza de cuplare a modurilor laser în cazul oglinzii neliniare cu cristal Nd:GdCOB bi-funcțional, am calculat pragul de cuplare a modurilor și am

investigat dependența acestuia de: lungimea cristalului neliniar, coeficientul neliniar efectiv, focalizarea în cristal și reflectivitatea liniară a oglinzii dicroice. Figura 14 arată P_{cr} în funcție de lungimea NLC, în cazul oglinzii neliniare cu Nd:GdCOB autodublor în frecvență. Am presupus o rază a modului laser de 105 μm .

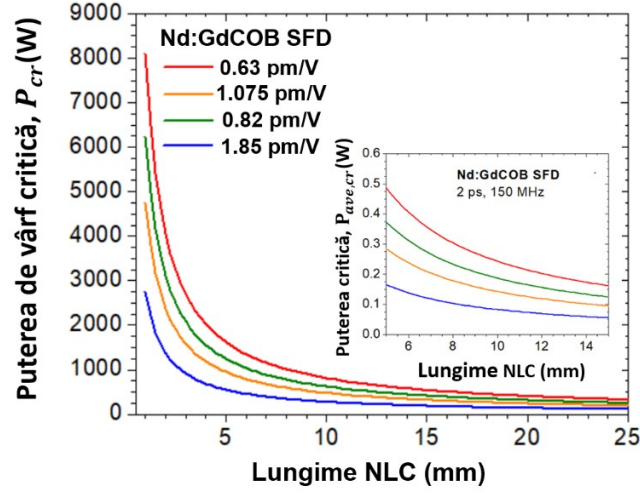


Figura 14: Puterea de vârf critică (pragul CML) a laserului cu Nd:GdCOB, în funcție de lungimea NLC, pentru diferite direcții de acord de fază. Medalionul arată puterea critică medie corespunzătoare pulsurilor de 2 ps și rata de repetiție de 150 MHz.

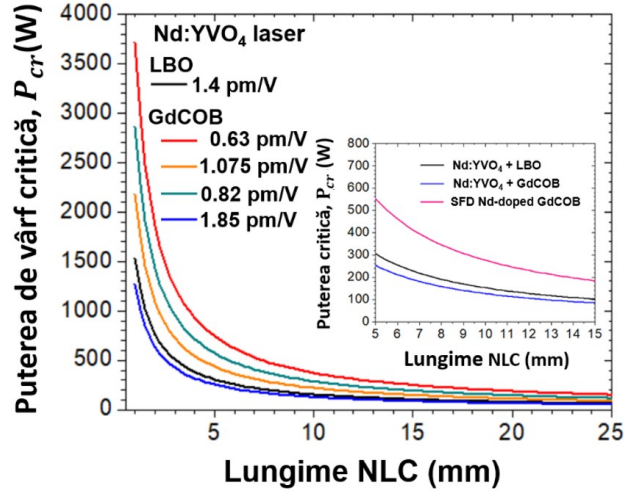


Figura 15: Pragul CML, în cazul laserului cu Nd:YVO₄ dublat în frecvență de LBO sau GdCOB, pentru diferite lungimi ale NLC (LBO sau GdCOB). Medalionul arată pragul CML în funcție de lungimea cristalului, pentru: Nd:YVO₄ dublat în frecvență de LBO sau GdCOB și Nd:GdCOB autodublor în frecvență.

Figura 15 arată puterea critică intra-cavitate necesară pentru obținerea regimului CML, în cazul cristalului Nd:YVO₄, dublat în frecvență de un cristal LBO sau GdCOB (tăiat pe oricare dintre direcțiile de acord de fază de tip I). Medalionul prezintă dependența puterii critice intra-cavitate, în 3 situații speciale: Nd:YVO₄ dublat în frecvență de LBO, Nd:YVO₄ împreună cu GdCOB-4 (GdCOB orientat pe direcția cu neliniaritatea de ordin 2 maximă) și Nd:GdCOB cu rol SFD. Studiul este efectuat pentru

lungimi ale NLC situate între 5 și 15 mm. Se observă scăderea pragului de cuplare a modurilor laser odată cu creșterea coeficientului neliniar efectiv și a lungimii cristalului.

În continuare, am calculat pragul de cuplare a modurilor laser, pentru diferite dimensiuni ale fasciculului în cristalul neliniar, w_{NLC} (ce coincide cu mediul activ, în experimentele de tip SFD). În Figura 16a este evidențiată influența focalizării puternice în NLC, asupra valorii P_{cr} , în cazul laserului cu Nd:GdCOB autodublor în frecvență. În graficul din Figura 18b, se poate observa influența pătratică a dimensiunii modului laser (în cazul cristalului SFD), iar în cazul ansamblului format din mediu activ și NLC, dependența liniară a puterii critice P_{cr} . Figura 16b arată importanța și influența câștigului mediului activ asupra pragului de cuplare a modurilor laser.

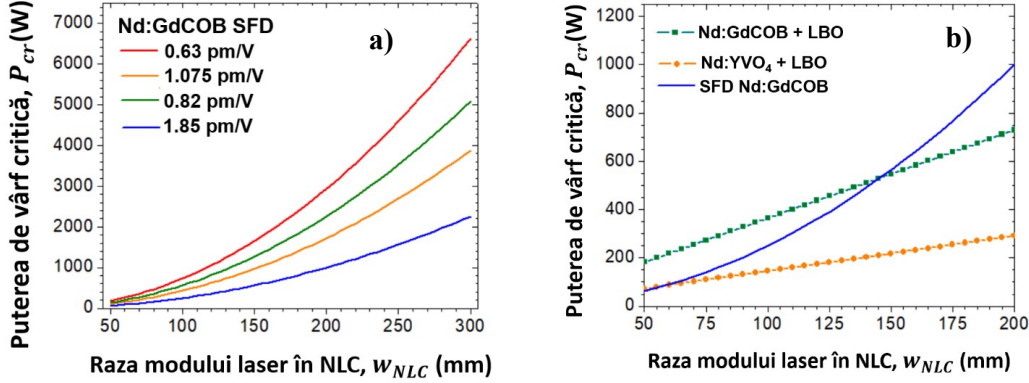


Figura 16: a) Pragul CML, în cazul NLM cu Nd:GdCOB SFD, pentru diferite direcții de acord de fază, în funcție de w_{NLC} ; b) Pragul CML, în cazul NLM cu Nd:GdCOB sau Nd:YVO₄ dublat în frecvență de LBO și Nd:GdCOB SFD (orientat pe direcția cu $d_{eff} \sim 1.85$ pm/V), în funcție de w_{NLC} .

În cazul unei raze de 55 μm a fasciculului focalizat în NLC, P_{cr} pentru cristalele Nd:GdCOB-1, Nd:GdCOB-2, Nd:GdCOB-3 și Nd:GdCOB-4, este 184 W, 108 W, 141 W și respectiv 63 W. Aceste valori sunt mici în comparație cu valoarea de 200 W, raportată de Ja-Hon Lin și coautorii pentru ansamblul format din Nd:GdVO₄ și un cristal de KTP, cu lungimea de 10 mm [27], indicând faptul că ar putea fi realizat în practică un laser cu funcționare în regim de pulsuri ultracurte prin cuplarea modurilor longitudinale cu ajutorul oglinzii neliniare, constituită dintr-un mediu autodublor, precum Nd:GdCOB și o alegere optimă a reflectivității liniare a DM, respectiv R_{FW} .

Dacă se consideră un laser cu NLM și mediu SFD (în Figura 16b reprezentat prin Nd:GdCOB tăiat pe direcția oo-PP-2, cu $d_{eff} \sim 1.85$ pm/V), se observă că atunci când fasciculul este bine focalizat în Nd:GdCOB (fapt care în practică poate desemna efectul unei lentile termice foarte puternice), P_{cr} al laserului cu Nd:GdCOB, în configurație SFD-NLM, se apropie de valoarea P_{cr} întâlnită pentru sistemul laser cu Nd:YVO₄ și NLM. Mai mult, pentru dimensiuni ale fasciculului mai mici de 60 μm , P_{cr} pentru Nd:GdCOB scade sub valoarea P_{cr} a Nd:YVO₄ cu LBO. Însă, pentru obținerea practică a regimului CML, la valoarea calculată pentru pragul CML (P_{cr}) se adaugă primul prag de emisie laser, respectiv pragul de emisie în regim relaxat. Putem afirma astfel că, la construirea unui laser cu funcționare în regim de pulsuri ultracurte, care folosește metoda oglinzii neliniare pentru generarea pulsurilor, este foarte importantă alegerea unui mediu activ cu câștig ridicat, dar și focalizarea puternică în mediul activ și cel

neliniar. Pragul de emisie laser în regim relaxat poate fi diminuat iar densitatea optică intra-cavitate poate fi menținută la o valoare ridicată, dacă se optează pentru o valoare a reflectivității R_{FW} cât mai mare, însă, analiza lui Stankov a oglinzii neliniare a arătat că pentru o reflectivitate neliniară cât mai favorabilă scurtării pulsurilor, este nevoie de o valoare $R_{FW} < 80\%$.

În ultima parte a analizei numerice privind pragul de cuplare a modurilor laser prin tehnica NLM aplicată mediilor Nd:GdCOB autodubloare, am urmărit variația P_{cr} în funcție de reflectivitatea R_{FW} a oglinzii dicroice. Am restricționat investigațiile la două situații: Nd:GdCOB SFD, tăiat oo-PP-2 și Nd:YVO₄ dublat în frecvență de GdCOB sau LBO. Am considerat două dimensiuni ale razei modului laser în NLC, respectiv 105 μm sau 55 μm . Pentru studiul NLM al Nd:YVO₄ cu NLC, raza modului în mediul activ a fost constantă, menținută la valoarea de 105 μm . Rezultatele sunt arătate în Figurile 17 și 18. Apoi, folosind expresia factorului de optimizare f_{opt} , definit în relația (17), am determinat valoarea optimă a R_{FW} pentru operarea în regim CML, a laserului cu oglindă neliniară și cristal Nd:GdCOB autodublor în frecvență.

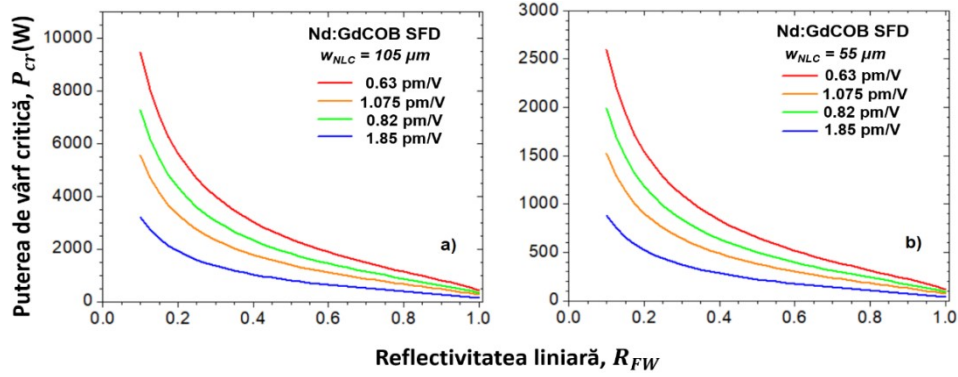


Figura 17: Pragul CML, în cazul NLM cu Nd:GdCOB SFD, în funcție de R_{FW} , pentru:
a) $w_{NLC} = 105 \mu m$ și b) $w_{NLC} = 55 \mu m$.

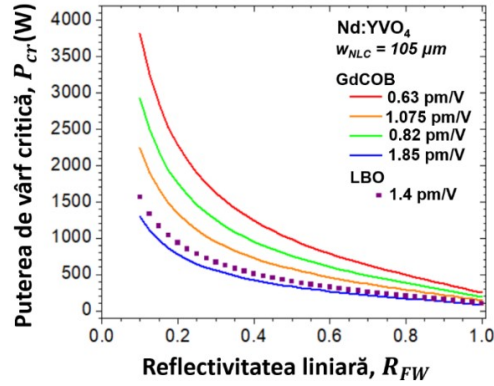


Figura 18: Pragul CML, în cazul Nd:YVO₄ cu LBO sau GdCOB, în funcție de R_{FW} .

Puterea critică pentru CML scade foarte mult cu creșterea reflectivității liniare a DM. În cazul Nd:GdCOB autodublor în frecvență, focalizarea puternică în cristal poate fi o condiție pentru obținerea CML, la nivelurile de putere la care se lucrează. Valorile pentru P_{cr} , în cazul laserului cu Nd:YVO₄ (Figura 18), sunt mai mici față de cele obținute pentru Nd:GdCOB SFD (Figura 17a), pentru raza modului de 105 μm , dar în comparație cu Nd:GdCOB SFD, cu raza modului de 55 μm (figura 17b), sunt

aproximativ duble. Așadar, laserul cu Nd:GdCOB, cu rol de mediu autodublor, folosit într-o configurație de oglindă neliniară, ar putea fi realizat practic, iar pragul său de obținere a operației în regim CML ar putea fi comparabil cu cel obținut pentru un laser bazat pe cristalul Nd:YVO₄, dublat în frecvență de un cristal de tip LBO sau GdCOB pur. Figura 19 conține reprezentarea grafică a factorului f_{opt} în funcție de transmisia oglinzii dicroice, T_{FW} (unde $T_{FW} = 1 - R_{FW}$), pentru $w_{NLC} \sim 105 \mu\text{m}$ (Figura 19a) și $w_{NLC} \sim 55 \mu\text{m}$ (Figura 19b).

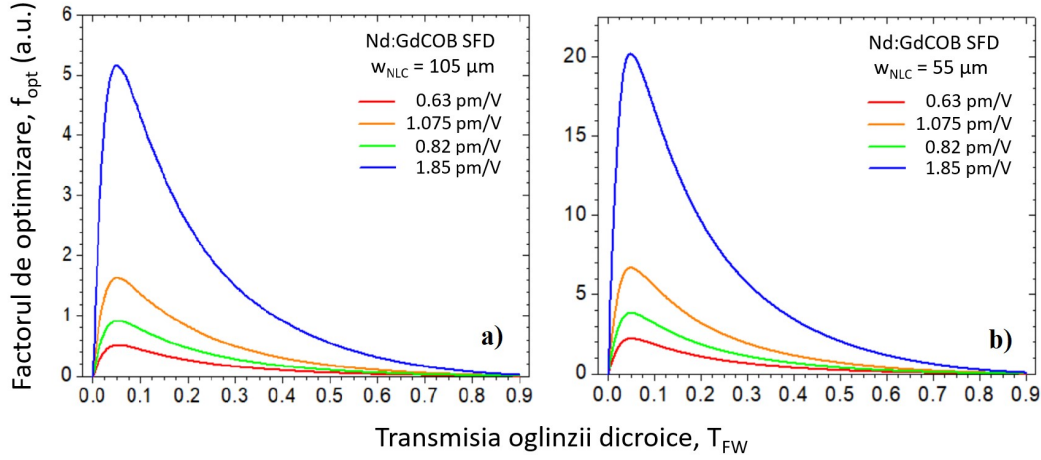


Figura 19: Factorul de optimizare pentru Nd:GdCOB SFD în configurație NLM, în funcție de transmisia T_{FW} a oglinzii dicroice; a) $w_{NLC} = 105 \mu\text{m}$, b) $w_{NLC} = 55 \mu\text{m}$.

Se observă o creștere a factorului de optimizare de aproape 4 ori, atunci când fasciculul laser este mai puternic focalizat în Nd:GdCOB. Pentru $w_{NLC} = 105 \mu\text{m}$ și GdCOB tăiat pe direcția oo-PP-2, cu d_{eff} maxim, $f_{\text{opt}} = 5.3$, iar pentru $w_{NLC} = 55 \mu\text{m}$, $f_{\text{opt}} = 20.7$.

Conform acestor simulări, transmisia optimă la FW, a oglinzii dicroice, este în jur de 5%, în cazul laserului cu Nd:GdCOB SFD, utilizat în montaj de oglindă neliniară. Totodată, este foarte interesant de găsit că, dincolo de valoarea optimă a T_{FW} , factorul de optimizare scade după o lege de tip exponențial.

În concluzie, o reflectivitate R_{FW} ridicată scade pragul de cuplare a modurilor de oscilație, însă modulația absorbantului simulat de oglinda neliniară scade, astfel încât este necesară găsirea unei valori optime a R_{FW} . Modelările numerice efectuate în această lucrare au arătat că, în cazul laserului cu mediu autodublor bazat pe un cristal Nd:GdCOB, reflectivitatea optimă poate fi $R_{FW} \sim 95\%$. Rezultatele numerice, raportate în acest sub-capitol, deschid o nouă perspectivă cu privire la cercetările viitoare desfășurate în scopul obținerii de pulsuri ultracurte, în domeniul picosecundelor, folosind tehnica oglinzii neliniare aplicată mediilor autodubloare, precum Nd:GdCOB.

Se poate afirma că, din punct de vedere al experimentului NLM cu mediu SFD, trebuie să fie luate în considerare anumite criterii de selecție, specifice pentru mediul activ și totodată neliniar. În acest sens, vor fi alese cu preponderență acele cristale care să satisfacă simultan cerințe precum:

- ✓ proprietăți spectroscopice favorabile: secțiune eficace de emisie și de absorbție mare, bandă de emisie întinsă, timp de viață al nivelului metastabil cât mai lung; efecte mici de scurtare a timpului de fluorescență la dopaj cu ioni activi laser ridicat;

- ✓ coeficient de segregare unitate al ionului activ dopat în gazda cristalină, pentru un cost redus al producției și eventual obținerea unui material uniform;
- ✓ fononi de energie mică, pentru a evita încălzirea exagerată a gazdei și limitarea puterii de pompaj și implicit a puterii de ieșire posibilă;
- ✓ conductivitate termică ridicată pentru un transfer termic eficient;
- ✓ lungime efectivă cât mai mică (lungime de cristal necesară pentru absorbția totală a radiației de pompaj) pentru a permite focalizarea puternică în cristal;
- ✓ pierderi intrinseci infime, chiar neglijabile;
- ✓ coeficient neliniar efectiv ridicat;
- ✓ acord de fază de tip I în procesul de generare a armonicii a doua;
- ✓ absorbție mică la frecvența fundamentală, dar și la armonica a doua;
- ✓ prag de distrugere ridicat;
- ✓ creștere prin metoda Czochralski (asociată cu costul redus de producție, calitatea optică foarte bună și obținerea de cristale de dimensiuni mari).

3.7 Rezultate raportate în literatură pentru tehnicile NLM și SESAM

Cele două metode pasive de cuplare a modurilor laser, oglinda neliniară (NLM) și absorbantul saturabil cu semiconductor (SESAM), stau la baza surselor laser cu pulsuri ultracurte de astăzi, fiind capabile să furnizeze rezultate extraordinare, atât în privința puterii de ieșire medii cât și a duratei pulsurilor optice ultracurte livrate.

Pentru a estima posibilele rezultate livrate de viitoarele sisteme laser, bazate pe oglinda neliniară sau absorbantul saturabil cu semiconductor (pentru generarea pulsurilor optice ultracurte) am căutat rezultatele raportate în literatură pentru acele sisteme laser, care au îndeplinit simultan condițiile: cristale dopate cu Nd^{3+} pompate la lungimea de undă $\lambda_{\text{pompaj}} \sim 0.81 \mu\text{m}$ cu diodă laser, pompaj longitudinal în regim de undă continuă, emisie laser la $\lambda_{\text{laser}} \sim 1 \mu\text{m}$, cuplare a modurilor obținută fie cu absorbantul saturabil cu semiconductor, fie cu oglinda neliniară, singură sau asistată de neliniaritatea de ordin 2 în cascadă (în literatură cu numele de $\chi^{(2)}$ *lens mode-locking*), emisia la o singură lungime de undă (excepție în cazul oglinzii neliniare în care se generează vizibil); nu a fost considerată nici o altă tehnică hibridă (combinație NLM sau SESAM cu alte tehnici pasive sau active). La realizarea studiului am considerat publicațiile apărute în baza de date ISI Web of Knowledge, în perioada 1994-2019, exceptând articolele care au vizat experimente efectuate în alte condiții decât cele amintite anterior. Analizând datele raportate putem observa că prin aplicarea metodei SESAM pot fi demonstrate rezultate promițătoare și variabile din punct de vedere al performanțelor. Pot fi înregistrate puteri medii în domeniul 0.2-10 W, iar durata tipică a pulsurilor ultracurte, măsurată prin tehnica autocorelării în intensitate, este în intervalul 10-15 ps. Durate mai mici au fost observate de asemenea, în cazul vanadaților de Ytriu dopați cu Nd^{3+} , însă energia pulsurilor a fost sub 20 nJ [28-30]. Tendința de cercetare ideală, este de a extinde domeniul de puteri medii, către valori mai ridicate, concomitent cu creșterea energiei pulsurilor laser.

Comparând rezultatele raportate pentru cele două tehnici de cuplare a modurilor putem observa că, duratele pulsurilor măsurate cu tehnica NLM sunt în general mai scurte. NLM are tendința de a micșora durata pulsurilor laser, iar puterea medie obținută cu această tehnică pasivă de cuplare a modurilor, este în domeniul 0.2-5 W. Totodată, laserii cu pulsuri ultracurte generate prin tehnica NLM urmează tendința ideală de creștere a energiei pulsurilor, concomitent cu mărirea puterii medii. Totuși, cele mai ridicate puteri medii și energii pe puls, au fost înregistrate de la laserii care au

implementat tehnologia SESAM. Cercetătorii au ajuns la o cale de mijloc prin folosirea ambelor tehnici pasive la cuplarea modurilor de oscilație în cazul unui laser cu mediu activ Yb:YAG [31].

Tehnica SESAM a fost utilizată pentru generarea pulsurilor optice ultracurte în diferite cristale dopate cu Nd³⁺ cu structură parțial dezordonată și au fost demonstrate pulsuri în domeniul ps și sub ps. Identificarea de noi cristale gazdă, care să permită operarea eficientă a laserului cu corp solid simultan cu livrarea de pulsuri din ce în ce mai scurte, a fost și rămâne o preocupare destul de importantă în rândul cercetătorilor din domeniu. Urmărind rezultatele raportate în perioada 2008-2019, am observat două medii active, și anume Nd:CaYAlO₄ și Nd:GYSGG (ambele fiind investigate în 2011), cu rezultate remarcabile, după cum urmează: 2.25 W putere medie, 3.9 ps durata pulsului, 15.1 nJ energia pulsului și 3.87 kW putere de vârf, pentru Nd:CaYAlO₄ și 1.27 W putere medie, 3.1 ps durata pulsului, 3.27 nJ energia pulsului și 9.75 kW, putere de vârf, pentru Nd:GYSGG [32,33]. Laserii au avut ratele de repetiție de 149.1 MHz și respectiv 42 MHz.

Cel mai nou cristal, raportat în acest an, în cadrul acestei teze, și anume LaGdSc₃(BO₃)₄ dopat cu Nd³⁺, în concentrație 5.0-at.% Nd³⁺[2], a livrat rezultate comparabile cu celelalte și promițătoare, mai ales că, în experimentele laser, am utilizat un cristal de Nd:LGSB, ale căror fețe perpendiculare pe direcția de propagare nu au fost acoperite cu strat antireflex la lungimea de undă corespunzătoare emisiei laser.

Este interesant de remarcat cum a evoluat cercetarea în domeniul generării pulsurilor optice ultracurte. La începutul perioadei (după anul 2008), au fost demonstrate pulsuri laser ultracurte, obținute cu medii dopate cu Nd³⁺, având durate de ordinul a 17.5 picosecunde (în jurul anului 2008) sau mai jos, urmând ca în anii următori tendința cercetării să fie aceea de a micșora durata pulsurilor, din ce în ce mai mult, menținând în același timp, pe cât posibil, puterea medie la un nivel ridicat. Recordul privind durata minimă a pulsului ultracurt, obținută de la un cristal dopat cu Nd³⁺, pompat la ~0.81 μm, cu dioda laser, a fost stabilit în anul 2016, de către J. Ma și colaboratorii, prin măsurarea pulsurilor cu durata de numai 79 fs. Totuși, puterea medie a acestor pulsuri cu rata de repetiție de 98.9 MHz a fost de 16 mW [34].

Așadar, încă sunt necesare cercetări aprofundate pentru a optimiza simultan durata pulsului laser, energia pulsului, puterea medie și puterea de vârf. Ratele de repetiție ale laserilor depind de lungimea cavității rezonante și pot varia de la câțiva MHz, până la câțiva GHz, în funcție de modelul sistemului ales, însă, de cele mai multe ori, domeniul de aplicație în care va fi întrebuințat laserul, este cel care impune o anumită valoare a ratei de repetiție. Performanța laserului cu pulsuri ultracurte este puternic influențată de cavitățile rezonante. Capitolul 4 descrie factorii decisivi în alegerea cavității rezonante a unui sistem laser cu operare în regim de pulsuri ultracurte.

4. Proiectarea cavității rezonante a unui laser cu corp solid

La construirea unui oscilator laser cu funcționare în regim de moduri laser cuplate în fază, pe lângă alegerea mediului activ cu proprietăți laser favorabile, este extrem de important să fie identificat acel rezonator optic, care să furnizeze reacția pozitivă adecvată și care prin geometria lui specifică, să favorizeze operarea laserului în regim de pulsuri ultracurte, în condițiile experimentale date (de pompaj, de răcire a mediului activ, etc). Capitolul 4 descrie proiectarea cavității rezonante în cazul sistemelor laser cu corp solid cu funcționare în regim de pulsuri optice ultracurte. Capitolul începe cu noțiuni teoretice fundamentale privind rezonatorul optic (formalismul matricial, condiția de stabilitate a unui rezonator optic, lentila termică indusă prin absorbția radiației de pompaj). Apoi, continuă cu prezentarea rezultatelor unor modelări numerice privind dimensiunile modului laser fundamental corespunzător fiecărui rezonator optic stabil identificat cu formalismul ABCD, în vederea utilizării ulterioare în experimentele de generare a pulsurilor optice ultracurte. Sunt analizate în detaliu rezultatele numerice obținute în cazul rezonatorilor optici ai laserilor cu medii active $\text{Nd}:\text{GdCOB}$, $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ și $\text{Nd}:\text{LGSB}$.

Sistemele laser cu funcționare în regim relaxat prezintă, de regulă, scheme simple de rezonator, conținând doar elementele esențiale ale laserului, respectiv, oglinda de pompaj, mediul activ laser și oglinda de extracție. Figura 20 arată o schemă generală a unui sistem laser cu funcționare în regim relaxat și pompaj longitudinal.

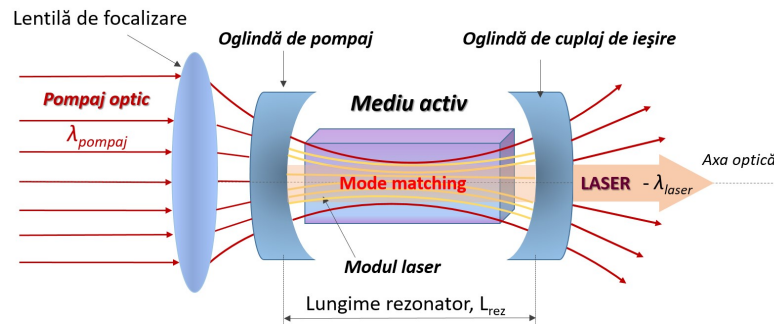


Figura 20: Schema generală a unui sistem laser cu pompaj longitudinal.

Cavitatea rezonantă, a unui laser de tip oscilator, în care se poate genera radiație laser sub formă de pulsuri ultracurte, trebuie să satisfacă mai multe cerințe. În plus, proiectarea unui laser cu operare stabilă și eficiență presupune alegerea unei cavități rezonante adecvate. O primă cerință care se impune rezonatorului este ca lungimea acestuia să fie cât mai mare. Un alt factor important este ca rezonatorul ales, să asigure îndeplinirea condiției de potrivire a modurilor transversale corespunătoare fascicului laser de pompaj și al fascicului laser, care poate exista în rezonator. Pentru satisfacerea acestei condiții este absolut necesară cunoașterea și determinarea cu acuratețe a modului transversal al fascicului laser care poate oscila în cavitatea laser proiectată. Utilizând formalismul matricial se poate calcula modul transversal al fascicului laser din rezonator, denumit pe scurt modul laser.

Atât modul laser cât și condiția de stabilitate a rezonatorului, pot fi influențate de valoarea lentilei termice a mediului activ. Evaluarea lentilei termice indusă în mediul activ este importantă la modelarea cavității rezonante și uneori poate să fie decisivă pentru operarea rezonatorului laser în zona de stabilitate, ori la limita acesteia.

4.1 Evaluarea lentilei termice

Valoarea lentilei termice variază de la un mediu activ la altul și depinde de mai mulți factori precum: proprietățile termice ale mediului, focalizarea în mediul activ, nivelul de putere de pompaj, eficiența de absorbție și defectul cuantic. Pentru a evalua puterea refractivă și implicit distanța focală a lentilei termice indusă în cazul unui mediu activ laser de tip solid cristalin, pompat longitudinal cu diodă laser cu funcționare în regim de undă continuă, putem utiliza fie metode experimentale, (urmărind stabilitatea rezonatorului plan-paralel asimetric [35]), fie teoretice (calculând valoarea lentilei termice după modelul lui Innocenzi [36]).

Conform modelului teoretic al lui Innocenzi, putem exprima lentila termică a unui mediu activ pompat longitudinal, cu flux de căldură radial, după cum urmează:

$$f_{th} = \frac{\pi \cdot k_c \cdot w_p^2}{P_{ph} \cdot \left(\frac{dn}{dT} \right)} \cdot \left(\frac{1}{1 - e^{-\alpha l_{cr}}} \right) \quad (18)$$

unde f_{th} este distanța focală a lentilei termice indusă de pompajul continuu, k_c este conductivitatea termică a cristalului, w_p raza fasciculului de pompaj, P_{ph} -fracția din puterea de pompaj transformată în căldură (aceasta depinde de eficiența de emisie laser), dn/dT coeficientul termo-optic al cristalului, α este coeficientul de absorbție (liniar) al cristalului (cm^{-1}), iar l_{cr} reprezintă lungimea cristalului.

În cazul rezonatorului plan-paralel cu lentilă termică, condiția de stabilitate a rezonatorului se deplasează în lungul unei linii drepte în diagrama de stabilitate, trecând prin regiuni de stabilitate și instabilitate, în funcție de valoarea distanței focale a lentilei termice. În regiunile de instabilitate, pierderile prin difracție cresc semnificativ, iar puterea de ieșire scade. Oscilația laser poate să se reducă, sau chiar să dispară, odată cu intrarea în zona de instabilitate. Scăderea puterii de ieșire poate fi utilizată pentru a determina puterea refractivă, deoarece valoarea acesteia, necesară pentru atingerea limitei de stabilitate a rezonatorului, este cunoscută. Realizând un rezonator plan-paralel asimetric (asemănător cu cel din Figura 21), în care mediul activ este poziționat în apropierea unei oglinzi, se poate modifica distanța dintre mediul activ și ce-a de-a doua oglindă a rezonatorului, până când oscilația laser va scădea (odată cu atingerea limitei de stabilitate) și chiar se va opri (la intrarea în zona instabilă) [35].

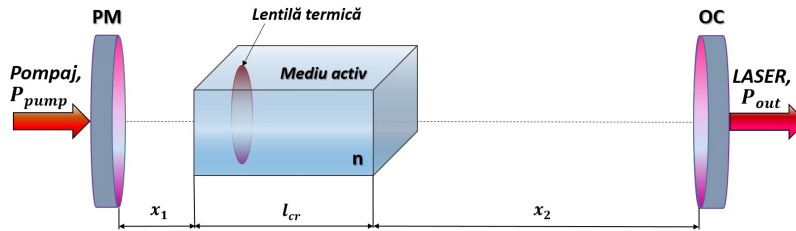


Figura 21: Rezonator plan-paralel asimetric; PM -oglină de pompaj; P_{pump} -puterea de pompaj; P_{out} -puterea de ieșire; OC -oglină de extracție sau de cuplaj de ieșire; n - indicele de refracție al mediului activ.

Valoarea puterii refractive corespunzătoare maximului de putere poate fi calculată cu expresia [35]:

$$D = \frac{1}{x_2 + \frac{l_{cr}}{2n}} = \frac{1}{f_{th}}, \quad (19)$$

unde D este puterea refractivă (m^{-1}), x_2 este distanța cea mai mare dintre mediul activ și una dintre oglinzile rezonatorului, iar l_{cr} și n reprezintă lungimea și indicele de refracție corespunzător mediului activ; f_{th} –distanța focală a lentilei termice.

Folosind metoda de mai sus, am determinat experimental puterea refractivă, în cazul unui rezonator plan-parallel asimetric format din două oglinzi plane și un mediu activ constituit dintr-un cristal 0.1-at.% Nd:YVO₄. Cristalul a avut lungimea de 7 mm și apertura pătratică cu latura de 4 mm. Mediul activ a fost depus cu straturi antireflex la lungimea de undă laser $\lambda_{laser} = 1.06 \mu m$. Sursa de pompaj utilizată în experiment a fost o diodă laser de putere ridicată (35 W), cu lungimea de undă centrată în jurul valorii $\lambda_{pompaj} = 808 nm$. Prin ajustarea temperaturii diodei laser de pompaj, am reglat lungimea de undă, astfel încât mediul activ să prezinte absorbție maximă la lungimea de undă de pompaj. Montajul utilizat a fost similar cu cel prezentat în Figura 21. Distanța dintre oglinda plană PM și mediul activ, Nd:YVO₄ a fost fixată la valoarea de 8 mm. Fasciculul de pompaj a avut diametrul de 320 μm . Oglinda de ieșire a avut transmisia de 10% la $\lambda_{laser} = 1064 nm$. Rezultatele obținute sunt introduse în graficul din Figura 22.

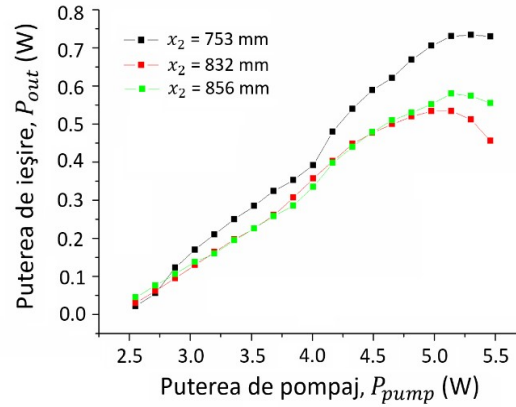


Figura 22: Variația puterii de ieșire în cazul unui rezonator plan-plan asimetric, cu Nd:YVO₄ pompat în regim de undă continuă, cu diodă laser de putere P_{pompaj} , pentru diferite distanțe x_2 între mediul activ și oglinda de extracție.

Se observă că pentru un cristal 0.1-at.% Nd:YVO₄ cu lungimea de 7 mm, putem estima o valoare a distanței focale a lentilei termice de 750 mm, pentru o putere de pompaj de 5.3 W. Am considerat o valoare a indicelui de refracție de 2.17. Un experiment similar a fost realizat și pe un cristal 4.0-at.% Nd:GdCOB de 6.5 mm lungime. Valoarea lentilei termice a fost foarte mică, în jur de 35 mm, pentru o putere de pompaj de 0.5 W și un fascicul de pompaj de 100 μm în diametru. Considerând modelul lui Innocenzi, valoarea lentilei termice corespunzătoare unui diametru al fasciculului de 210 μm în cristalul Nd:GdCOB este de 4.4 ori mai mare față de valoarea determinată pentru raza fasciculului de 100 μm , adică ~155 mm pentru doar 0.5 W, putere de pompaj. Pentru comparație, Figura 23 prezintă valorile distanțelor focale ale lentilelor termice induse în cristalele Nd:YVO₄, Nd:GdCOB și Nd:LGsB, investigate în această teză, în funcție de puterea de pompaj, pentru diametrul fasciculului de pompaj de ~210 μm .

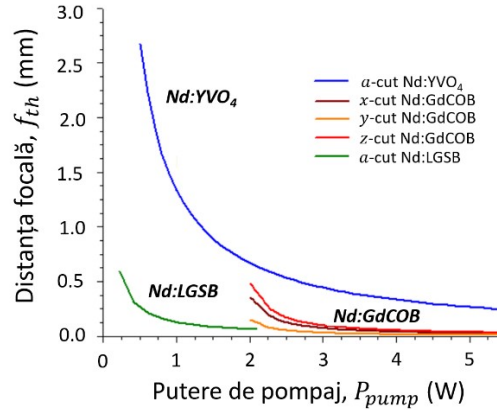


Figura 23: Comparație între distanțele focale ale lentilelor termice induse în cristalele Nd:GdCOB , Nd:YVO_4 și Nd:LGSB .

Cunoscând valorile distanțelor focale ale lentilelor termice generate în mediile active de interes, în condiții de pompaj în undă continuă, am proiectat rezonatorii sistemelor laser cu Nd:GdCOB , Nd:YVO_4 și Nd:LGSB , utilizând formalismul matricial ABCD. Programul PARAXIA-PLUS folosește formalismul ABCD împreună cu aproximația paraxială și optica FRESNEL, pentru studiul propagării razelor printr-o secvență de elemente optice dată și rezolvă ecuațiile Maxwell pentru propagarea undelor în rezonator. Prin intermediul PARAXIA-PLUS, am realizat mai multe configurații virtuale de rezonatori, încercând să identific condițiile optime ale rezonatorului (razele de curbura ale oglinzilor plan-concave, distanțele dintre oglinzi și intervalul permis pentru operarea în zona de stabilitate, valorile lentilei termice pentru operarea stabilă a laserului, astigmatismul modului laser în funcție de unghiurile folosite la împachetarea spațială a rezonatorului, dimensiunea modului laser în zonele de interes etc.). În practică, rezonatorii cu lungimi mari, de la 1 până la câțiva m, pot fi obținuți cu ajutorul mai multor oglinzi, a căror aliniere precisă este indispensabilă pentru funcționarea eficientă a laserului. Confinarea spațială a energiei radiației laser din rezonator, este asigurată prin utilizarea oglinzilor plan-concave, care se comportă ca niște lentile. Pentru ca sistemul laser să fie compact, oglinzile rezonatorului sunt folosite la diferite unghiuri, formând diferite geometrii de rezonator (V, Z, W), cu un număr diferit de brațe ale acestuia. Modul laser existent în rezonator este impus prin configurația aleasă, dată de razele de curbura ale oglinzilor și de distanțele dintre acestea și de condiția de suprapunere a modului laser cu cel de pompaj. Pe lângă împachetarea corespunzătoare a sistemului laser, rezonatorul este construit astfel încât să asigure focalizarea în mediul activ (menținând condiția de potrivire a modului laser cu cel de pompaj sau condiția de „mode-matching”) și furnizarea unui fascicul focalizat strâns în locul unde va fi poziționat elementul neliniar cu rol în generarea pulsurilor optice ultracurte. O proiectare adecvată a unui rezonator laser implică o bună cunoaștere a proprietăților termice ale mediului activ, precum și optarea pentru acele medii și configurații care pot permite o răcire eficientă a sistemului și implicit o operare stabilă la diferite niveluri de putere de pompaj. Pentru a obține funcționarea în regim de pulsuri ultracurte cu un singur puls optic în cavitatea laser, este nevoie, în primul rând, de cuplarea modurilor laser aparținând unui singur mod transversal, respectiv de oscilația laser în mod TEM_{00} . Modul TEM_{00} este obținut practic prin asigurarea condiției de mode-matching, introducerea unei aperturi în cavitatea laser pentru selectarea modului TEM_{00} sau prin operarea la limita de stabilitate a rezonatorului. Apertura intra-cavitate poate conduce la

pierderi considerabile în eficiența laserului. Operarea la nivel de putere ridicat, cu factor de calitate al fasciculului laser cât mai bun și la limita de stabilitate a rezonatorului constituie elementele cheie pentru construirea unei cavități laser cu operare în regim de pulsuri ultracurte, dar și provocările majore în dezvoltarea unor astfel de sisteme laser. Cunoașterea cu precizie a distanței focale a lentilei termice este foarte importantă în proiectarea unui astfel de rezonator. Introducând valoarea distanței focale a lentilei termice în simulările ABCD, se poate identifica rezonatorul care să satisfacă cerințele impuse de experiment și ulterior, poate fi construit experimental rezonatorul optic ale cărui caracteristici geometrice sunt cunoscute din modelare.

4.2 Modelări ABCD realizate în cazul laserilor cu Nd:GdCOB, Nd:YVO₄ și Nd:LGsB

Laserul cu Nd:GdCOB

Figura 24 prezintă schema de rezonator cu geometrie de tip Z, modelată în cazul laserului cu Nd:GdCOB, cu lungimea de 6.5 mm și oglindă neliniară cu LBO, cu lungimea de 20 mm. În simularea ABCD, am presupus că rezonatorul începe cu Nd:GdCOB, având oglinda plană de pompaj depusă pe una din fețele acestuia.

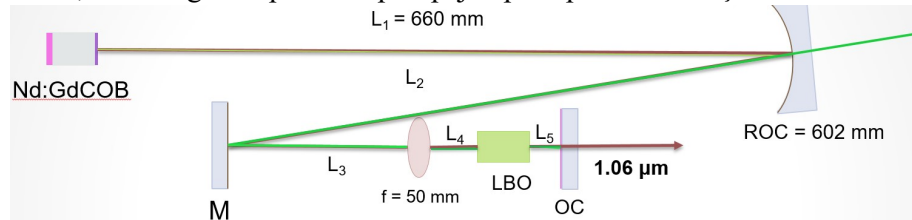


Figura 24: Rezonatorul Z modelat pentru experimentul de cuplare a modurilor prin tehnica oglinzii neliniare, în cazul laserului cu Nd:GdCOB; ROC – raza de curbura a oglinzii plan-concave, M – oglinda plană, OC – oglinda de ieșire dicroică.

Lungimile brațelor rezonatorului Z au fost: $L_1 = 660$ mm, $L_2 + L_3 = 670$ mm, $L_4 + L_5 = 50$ mm. Figura 25 prezintă modul laser (TEM₀₀), simulat cu formalismul ABCD, prin intermediul programului PSST (Photonics Simulation Software for Teaching [37]).

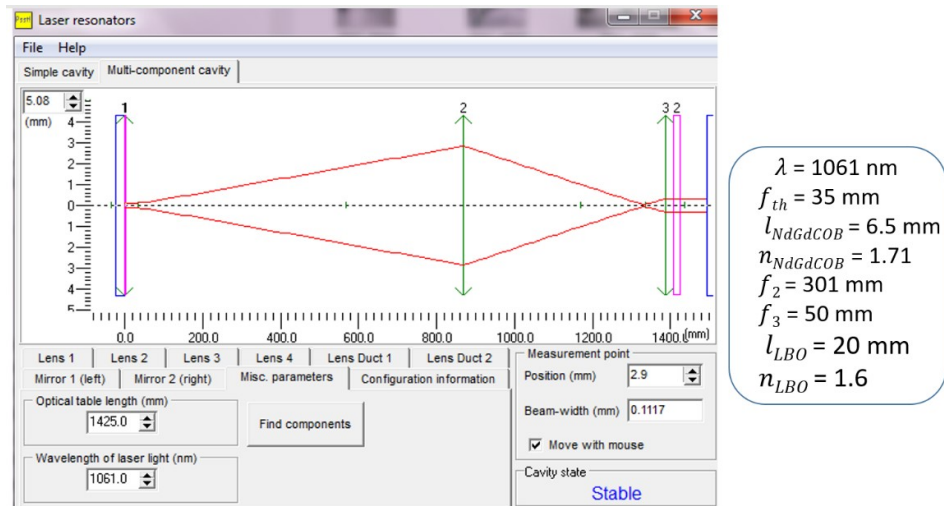


Figura 25: Dimensiunea modului laser în rezonatorul Z cu Nd:GdCOB și LBO; medalionul arată parametrii simulării ABCD.

Conform modelărilor numerice, dimensiunea fasciculului în Nd:GdCOB (elementul 1 în Figura 25) este de aproximativ 112 μm . Cu roșu se poate vedea modul laser care oscilează în cavitatea Z stabilă. Lentilele 2 și 3 (cu verde) corespund oglinzii plan-concave cu raza de curbură de 602 mm și lentilei cu distanța focală de 50 mm. Elementul 2 (în figură cu magenta) reprezintă cristalul LBO, iar oglinzile de la capete sunt simbolizate prin liniile albastre de la capetele opuse ale rezonatorului. Se observă ca în zona cristalului neliniar modul laser al rezonatorului este colimat, ceea ce permite translația oglinzii de extracție (OC în Figura 24), fără a pierde condiția de stabilitate.

Laserul cu Nd:YVO₄

Prin intermediul PARAXIA-PLUS, am simulat linia de pompaj alcătuită din elementele montajului experimental, împreună cu distanțele aferente și apoi am căutat acea schemă de rezonator, care să furnizeze un mod laser de dimensiuni egale cu cele ale fasciculului de pompaj simulat în primul pas. Cunoscând valoarea razei modului fasciculului de pompaj, în mediul activ, precum și valoarea aproximativă a distanței focale a lentilei termice (a mediului activ Nd:YVO₄), cu lungimea de 9.37 mm, am efectuat simulări, în vederea identificării rezonatorului stabil, care să funcționeze pentru mai multe valori ale f_{th} și care să atingă limita de stabilitate la valoarea lentilei termice corespunzătoare nivelului maxim de pompaj ales. De asemenea, am căutat acea configurație de rezonator, care să ofere un mode-matching perfect, simultan cu o focalizare strânsă la celălalt capăt al rezonatorului, unde va fi poziționat elementul neliniar (de exemplu, un SESAM).

Am optat pentru doi rezonatori cu geometrii diferite, respectiv Z și W. Rezultatele experimentale au arătat performanțe diferite pentru laserul cu Nd:YVO₄ având rezonator Z, în comparație cu același laser, dar cu rezonator W. Conform experimentelor, rezonatorul W a favorizat cuplarea modurilor laser. Figurile 26 și 27 prezintă dimensiunea modului transversal TEM₀₀ al fasciculului laser în cei doi rezonatori, simulați cu PARAXIA-Plus.

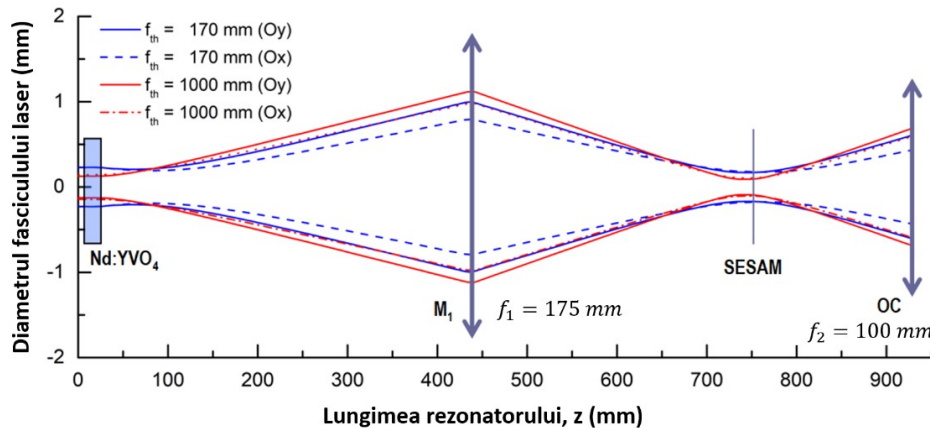


Figura 26: Dimensiunea modului laser în rezonatorul Z, pentru două valori ale distanței focale, f_{th} ale lentilei termice a Nd:YVO₄. Oglinzile plan-concave M_1 și OC au fost considerate lentile subțiri cu distanța focală $f_1=175$ mm și $f_2=100$ mm [4].

În aceste simulări, distanțele de la PM la M_1 și de la M_1 la SESAM au fost $z_1= 426$ mm și $z_2= 299$ mm, respectiv; OC a fost poziționat la distanța $z_3= 196$ mm față de SESAM. Adițional, cristalul de Nd:YVO₄ a fost plasat la 6.5 mm depărtare de PM.

Lungimea totală a rezonatorului a fost de 921 mm. Această configurație a fost identificată ca fiind cea care furnizează un fascicul laser cu cel mai bun factor M^2 .

În simulările ABCD, au fost utilizate două valori ale distanței focale a lentilei termice generată în Nd:YVO_4 : $f_{th} = 1000$ mm, pentru o putere de pompaj $P_{in} = 0.5$ W și $f_{th} = 170$ mm, pentru un nivel de pompaj mai ridicat, $P_{in} = 5.5$ W. Pentru a evalua astigmatismul fascicului au fost considerate atât direcția Ox cât și Oy. Se poate observa că rezonatorul de tip Z permite, în condiții de efecte termice puternice, un mod laser mai larg, fie incident pe SESAM, fie în interiorul Nd:YVO_4 . Acest lucru ar putea favoriza oscilația modurilor transversale de ordin superior la niveluri de pompaj mai ridicate. Dimensiunea modului laser din rezonatorul W este arătat în Figura 27.

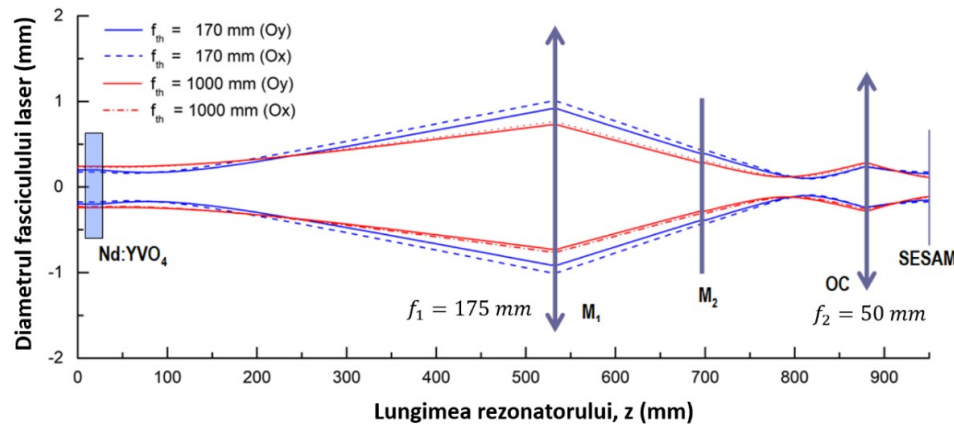


Figura 27. Dimensiunea modului laser în rezonatorul W, pentru două valori ale distanței focale, f_{th} ale lentilei termice a Nd:YVO_4 [4].

Oglinda M_2 este plană. Distanța focală echivalentă oglinzii plan-concave de extracție, OC, este de 50 mm. Utilizând acest OC cu raza de curbură mai mică, se obține o focalizare mai strânsă pe SESAM, îmbunătățind în acest fel neliniaritatea dispozitivului. În simularea modului laser, au fost luate în calcul condiții similare pentru lentila termică a Nd:YVO_4 , în raport cu modelarea rezonatorului Z. Distanța de la PM la M_1 a fost $z_1 = 531$ mm, iar distanțele de la M_1 la M_2 și M_2 către OC au fost $z_2 = 160$ mm și $z_3 = 176$ mm, respectiv. SESAM a fost poziționat în apropiere de OC, la o distanță $z_4 = 80$ mm, astfel încât lungimea totală a rezonatorului a fost $L = 947$ mm. Se poate observa că, în acest caz, dimensiunea modului laser în interiorul mediului amplificator Nd:YVO_4 se micșorează pentru o putere refractivă mai mare, în timp ce pe SESAM crește ușor, protejând modulatorul de distrugerea în câmp laser intens și menținând totodată neliniaritatea la un nivel adecvat pentru operarea în regim de moduri laser cuplate în fază (CML).

Laserul cu Nd:LGSB

În scopul obținerii și demonstrării primelor pulsuri ultracurte în domeniul picosecundelor, pentru materialul nou, Nd:LGSB , prin tehnica SESAM, am realizat simulări pentru găsirea unui rezonator cu geometrie de tip Z. Cristalul Nd:LGSB , cu lungimea de 3 mm, este poziționat foarte aproape de oglinda de pompaj. Medalionul din Figura 28 arată variația distanței focale a lentilei termice indusă în cristalul nou Nd:LGSB . Rezonatorul Z, astfel modelat, oferă o focalizare strânsă atât în mediul activ, cât și pe absorbantul saturabil de tip SOC.

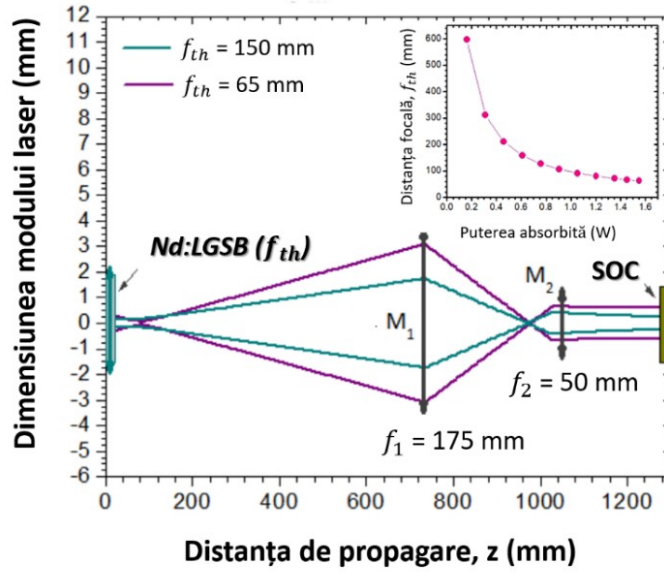


Figura 28: Dimensiunea modului laser în rezonatorul Z cu Nd:LGSB, pentru două valori ale distanței focale a lentilei termice, respectiv $f_{th} = 65$ mm și $f_{th} = 150$ mm.

Variațiile razei modului transversal al fasciculului laser în interiorul mediului activ și la incidența pe suprafața SOC-ului, pot fi urmărite în Figura 29, pentru un domeniu mai larg de puteri de pompaj.

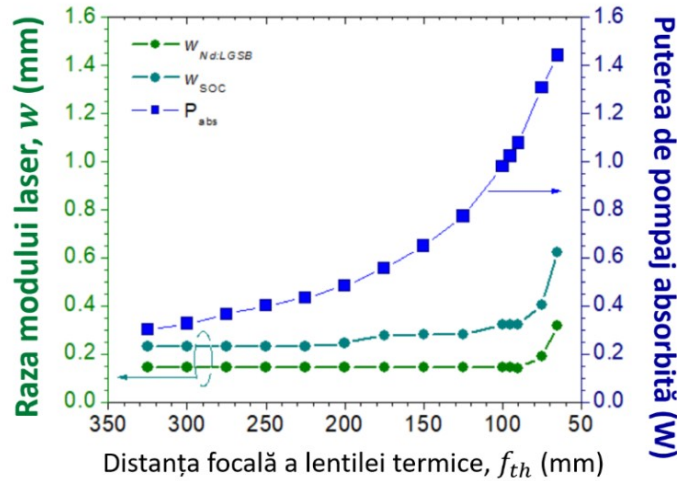


Figura 29: Variația razei modului laser; $w_{\text{Nd:LGSB}}$ –raza modului laser în interiorul cristalului Nd:LGSB; w_{SOC} –dimensiunea modului laser incident pe SOC.

Așa cum putem observa la o valoare mult mai mică a f_{th} , spotul incident pe SOC crește, protejând astfel absorbantul saturabil de distrugerea posibilă, cauzată de pompajul la puteri prea ridicate.

5. Experimente laser

Având interesul de a obține pulsuri ultrasculte prin metoda oglinzii neliniare, aplicată unor medii active noi de tip borat dopat cu Nd^{3+} , am construit la început laserul cu Nd:GdCOB și oglindă neliniară cu LBO. Apoi, pentru a învăța despre metoda pasivă de generare a pulsurilor ultrasculte și mecanismele de funcționare ale acestora, condițiile de optimizare și metodele de caracterizare a pulsurilor ultrasculte cu durate în domeniul picosecundelor, am utilizat un cristal comercial de vanadat de ytriu dopat cu Nd^{3+} . După consultarea cu literatura de specialitate, am optat pentru o concentrație de 0.25-at.% Nd^{3+} în cristalul cu lungimea de 9.37 mm, de vanadat de ytriu, tăiat pe direcția cristalografică a , folosirea acestei orientări favorizând emisia laser cu polarizare liniară. Deoarece nu am putut detecta pulsuri ultrasculte, generate prin metoda oglinzii neliniare, în acele condiții experimentale, am continuat studiile privind generarea pulsurilor ultrasculte, în domeniul ps, concentrându-mă pe înțelegerea mecanismului de cuplare a modurilor laser și pe formarea pulsului laser ultrascult, printr-o altă metodă pasivă, respectiv cea cu absorbant saturabil cu semiconductor. Folosind tehnica absorbantului saturabil, am obținut rezultate comparabile cu literatura, în cazul cristalului comercial Nd:YVO₄ și am măsurat primele pulsuri ultrasculte, cu durata de 1.43 ps, generate de la un laser cu mediu activ nou, boratul de lantan, gadolinu și scandiu dopat cu Nd^{3+} (Nd:LGSB), un cristal cu proprietăți neliniare de ordin 2 comparabile cu cele ale binecunoscutului Nd:YAB.

Din motive practice, înainte de a utiliza un mediu activ într-un rezonator lung, de ordinul metrelor, trebuie să se realizeze în prim pas un rezonator scurt, plan-parallel, pentru a caracteriza emisia laser a mediului investigat la lungimea de undă de interes, în condițiile de pompaj date. În cazul unui pompaj longitudinal, de exemplu, cu o diodă laser cuplată la fibră optică, optimizarea liniei de pompaj presupune alegerea distanțelor focale ale lentilelor de colimare și focalizare a fasciculului de pompaj (emergent din fibra optică), pentru care rezonatorul laser oferă cele mai bune performanțe, în termeni de putere de ieșire maximă și factor de calitate al fasciculului laser M^2 minim. Astfel, am studiat emisia laser în rezonatorul plan-parallel scurt pentru patru medii active: Nd:GdCOB, Nd:GdLuCOB, Nd:YVO₄ și Nd:LGSB. Cu mediile active eficiente laser am construit rezonatori optici cu lungimi mai mari, de ordinul m și am realizat experimente de cuplare a modurilor laser.

5.1 Laserul cu Nd:GdCOB (sau Nd:GdLuCOB)

Rezonator liniar plan-parallel cu Nd:GdCOB sau Nd:GdLuCOB

Figura 32 prezintă rezonatorul liniar plan-parallel, scurt, folosit în experimentele laser cu cristale de tip oxoborat de calciu și gadolinu dopat cu Nd^{3+} . Fiecare cristal a fost tăiat pe direcția de autodublare în frecvență. Fețele perpendiculare pe axa de propagare au fost șlefuite la calitate laser. Cristalele au fost tăiate în forme paralelipipedice. Fețele pătrate au avut latura de 4 mm. Grosimile probelor au fost de 6 mm (Nd:GdLuCOB ZX-cut) și 6.8 mm (Nd:GdCOB XY-cut). Ambele medii, cu fețe neacoperite cu strat antireflex la lungimea de undă laser $\lambda_{\text{laser}} = 1061$ nm, au fost învelite în foițe de indiu, cu grosimea de 200 μm , și fixate în monturi de cupru, răcite cu apă și un ansamblu format dintr-un element Peltier (TEC) și un termistor. Temperatura monturii de cupru a fost menținută la 20°C [1]. Pompajul optic longitudinal a fost furnizat de o diodă laser cuplată la o fibră optică cu diametrul de 100 μm și apertură numerică 0.22. Factorul M^2

al fascicului de pompaj, cu emisie la 812 nm, a fost ~ 43 , conform estimărilor. Radiația emergentă din fibra optică a fost colectată și colimată cu o lentilă de tip dublet acromat (Thorlabs), cu distanța focală de 19 mm. Fasciculul colimat a fost focalizat ulterior în interiorul mediilor active Nd:GdCOB și Nd:GdLuCOB, cu o lentilă de tip dublet acromat, cu distanța focală de 30 mm. Utilizând un sistem de doi polarizori (prisme Glan Thomson din calcit), cu apertura de 10 mm, am pompat cristalele cu lumină polarizată liniar și am variat puterea de pompaj provenită de la dioda laser, fără a modifica lungimea de undă de pompaj. Cristalele au picul de absorbție centrat în jurul valorii de 811.7 nm (Nd:GdLuCOB) și 812 nm (Nd:GdCOB). Mai mult, pentru a micșora efectele termice induse de pompajul în undă continuă, am introdus în linia de pompaj o lamă metalică perforată rotitoare (modulator mecanic sau chopper), în zona în care fasciculul de pompaj este colimat (ca în Figura 30). Pentru regimul quasi-CW stabilizat cu modulatorul mecanic (lamă de chopper), am ales o rată de repetiție de 220 Hz și un factor de ciclu (duty factor) de 11% (în aceste condiții pulsurile de pompaj au avut durată $t_{\text{pompaj}} \sim 500 \mu\text{s}$). Lungimea fizică a rezonatorului laser a fost de 14 mm, fiind limitată de spațiul fizic dintre componentele mecanice și optice. Oglinda de pompaj plană a fost depusă cu strat HT (transmisie ridicată, $T > 90\%$) la lungimea de undă de pompaj de 812 nm (λ_p în Figura 32) și HR (reflectivitate ridicată, $R > 99.9\%$) la lungimea de undă laser și la cea corespunzătoare armonicii a doua. Oglinda de ieșire a fost plană, cu transmisie parțială la lungimea de undă laser (λ_{em} în Figura 30).

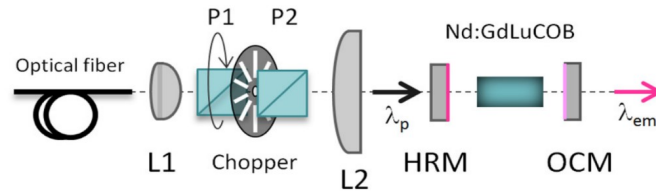


Figura 30. Montajul experimental al laserului cu Nd:GdLuCOB; L_1, L_2 –lentile; P_1, P_2 –polarizori; HRM –oglină cu reflectivitate ridicată; OC –oglină de extracție [1].

În toate experimentele laser am utilizat o singură sursă de pompaj, reprezentată printr-o diodă laser, achiziționată de la LIMO GmbH (Germania), a cărei lungime de undă λ_{pompaj} a putut fi variată în domeniul 807-812 nm, prin modificarea temperaturii de lucru, de la 15°C, la 29.5°C. Linia de pompaj, alcătuită dintr-o pereche de lentile de tip dublet acromat, a fost ajustată astfel încât fasciculul de pompaj focalizat în mediul activ să conducă la performanțe laser cât mai bune.

Rezonator cu Nd:GdCOB și geometrie de tip Z

Cristalul Nd:GdCOB, cu lungimea de 6.8 mm și apertura de 4 mm, a fost șlefuit și depus cu straturi HT la lungimea de undă $\lambda_{\text{pompaj}} = 812 \text{ nm}$ și HR la 1061 nm, pe una din fețe, iar pe cea de-a doua față a fost depus AR la 1061 nm. Depunerea cristalului a fost realizată la o firmă din Lituania. După șlefuire și depunere cristalul Nd:GdCOB a avut lungimea de 6.5 mm. Acest cristal a fost utilizat în experimente de cuplare a modurilor laser, folosind fie LBO (tăiat pe direcția de acord de fază de tip I, la temperatura camerei, descrisă de unghiurile $(\theta, \phi) = (11.4^\circ, 0^\circ)$) pentru oglinda neliniară, fie SESAM. Experimentele acestea au fost realizate în Bulgaria, la Sofia University „St. Kliment Ohridski”. Montajul experimental cu Nd:GdCOB și LBO este arătat în Figura 31. A fost utilizată o linie de pompaj alcătuită dintr-o pereche de lentile cu raportul distanțelor focale 1:1.

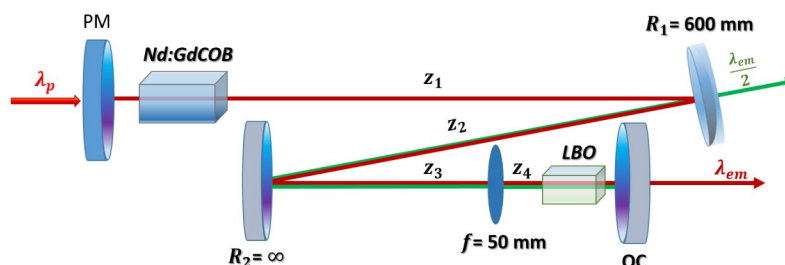


Figura 31: Montajul laserului cu Nd:GdCOB dublat intra-cavitate de LBO; PM – oglindă de pompaj; R_1 , R_2 -raze de curbură; OC -oglină de extracție; $z_1=660$ mm, $z_2 + z_3=670$ mm, iar $z_4=70$ mm (fără LBO).

Atât LBO cât și OC-ul plan au fost poziționate pe măsute de translație, cu precizie sub milimetrică, pentru atingerea zonei de stabilitate a rezonatorului și pentru ajustarea distanței dintre cristalul neliniar (LBO) și oglinda de ieșire cu transmisie 1% la lungimea de undă laser (λ_{em}), în vederea reconversiei armonicii a doua ($\lambda_{em}/2$) în radiație fundamentală (λ_{em}). Mai departe, am modificat rezonatorul și am introdus SESAM în rezonator, însă, din cauza pierderilor prea mari, nu am putut observa emisie laser, chiar și pentru o transmisie a OC de numai 1%.

5.2 Laserul cu Nd:YVO₄

Rezonator liniar plan-parallel cu Nd:YVO₄

În montajul experimental am folosit un cristal $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$, tăiat în lungul direcției cristalografice a , cu concentrație atomică 0.25-at.% Nd^{3+} , de dimensiuni $4 \times 4 \times 9.4$ mm³. Cristalul a fost învelit într-o foiță de indiu cu grosimea de 0.2 μm și introdus într-o montură de Cu, pentru un control termic bun; temperatura monturii cristalului a fost menținută la valoarea de 19°C; răcirea a fost intermediată de apă recirculată cu temperatură controlată și un ansamblu element Peltier-termistor. Temperatura apei de răcire a fost ajustată și menținută la 19°C. Performanțele de emisie laser ale cristalului Nd:YVO₄ au fost investigate, la început, pentru un rezonator liniar plan-parallel cu lungimea de 50 mm. Acesta din urmă a fost construit cu o oglindă plană de pompaj (PM), depusă cu strat cu reflectivitate ridicată ($R > 99.9\%$) la lungimea de undă laser de 1064 nm și cu strat antireflex (cu transmisia $T > 99.8\%$ la 808 nm) și o oglindă de cuplaj de ieșire plană (OC), cu transmisie T diferită (1%, 2.4%, 5% și 10%) la 1064 nm. Pompajul optic a fost realizat cu o diodă laser cuplată la fibră optică (LIMO GmbH, Germania) cu emisie centrată la $\lambda_p = 808$ nm. Fasciculul emergent din fibră optică (100 μm diametru, apertură numerică, $\text{NA} = 0.22$) a fost colimat cu o lentilă de tip dublet acromat (L_1) cu distanța focală de 40 mm și focalizat în Nd:YVO₄ cu o lentilă acromatică (L_2) cu distanța focală de 100 mm. După mai multe teste efectuate cu diferite perechi de lentile, cu raportul distanțelor focale 19:40, 19:80, 40:30, 40:50, 40:60, 40:100, s-a concluzionat că această combinație de lentile (40:100) oferă cele mai bune performanțe ale laserului, cu emisie la 1.06 μm , în regim de undă continuă.

Rezonator cu Nd:YVO₄ și geometrie de tip Z sau W

În cazul laserului cu Nd:YVO₄, am identificat două cavități optice, cu geometrie Z și W, care pot satisface simultan condițiile: mode-matching perfect, focalizare strânsă pe SESAM și funcționare stabilă la nivelul de pompaj ales, dar în vecinătatea limitei de stabilitate. Linia de pompaj utilizată a avut raportul distanțelor focale 40:100. Oglinda M_1 (Figura 32) a fost plan-concavă cu raza de curbură de 350 mm, iar oglinda de

extracție a fost plan-concavă, cu raza de curbură de 200 mm și cu transmisia de 5 % la lungimea de undă laser. Cristalul 0.25-at.% Nd:YVO_4 cu lungimea de 9.37 mm a fost poziționat aproape de oglinda plană de intrare (PM), iar SESAM-ul a fost utilizat la celălalt capăt al rezonatorului. Modul laser simulat cu formalismul ABCD, pentru rezonatorul Z prezentat în Figura 32, a fost discutat anterior (Figura 26). Inițial, în locul SESAM-ului am utilizat o oglindă plană și am modificat distanțele z_1 , z_2 și z_3 cu scopul obținerii unui factor de calitate al fascicului cât mai bun, concomitent cu o putere de ieșire mare. Distanța dintre oglinda plană (în locul căreia a fost introdus SESAM-ul) și oglinda de cuplaj a fost variată din aceleași considerente. S-a observat că stabilitatea rezonatorului și dimensiunea modului transversal pe oglinda de ieșire OC, în cazul schemei Z, sunt influențate semnificativ de variațiile de la nivelul distanței z_3 .

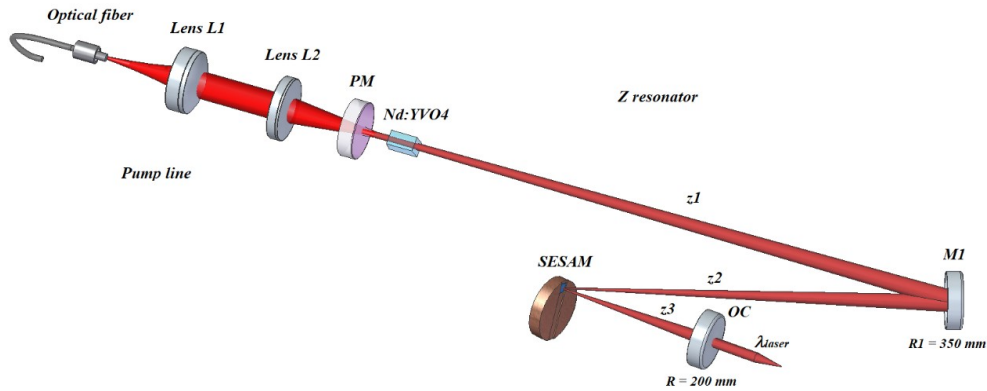


Figura 32: Laserul cu Nd:YVO_4 și SESAM, dispuse în rezonatorul Z [4].

Utilizând rezonatorul Z, am obținut operarea laserului doar în regim QML. Pentru operarea în regim CML am construit rezonatorul cu geometrie de tip W. Figura 33 prezintă rezonatorul cu geometrie de tip W utilizat în experimentele de cuplare a modurilor laser prin metoda SESAM aplicată unui laser cu Nd:YVO_4 .

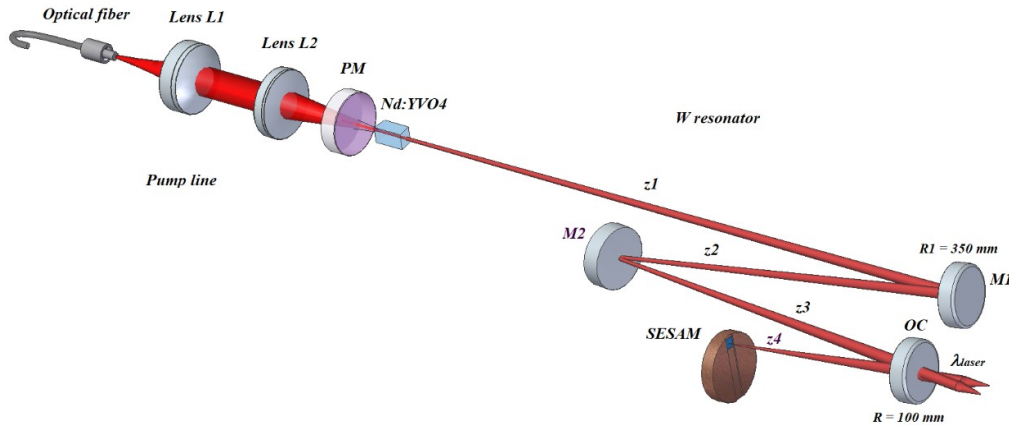


Figura 33: Laserul cu Nd:YVO_4 și SESAM, dispuse în rezonatorul cu geometrie de tip W [4].

Spre deosebire de prima configurație (Z), rezonatorul cu geometrie de tip W (Figura 33) folosește o oglindă plan-concavă cu raza de curbură mai mică (100 mm în loc de

200 mm), care poate să focalizeze mai strâns modul laser incident pe SESAM, îmbunătățind, pe această cale, neliniaritatea dispozitivului. Totodată, densitatea optică intra-cavitate este ușor micșorată, trecând de la o transmisie mai mică, de 5% pentru oglinda cu raza de curbură de 200 mm, la cea de 6% (transmisia OC-ului plan-concav cu raza de curbură de 100 mm a fost de 3%). Oglinda M_2 adițională este plană. O diferență majoră între cele două configurații constă în numărul de fascicule de la ieșirea laserului. Rezonatorul W oferă posibilitatea obținerii a două fascicule laser. Modul laser care oscilează în rezonatorul W a fost simulat și prezentat în Figura 27.

Rezonatorul W construit astfel a permis operarea CML, în cazul a două dispozitive SESAM (SESAM-1 și SESAM-2), cu specificațiile date în Tabelul 4 (pagina 17). Ambele SESAM-uri, de dimensiuni foarte mici (4 mm apertură și grosime de 450 μm) au fost livrate sub formă de chip-uri fixate pe monturi de cupru aurite (Batop GmbH, Germania). Răcirea SESAM-urilor în timpul experimentelor s-a realizat prin convecția în aer. Mediul activ laser a fost răcit cu apa și un element Peltier (folosind același sistem de răcire cu cel întrebuințat în experimentele cu rezonatorul plan-paralel scurt).

5.3 Laserul cu Nd:LGSB

Rezonator liniar plan-paralel cu Nd:LGSB

Performanțele laser ale noului cristal Nd:LGSB au fost investigate, în prim pas, într-o configurație de rezonator simplă, compactă, cu lungimea totală mai mică de 10 mm. Sursa de pompaj a fost identică cu cea amintită anterior (pentru Nd:YVO₄). Temperatura diodei laser de pompaj a fost ajustată pentru a furniza o lungime de undă corespunzătoare maximului din spectrul de absorbție al cristalului Nd:LGSB (~ 807 nm). Dioda laser a operat, atât în regim de undă continuă, cât și quasi-continuă, livrând pulsuri la $\lambda_{\text{pompaj}} = 807$ nm, cu durată $t_{\text{pompaj}} = 1$ ms și rata de repetiție de 10 Hz. Emisia laser a fost studiată pentru două probe de Nd:LGSB, una tăiată în lungul axei c (apertură de 3 mm și grosime de 6.1 mm) și cea de-a doua probă tăiată în lungul axei a (cu apertură egală cu grosimea de 3 mm). Montajul experimental este arătat în Figura 34.

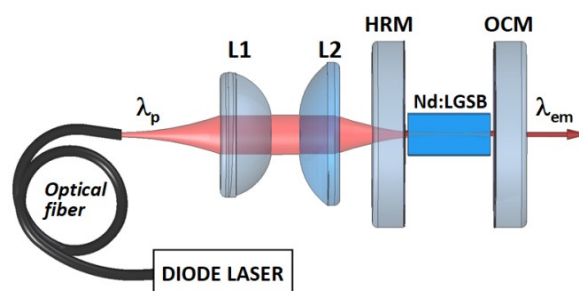


Figura 34: Montajul laserului cu Nd:LGSB în rezonator plan-paralel scurt; λ_p - lungimea de undă de pompaj; L_1, L_2 -lentile; HRM -oglină de pompaj; OC -oglină de extracție; λ_{em} -lungimea de undă de emisie laser [2].

Lentilele L_1 , L_2 , de tip dublet acromat, au fost întrebuințate pentru a colima și focaliza fasciculul de pompaj în interiorul mediului activ. Folosind fibra optică de 100 μm și diferite distanțe focale ale lentilelor, dimensiunea fasciculului de pompaj, în interiorul mediului activ, a fost 510 μm , 330 μm sau 230 μm (conform măsurărilor Knife-Edge), pentru raportul distanțelor focale 19:100, 30:100 și 40:100. Oglinda HRM a fost acoperită cu straturi HR la λ_{em} și HT la λ_p .

Rezonatorul cu Nd:LGSB și geometrie de tip Z

Cristalul Nd:LGSB *a*-cut a fost utilizat în experimente de cuplare a modurilor laser împreună cu dispozitivul SOC (tabelul 4, pagina 17). SOC-ul este un SESAM cu transmisie parțială la lungimea de undă laser. În aceste experimente am utilizat un SOC cu $T = 2.2\%$ la λ_{laser} . Generarea pulsurilor ultracurte a fost realizată prin aplicarea metodei SESAM (prin intermediul SOC-ului) în cazul cristalului Nd:LGSB *a*-cut, inserat într-un rezonator de tip Z, arătat în Figura 35. Valoarea lentilei termice, indusă în Nd:LGSB (cu lungimea de 3 mm și concentrația de 5.0-at.% Nd^{3+}) a fost introdusă în simulările ABCD, iar configurația Z identificată prin modelare, a fost realizată experimental (Figura 35). Dimensiunile modului laser, în lungul rezonatorului pot fi vizualizate în Figura 28. Rezonatorul Z conține două oglinzi plan-concave M_1 și M_2 cu raze de curbură $\rho_1 = 350$ mm și $\rho_2 = 100$ mm. Cristalul Nd:LGSB *a*-cut a fost poziționat foarte aproape de oglinda plană de pompaj (HRM). Distanțele dintre HRM și M_1 , M_1 și M_2 au fost 730 mm și 290 mm. Distanța de la M_2 la oglinda de extracție (sau dispozitivul SOC) a fost fixată la 245 mm.

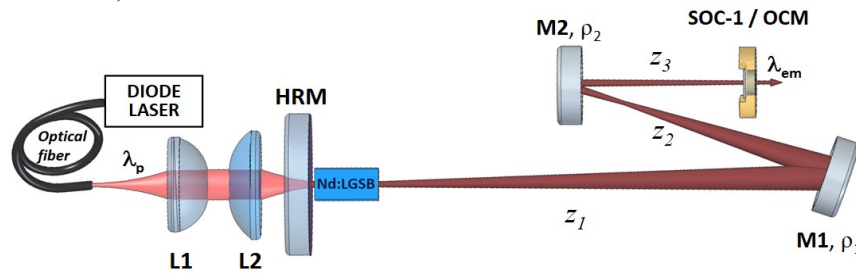


Figura 35: Rezonatorul Z al laserului cu Nd:LGSB și SOC [2].

Conform simulărilor, dimensiunea modului transversal al fascicului laser în Nd:LGSB a fost menținută constantă ($\sim 150 \mu\text{m}$ în rază), în zona de stabilitate a rezonatorului, iar dimensiunea modului fascicului laser incident pe SOC s-a modificat ușor, scăzând de la $280 \mu\text{m}$, în apropierea limitei de stabilitate și ajungând la $230 \mu\text{m}$, la niveluri de putere scăzute, când pompajul a fost redus până la valoarea de prag laser. Valoarea relativ crescută a razei modului laser incident pe SESAM (SOC), care poate conduce la o neliniaritate slabă, este compensată prin cuplajul de ieșire foarte mic (transmisie de 2.2%), astfel încât ne putem aștepta la densități optice mari în interiorul cavității. În experimente, nu a fost racit SOC-ul și nici nu a fost distrus la nivelurile de putere de pompaj la care a fost operat laserul.

Capitolul următor prezintă rezultatele experimentale și performanțele mediilor active laser studiate, pentru cele două regimuri de operare diferite, respectiv generarea liberă și generarea de pulsuri ultracurte în domeniul picosecundelor. Pentru evaluarea performanțelor laser în regimul de generare liberă, sunt descrise rezultatele obținute cu mediile active dispuse în două scheme de rezonator, respectiv rezonatorul scurt (cu lungimea tipică de câțiva mm) și rezonatorul lung (cu lungimea de ordinul metrelor).

6. Rezultate experimentale

În cadrul tezei au fost realizate experimente de emisie laser la $\lambda_{laser} \sim 1 \mu\text{m}$ pentru diferite cristale dopate cu Nd³⁺. Tabelul 6 prezintă proprietățile cristalelor investigate.

Tabelul 6: Proprietățile cristalelor dopate cu Nd³⁺, investigate.

Proprietate	Nd:GdCOB	Nd:GdLuCOB	Nd:YVO ₄ a-cut	Nd:LGSB a-cut	Nd:LGSB c-cut
Concentrație Nd ³⁺ (at.%)	4	4	0.25	5	5
Lungime (mm)	6.5	6	9.4	3	6.1
Pierderi (L _i)	0.04	0.12	0.01	0.01	0.01
Stare depunere	Da	Nu	Da	Nu	Nu
λ_{abs} (nm)	812	811.7	809	807.8 (σ)	807.1 (π)
λ_{em} (nm)	1061	1061	1064	1062.45	1062
σ_{abs} (10 ⁻²⁰ cm ²)	1.37	1.12	60 [38]	5.1 (σ) 1.3 (π)	5.1 (σ)
σ_{em} (10 ⁻²⁰ cm ²)	2.94	3.78	114 [38]	21 (σ)	18 (π) 21 (σ)
τ (μs)	98.3	101.5	95	144	144

6.1 Performanțe de emisie laser la 1.06 μm , în regim relaxat.

Laserul cu Nd:GdCOB sau Nd:GdLuCOB în rezonator linear plan-paralel

Primele investigații laser au vizat emisia la 1.06 μm a cristalelor de tip oxoborat de calciu și gadoliniu dopat cu Nd³⁺. Figura 36 prezintă rezultatele experimentale obținute cu cristalele Nd:GdLuCOB și Nd:GdCOB, inserate în cavități rezonante liniare, plan-paralele, în condiții de pompaj în undă quasi-CW.

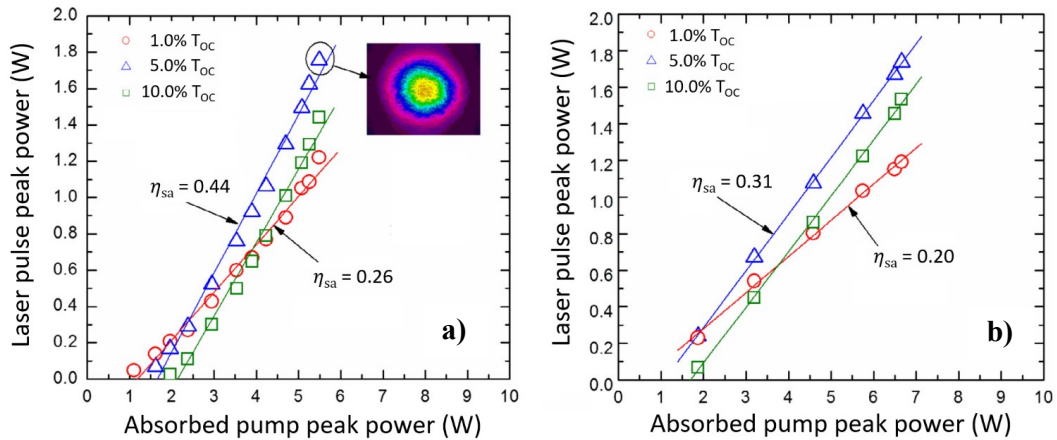


Figura 36: Performanțele laser obținute cu cristalele: a) Nd:GdLuCOB ZX-cut și b) Nd:GdCOB XY-cut, pompate quasi-continuu, cu diodă laser. Medalionul ilustrează distribuția 2D a fascicului laser, în punctul de operare indicat [1].

Cele mai bune caracteristici de emisie laser la $1.06 \mu\text{m}$, obținute cu Nd:GdLuCOB ZX-cut, au fost observate pentru transmisia T_{OC} de 5.0%. Puterea de vârf maximă a pulsurilor laser a fost 1.76 W ($\eta_{\text{oa}} = 0.32$), iar panta eficienței a atins valoarea $\eta_{\text{sa}} = 0.44$. Pragul de emisie laser a fost de 1.66 W (putere de vârf de pompaj absorbită). O cameră Spiricon (model SP620U, domeniul spectral 190-1100 nm) a fost utilizată pentru a înregistra distribuția transversală a fasciculului laser, în câmp apropiat. Medalionul din Figura 36a prezintă această distribuție bidimensională, la nivelul maxim al puterii de ieșire. Aplicând analiza Findlay-Clay [39] am determinat pierderi reziduale, $L_i \sim 0.12$. Adicional, am măsurat pierderile de propagare prin intermediul unui laser cu He-Ne, măsurând lumina transmisă de proba de Nd:GdLuCOB, investigată în experimentele laser. Ținând cont de pierderile Fresnel de pe suprafețele neacoperite ale cristalului, am evaluat pierderile interne ca fiind în jur de 0.46 dB/cm [1]. Valoarea relativ ridicată a coeficientului de pierderi de propagare, L_i , al cristalului Nd:GdLuCOB, explică pragul de emisie laser ridicat, observat în cadrul experimentelor.

Din Figura 36b, putem observa că cea mai mare pantă a eficienței, obținută cu Nd:GdCOB XY-cut, este de 31%. Puterea de vârf maximă, calculată pentru oglinda cu transmisie de 5% a fost 1.74 W , pentru o putere de vârf absorbită de 6.65 W . Pierderile evaluate prin analiza Findlay-Clay aplicată în cazul Nd:GdCOB XY-cut au fost $L_i \sim 0.04$. Pierderile de propagare ale Nd:GdCOB XY-cut au fost 0.13 dB/cm , pentru lungimea de undă de 632.8 nm (de 3 ori mai mici față de cele determinate pentru Nd:GdLuCOB ZX-cut). Această valoare a pierderilor explică pragul mai mic de emisie laser al Nd:GdCOB XY-cut, respectiv 1.08 W , putere de vârf absorbită (în comparație cu 1.66 W , în cazul Nd:GdLuCOB ZX-cut, la aceeași transmisie a oglinzii de ieșire de 5%). Conform datelor spectroscopice [1], codopând cristalul Nd:GdCOB cu Lu^{3+} se obține o fluentă de saturație mai mică (49 kW/cm^2), în raport cu Nd:GdCOB (65 kW/cm^2), fapt care influențează pozitiv performanțele emisie laser. Cu Nd:GdLuCOB s-a observat o creștere de 13% în panta eficienței și de 6% în eficiența optică. Totuși, este important de menționat că, puterea de pompaj maximă a fost limitată de caracteristicile diodei laser disponibile. Pentru viitoare experimente de cuplare a modurilor laser, este foarte important ca mediul activ, în care se generează pulsurile ultracurte, să aibă prag de emisie laser cât mai mic. Astfel, am optat pentru investigarea în continuare a performanțelor laser ale Nd:GdCOB XY-cut, pompat quasi-continuu și continuu, dar după depunerea, în prealabil, a suprafețelor optice ale acestuia cu straturi antireflex. Mai mult, pentru a simplifica montajul, oglinda de intrare a fost depusă direct pe una dintre fețele cristalului Nd:GdCOB. Pentru experimentele de generare liberă realizate pe Nd:GdCOB, pompat continuu, la 812 nm , au fost întrebuințate trei linii de focalizare diferite, având rapoartele distanțelor focale 19:25, 19:30 și 19:40. Graficul din Figura 39 este obținut pentru linia de focalizare 19:40, deoarece aceasta a fost cea mai performantă. Se observă o creștere a pantei eficienței de la 20% (pentru Nd:GdCOB XY-cut pompat quasi-CW) la 37% (pentru Nd:GdCOB depus cu straturi antireflex și pompat în undă continuă). Pragul de emisie este situat la 0.63 W putere de pompaj absorbită, pentru cristalul Nd:GdCOB depus. Rezonatorul a avut lungimea totală de 36 mm , limitată fiind de spațiul fizic dintre monturile mecanice utilizate în montajul experimental. Crescând lungimea rezonatorului, puterea de ieșire a scăzut considerabil. Puterea de ieșire maximă, 334 mW , a fost măsurată la 1.48 W , putere de pompaj absorbită, corespunzând unei eficiențe optice $\eta_{\text{oa}} = 22.6\%$, la transmisia de 1%. Folosind linia de focalizare 19:30, puterea de ieșire maximă, 241 mW , a fost înregistrată pentru 1.89 W , putere de pompaj absorbită, dând o eficiență optică $\eta_{\text{oa}} = 12.7\%$, mai mică față de cea obținută în pompajul quasi-CW. Această comportare se datorează efectelor

termice puternice cauzate de pompajul în undă continuă. Figura 37 prezintă puterea de ieșire măsurată în undă continuă, în funcție de puterea de pompaj absorbită, în cazul unui rezonator plan-parallel cu Nd:GdCOB, după acoperirile suprafețelor cu filme subțiri, cu specificațiile: HR la 1.06 μm și 0.53 μm , HT la 812 nm, pe una dintre fețe, iar pe fața opusă AR la 1.06 μm și 0.53 μm .

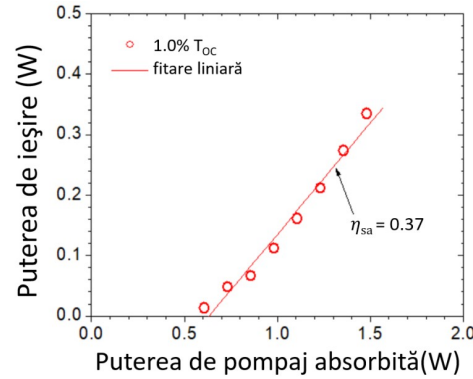


Figura 37: Puterea de ieșire laser în funcție de puterea de pompaj absorbită, în cazul cristalului Nd:GdCOB XY-cut depus, pompat CW.

Utilizând o cameră termică (FLIR) am vizualizat distribuția de temperatură de pe fața de ieșire a mediului activ Nd:GdCOB, în condiții de emisie laser. Am efectuat măsurători ale temperaturii generate în cristalul Nd:GdCOB XY-cut, pompat continuu și quasi-continuu. În pompajul continuu căldura generată în cristal a fost mai mare, așa cum era de așteptat. Am măsurat o temperatură maximă de 40°C în cazul cristalului pompat quasi-continuu. Pentru același nivel de pompaj, am observat distribuția de temperatură, pentru diferite transmisii ale oglinzii de ieșire. Măsurătorile de temperatură au arătat că transmisia $T = 0.05$ este optimă pentru funcționarea eficientă a laserului cu Nd:GdCOB, în pompaj quasi-CW, utilizarea acesteia asigurând o încălzire minimă a cristalului, în raport cu celelalte oglinzi cu transmisie diferită. Figura 38 arată temperatura indusă în mediul activ înregistrată în plan transversal, pe fața de ieșire a cristalului, în condiție de nivel de pompaj maxim.

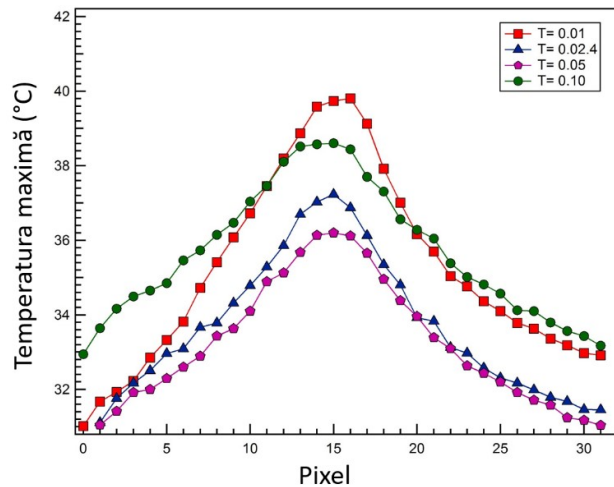


Figura 38: Temperatura generată în Nd:GdCOB la nivel de pompaj maxim (operare quasi-continuu), măsurată în plan transversal (de-a lungul axei sagitale), pe una din fețele de ieșire ale cristalului.

Variația maximă de temperatură dintre centrul cristalului și marginile lui ($>18^\circ\text{C}$) este înregistrată pentru transmisia de 1%. Pentru cuplajul optim ($T=0.05$), aceeași diferență de temperatură este de 5°C între temperatura din zona focalizată și temperatura de pe muchiile cristalului. Figura 41 arată distribuția de temperatură (imagine FLIR) pe fața de ieșire a cristalului Nd:GdCOB, cu lungimea de 6.5 mm și apertură de 4 mm, pompat CW, la nivel de pompaj $\sim 1.46\text{ W}$ (1.05 W putere absorbită), în condiție de emisie laser, cu o oglindă de extracție cu $T=0.01$. În aceste condiții, laserul cu Nd:GdCOB, pompat continuu, a avut puterea de ieșire de 143 mW (eficiență optică $\eta_{\text{oa}} \sim 14\%$). Pentru alte transmisii ale oglinzii de extracție ($T=0.02$, $T=0.024$ sau $T=0.05$), eficiența laserului cu Nd:GdCOB a scăzut considerabil. Fasciculul de pompaj a fost focalizat la o rază de $\sim 80\text{ }\mu\text{m}$, în interiorul Nd:GdCOB. Este important de specificat că, în timpul experimentelor laser, cristalul a fost răcit la temperatura de 18°C .

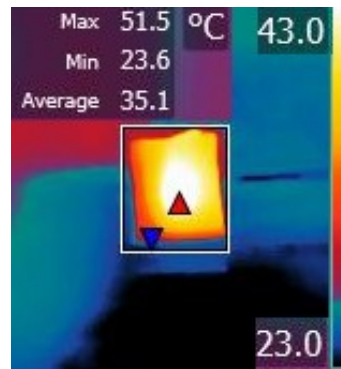


Figura 39: Imagine (preluată cu camera termică FLIR) a suprafeței de ieșire a cristalului Nd:GdCOB, pompat în undă continuă, în condiții de emisie laser.

În pompajul CW, diferența de temperatură dintre centrul cristalului și marginile acestuia (ΔT_{max}) a fost 32°C , la o putere absorbită $\sim 1.43\text{ W}$. Pentru puterea medie absorbită $\sim 0.77\text{ W}$ (în pompaj quasi-CW, cu pulsuri de $500\text{ }\mu\text{s}$ durată și 220 Hz rată de repetiție) variația de temperatură a fost $\Delta T_{\text{max}} = 13^\circ\text{C}$. O altă observație interesantă care demonstrează efectele termice puternice induse în Nd:GdCOB, chiar și în cazul unui pompaj pulsat, constă în reducerea semnificativă a valorii temperaturii maxime, măsurată în condiții de emisie laser eficientă, în comparație cu aceeași temperatură înregistrată în lipsa emisie laser (conform Figurii 40).

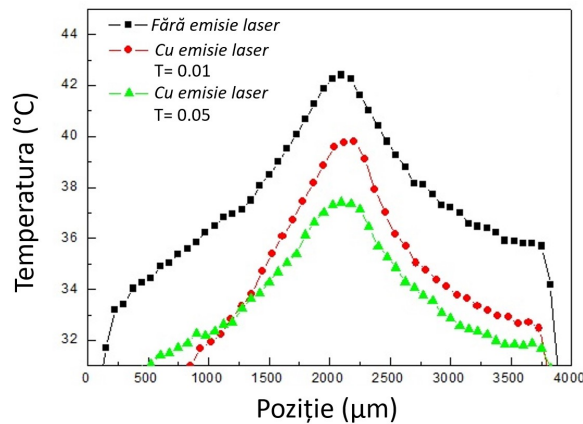


Figura 40: Temperatura indusă în Nd:GdCOB pompat quasi-CW, în condiție de emisie laser sau în lipsa acesteia.

Nd:GdCOB în rezonator de tip Z

Utilizând rezonatorul Z din Figura 31, am obținut emisie laser la $1.06 \mu\text{m}$, într-o cavitate cu lungimea fizică de 1.4 m , în cazul cristalului Nd:GdCOB XY-cut. Linia de pompaj a avut un raport 1:1 (raza minimă a modului de pompaj în mediul activ a fost $50 \mu\text{m}$). Rata de repetiție a pulsurilor ultracurte ar fi trebuit să fie $\sim 100 \text{ MHz}$. Puterea de vârf maximă, obținută în quasi-CW, a fost 0.76 W , la o putere de vârf de pompaj de 10 W . Eficiența optică a laserului, corespunzătoare nivelului maxim de putere, a fost 7.6% . Însă puterea medie, pentru factorul de ciclu corespunzător (5%) a fost foarte mică, egală cu 38 mW , la o putere medie absorbită de 500 mW . Transmisia oglinzii de ieșire a fost 1% . La o transmisie de 2% a oglinzii de extracție, nu am observat emisie laser, în cazul cristalului Nd:GdCOB XY-cut în rezonatorul Z, întrucât pierderile totale (asociate cu această configurație a cavității) au fost prea mari, iar pompajul mai ridicat, dincolo de pragul de emisie laser, a fost limitat de pragul de distrugere al cristalului Nd:GdCOB. Introducând LBO în cavitate, aproape de oglinda de ieșire plană cu transmisia de 1% , puterea de vârf maximă a scăzut la 0.5 W , pentru 10 W , putere de vârf de pompaj. Am observat dublarea în frecvență intra-cavitate, armonica a doua fiind generată în cristalul LBO, însă la acest nivel de putere medie (numai 25 mW), sistemul construit, cu Nd:GdCOB și LBO, s-a caracterizat prin emisie laser exclusiv în regim relaxat.

Nd:YVO₄ în rezonator liniar plan-paralel

Utilizând un rezonator liniar plan-paralel cu lungimea de 50 mm , am construit laserul cu Nd:YVO₄ pompat longitudinal, cu diodă laser la 808 nm , în undă continuă. Puterea de ieșire și factorul de calitate pentru emisia laser a Nd:YVO₄ au fost optimizate prin selectarea liniei de pompaj. Au fost testate mai multe perechi de lentile având diferite rapoarte ale distanțelor focale. Figura 41 arată puterea de ieșire în funcție de puterea de pompaj, măsurată pentru linia de focalizare cu raport al distanțelor focale $40:100$ (raza minimă a fasciculului de pompaj în mediul activ fiind $125 \mu\text{m}$) și oglinda de extracție cu transmisia 2.4% sau 10% . Această linie de focalizare a fost utilizată și în experimentele de cuplare a modurilor laser, folosind rezonatori de tip Z sau W.

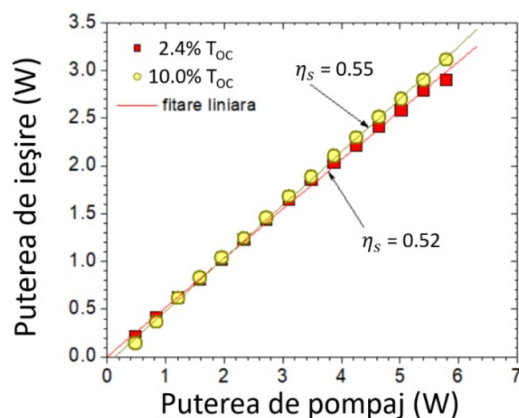


Figura 41: Puterea de ieșire, în funcție de puterea de pompaj, măsurată pentru rezonatorul plan-paralel cu Nd:YVO₄.

Figura 41 demonstrează proprietățile de emisie laser deosebite (la $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) ale Nd:YVO₄. La un cuplaj de ieșire de 10% , cristalul prezintă o pantă a eficienței ridicată, 55% , și o eficiență optică de 50% . În plus, pragul de emisie laser mic, foarte aproape de 0 (9.3 mW pentru oglinda cu transmisia de 2.4%), face ca Nd:YVO₄ să poată fi considerat un mediu activ ideal. Luând în considerare aceste aspecte, ne așteptăm ca, și în regimul de cuplare a modurilor laser, să se obțină rezultate foarte bune cu acest cristal

de Nd:YVO_4 . Utilizând linia de focalizare 40:60, panta eficienței a ajuns la 62%, pentru transmisia oglinzii de extracție de 20% sau 25%. Pentru o transmisie de 1%, pragul de emisie laser a fost de doar 12 mW, iar pentru transmisia maximă, de 25%, pragul de emisie laser a urcat la 0.5 W.

Nd:YVO_4 în rezonator cu geometrie de tip Z sau W

Au fost testate experimental mai multe configurații de geometrie Z, în vederea maximizării puterii de ieșire, concomitent cu măsurarea unui factor M^2 cât mai bun, condiții necesare pentru experimentele de cuplare a modurilor laser. Pentru exemplificare, voi prezenta rezultatele privind puterea de ieșire și factorul M^2 , pentru doi rezonatori diferiți, cu geometrie de tip Z, ambii având o schemă de tipul celei din Figura 42. Tabelul 7 arată distanțele dintre oglinzi, pentru fiecare configurație de tip Z în parte.

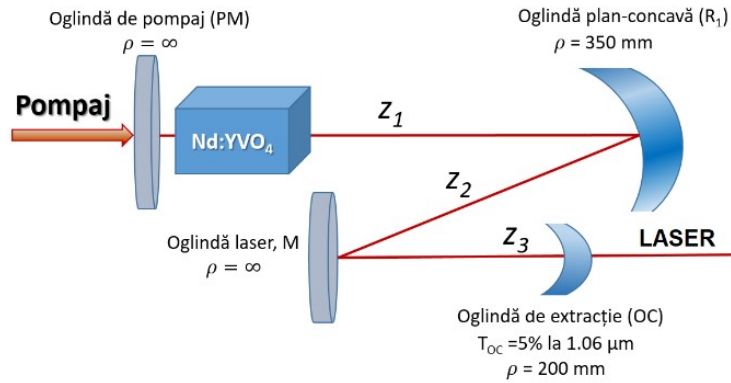


Figura 42: Rezonator Z cu Nd:YVO_4 (în experimentul de cuplare a modurilor laser SESAM înlocuiește oglinda M).

Tabelul 7: Lungimile brațelor rezonatorilor Z cu Nd:YVO_4 , investigați.

Configurație	Z_1 (mm)	Z_2 (mm)	Z_3 (mm)
Conf. 1	477	283	135
Conf. 2	406	299	196

Figura 43a arată puterea de ieșire pentru configurațiile din Tabelul 7, iar Figura 43b prezintă variația factorului M^2 cu nivelul de pompaj.

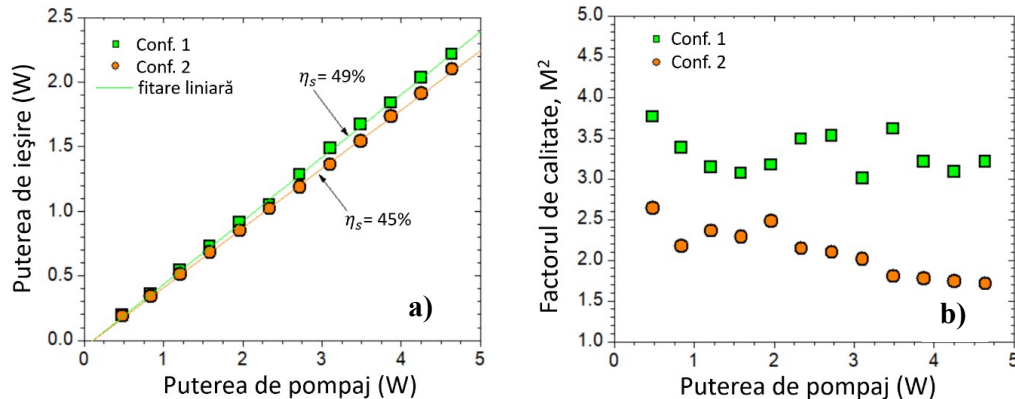


Figura 43: a) Performanțele laser ale Nd:YVO_4 inserat în rezonator Z cu configurație 1 sau 2; b) Factorul M^2 al laserului cu Nd:YVO_4 , pentru cele două configurații de rezonator Z, descrise în Tabelul 7.

Modificarea factorului M^2 cu creșterea nivelului de pompaj este de așteptat pentru o cavitate laser stabilă. În caz contrar, când cavitatea se apropie de limita de stabilitate, pe măsură ce crește puterea de pompaj, M^2 tinde către o valoare minimă. Cuplarea modurilor este favorizată de valori cât mai mici ale M^2 , iar experimentele au arătat că valorile M^2 , pentru stabilirea regimului CML, ar trebui să fie mai mici decât 2. Factorul de calitate al fasciculului laser a fost măsurat cu un modul ModeMaster PC (Coherent Inc). Configurația 2 este mai potrivită pentru experimente ML, datorită factorului M^2 furnizat. Se observă că panta eficienței este ușor mai mică (cu 4%) pentru configurația 2, în raport cu configurația 1, dar pragul de emisie laser al Nd:YVO₄ este egal, pentru ambele configurații, cu ~0.11 W (transmisia oglinzii de ieșire a fost de 5%). Cel mai bun rezultat a fost înregistrat pentru configurația 2. Cu aceasta am măsurat puterea de ieșire de 2.1 W, concomitent cu factorul $M^2 = 1.71$, pentru o putere de pompaj 4.64 W (eficiența optică fiind 45%). Experimentele de cuplare a modurilor au arătat că, pentru operarea stabilă în regim CML, este nevoie de o nouă geometrie de rezonator. Astfel, am realizat rezonatorul cu geometrie de tip W, mai lung, care a favorizat funcționarea laserului cu Nd:YVO₄ în regim de moduri laser cuplate în fază.

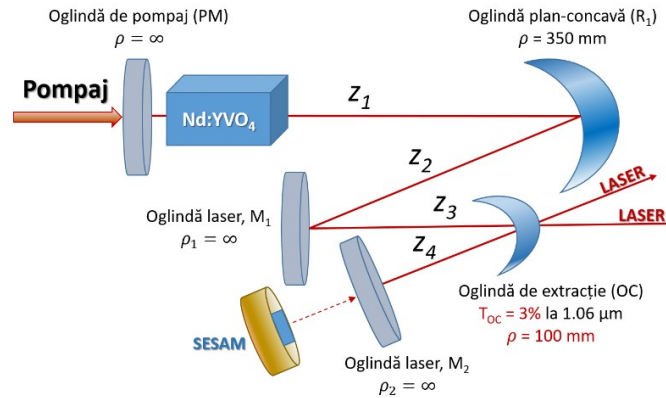


Figura 44: Rezonator W cu Nd:YVO₄ (în experimentul de cuplare a modurilor SESAM înlocuiește oglinda M₂ în locul indicat în figură).

Figura 45 arată performanța laserului cu Nd:YVO₄ și rezonator W, în regim relaxat, având montajul din Figura 44. Distanțele z_1 , z_2 , z_3 și z_4 au fost 500 mm, 160 mm, 120 mm și, respectiv, 46 mm.

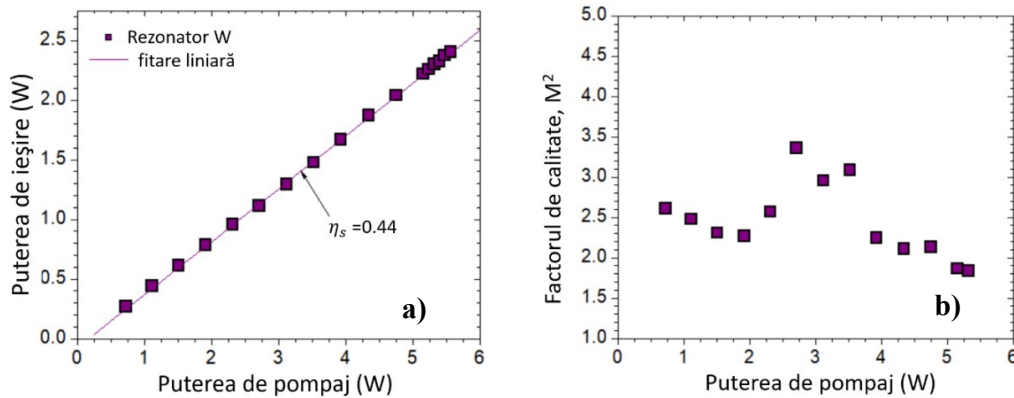


Figura 45: a) Puterea de ieșire livrată de laserul cu Nd:YVO₄ și rezonator de tip W; b) Factorul M^2 al laserului cu Nd:YVO₄ pentru configurația de rezonator W.

Conform măsurătorilor de tip Knife-Edge, efectuate cu ModeMaster PC, pentru rezonatorul W, cel mai bun M^2 a corespuns unei puteri de pompaj de 5.33 W, punct de operare în care puterea de ieșire a fost 2.3 W. Emisia la 1.06 μm , a laserului cu Nd:YVO_4 și rezonator W s-a caracterizat printr-o pantă a eficienței de 44%. Pragul de emisie laser pentru această schemă de rezonator (W) a fost 0.16 W. S-a observat că, pentru o astfel de configurație experimentală, valoarea distanței z_4 este definitorie pentru fixarea factorului M^2 la valoarea dorită. Orice variație a acestei distanțe a avut un efect direct și semnificativ asupra factorului de calitate al fasciculului. După translația fină (cu o măsura cu pași micrometrici) a OC-ului, am găsit valoarea optimă de ~ 46 mm pentru z_4 .

Laserul cu Nd:LGSB și rezonator liniar plan-paralel

Fiind un mediu absolut nou, Nd:LGSB cu concentrația 5.0-at.% Nd^{3+} a fost investigat din punct de vedere al proprietăților de emisie laser la 1.06 μm , în pompaj continuu și quasi-continuu, în toate regimurile de operare ale laserului [2]. În studiile de emisie laser, am întrebuințat două medii active tăiate în lungul axelor cristalografice, respectiv *a*-cut Nd:LGSB (3 mm lungime) și *c*-cut Nd:LGSB (6.1 mm lungime). În vederea optimizării caracteristicilor de emisie, au fost încercate trei linii de focalizare alcătuite din perechi de lentile de tip dublet acromat, cu raportul distanțelor focale: 19:100, 30:100 și 40:100. Rezultatele de emisie laser în undă continuă și quasi-continuu (1 ms durata pulsului, 10 Hz rata de repetiție) au fost foarte bune, în special pentru linia de focalizare 40:100 (corespunzând unui diametru al modului de pompaj focalizat în mediu de 250 μm). Dependența energiei pulsului, livrat de laserul cu mediu activ Nd:LGSB *c*-cut, pentru linia de focalizare optimă (40:100) și pompaj quasi-continuu, de energia de pompaj absorbită, este prezentată în Figura 46.

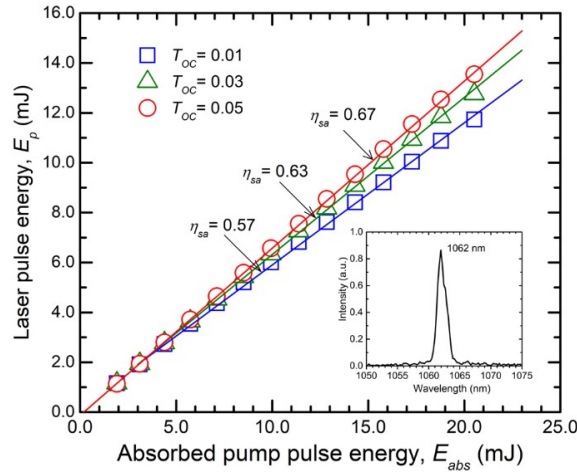


Figura 46: Energia pulsului, E_p , livrat de laserul cu Nd:LGSB *c*-cut, în funcție de energia pulsului de pompaj absorbită, E_{abs} ; diametrul fasciculului de pompaj este 230 μm . Medalionul arată spectrul de emisie laser [2].

Experimentele au arătat o absorbție de 99% la lungimea de undă de pompaj, pentru proba Nd:LGSB *c*-cut cu lungimea 6.1 mm și 74% pentru Nd:LGSB *a*-cut, cu lungimea de 3 mm. Pentru o oglindă de extracție (OCM) cu transmisia de 1%, au fost obținute pulsuri laser cu energia $E_p = 11.7$ mJ, la o energie a pulsului de pompaj 20.5 mJ (eficiența optică în raport cu energia absorbită fiind $\eta_{oa} = 0.57$). Panta eficienței a fost $\eta_{sa} = 0.57$. Pe de altă parte, un cuplaj de ieșire de 5% a condus la obținerea unor performanțe și mai bune, energia pulsului crescând la $E_p = 13.5$ mJ ($E_{abs} = 20.5$ mJ),

laserul cu Nd:LGSB *c*-cut nedepus având o eficiență optică (în raport cu energia absorbită) $\eta_{oa} = 0.66$, simultan cu o pantă a eficienței $\eta_{sa} = 0.67$. Pentru celelalte linii de focalizare, energiile pulsurilor laser au fost mai mici: 12.1 mJ ($\eta_{oa} = 0.64$, $\eta_{sa} = 0.66$) pentru diametrul fasciculului de pompaj de 330 μm și 11.2 mJ ($\eta_{oa} = 0.55$, $\eta_{sa} = 0.57$). În cazul cristalului Nd:LGSB *a*-cut, cele mai bune performanțe au fost obținute cu același fascicul de pompaj, având 230 μm în diametru. Pentru OCM cu transmisia de 5% ($T_{oc} = 0.05$), am obținut pulsuri laser cu energia 9.5 mJ la 15.3 mJ energie de pompaj absorbită ($\eta_{oa} = 0.62$), iar panta eficienței a fost $\eta_{sa} = 0.65$. Analiza Findlay-Clay a pragurilor de emisie laser a demonstrat calitatea optică foarte bună a cristalelor de Nd:LGSB investigate, ambele medii având pierderi de ~ 0.01 . Spectrul de emisie al Nd:LGSB *c*-cut a fost centrat la 1062 nm, iar lărgimea liniei de emisie, măsurată cu spectrometrul OceanOptics USB4000, a fost 1.7 nm (FWHM).

După rezultatele promițătoare observate în pompajul quasi-CW, am continuat cu investigarea proprietăților de emisie laser pentru aceleași medii, în condiții similare de rezonator și cu aceeași sursă de pompaj, operată de această dată în regim de undă continuă. Figura 47 conține puterea de ieșire măsurată pentru cele două cristale, în funcție de puterea absorbită.

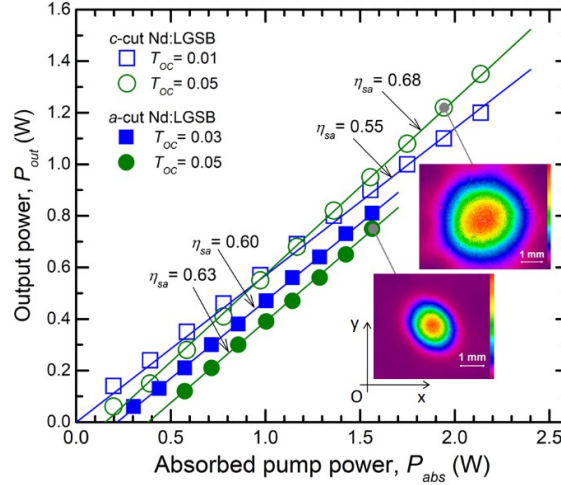


Figura 47: Comparație între caracteristicile de emisie ale cristalelor Nd:LGSB *c*-cut și *a*-cut. Distribuțiile în câmp apropiat ale fasciculelor laser emise sunt ilustrate pentru punctele indicate [2].

Interesant de observat că, și în cazul unui pompaj în undă continuă, laserul bazat pe cristalul 5.0-at.% Nd:LGSB este încă foarte eficient. Pentru Nd:LGSB *c*-cut (lungimea de 6.1 mm) s-a obținut o putere de ieșire maximă de 1.35 W, la o putere de pompaj absorbită 2.14 W ($\eta_{oa} = 0.63$), împreună cu o pantă a eficienței $\eta_{sa} = 0.68$, pentru un cuplaj de ieșire de 5%. Cu Nd:LGSB *a*-cut (3 mm lungime), s-a obținut o putere de ieșire maximă de 0.81 W, la o putere de pompaj absorbită $P_{abs} = 1.55$ W ($\eta_{oa} = 0.52$), panta eficienței fiind $\eta_{sa} = 0.60$, pentru transmisia de 3% a oglinzii de extracție. Pentru același cristal, crescând transmisia OC la 5%, panta eficienței a urcat cu trei procente ($\eta_{sa} = 0.63$), însă, puterea de ieșire măsurată la nivelul de pompaj maxim (1.55 W), a fost 0.75 W ($\eta_{oa} = 0.48$).

Utilizând un polarizor Glan-Taylor din calcit (Thorlabs), am putut evalua starea de polarizare a emisie laser, a mediilor Nd:LGSB *a*-cut și *c*-cut. Cristalul Nd:LGSB *a*-cut s-a caracterizat printr-o emisie laser liniar polarizată. Având în vedere matricea neliniară a cristalului Nd:LGSB, emisia liniar polarizată (polarizare σ) și performanțele

foarte bune de emisie, putem afirma că acest mediu activ promite rezultate foarte bune în viitoarele experimente de autodublare în frecvență, cu emisie în verde.

Distribuțiile de intensitate (indicate în medalioanele din Figura 47) arată un profil 2D fie circular, pentru emisia laser a cristalului Nd:LGSB *c*-cut, fie ușor eliptic pentru cristalul Nd:LGSB *a*-cut. Profilul eliptic poate fi cauzat de apariția gradientilor de temperatură generați în cristal datorită răcirii neuniforme, sau poate rezulta din diferențele coeficienților termo-optici de-a lungul axelor *a* și *c* ale cristalului uniaxial Nd:LGSB. Distribuțiile de intensitate au fost înregistrate cu o cameră Spiricon (Ophir, model SP620U, cu domeniul spectral 190-1100 nm), poziționată la 300 mm depărtare de oglinda de extracție. În acest punct, fasciculul laser CW livrat de Nd:LGSB *c*-cut a avut diametrul 4.8 mm×4.9 mm (axele $ox \times oy$, la $1/e^2$ din intensitate) și 2.2 mm×2.3 mm, pentru cristalul Nd:LGSB *a*-cut.

Laserul cu Nd:LGSB în rezonator de tip Z

În continuare, cristalul Nd:LGSB *a*-cut, a fost utilizat într-o cavitate cu geometrie de tip Z, pentru realizarea experimentelor de cuplare în fază a modurilor laser, prin metoda SESAM. În acest scop, am utilizat un dispozitiv SOC cu transmisia de 2.2%. Înainte de aplicarea metodei SESAM, am caracterizat emisia laser pentru operarea în undă continuă a cristalului inserat în cavitatea cu lungimea de 1.27 m. Rezonatorul Z a fost descris în capitolele anterioare. Pentru a reduce stresul termic și a păstra emisia laser eficientă, am ales linia de pompaj care să furnizeze un fascicul focalizat în mediul activ, cu dimensiunea 330 μm (în diametru).

Rezultatele emisiei laser în undă continuă, obținute pentru rezonatorul Z cu oglindă plană în locul SOC-ului, sunt prezentate în Figura 48. Folosind configurația Z, cu lungimea totală de 1.27 m ($z_1 = 730$ mm, $z_2 = 290$ mm, $z_3 = 245$ mm) și o transmisie 3% pentru oglinda de extracție, am obținut o putere de ieșire maximă de 0.5 W la 1.75 W putere de pompaj absorbită ($\eta_{oa} = 0.29$), iar panta eficienței a fost 0.31. Pragul emisiei laser a fost 0.1 W. Rezonatorul Z a fost proiectat (în Paraxia-Plus) să opereze în zona de stabilitate până la un nivel de putere maxim ce corespunde unei puteri absorbite $P_{abs} \sim 1.5$ W. La acest nivel de pompaj distanța focală a lentilei termice generată în Nd:LGSB *a*-cut a fost estimată la 65 mm. În cazul emisiei laser în undă continuă, la o putere absorbită $P_{abs} \sim 1.55$ W, puterea de ieșire înregistrată a fost 0.45 W ($\eta_{oa} = 0.29$) pentru cuplajul de ieșire de 3%.

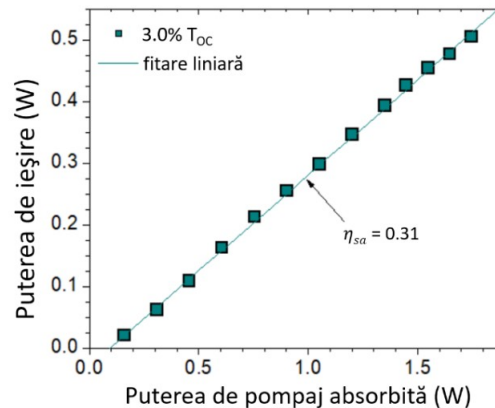


Figura 48: Puterea de ieșire măsurată pentru Nd:LGSB *a*-cut în rezonator Z cu lungimea de 1.27 m. Diametrul fasciculului de pompaj a fost 330 μm .

Tabelul 8 conține cele mai bune performanțe laser, obținute pentru cristalele studiate, într-o configurație de rezonator liniar scurt, plan-paralel, în condiție de pompaj longitudinal, continuu, cu diodă laser.

Tabelul 8: Performanțele laser ale cristalelor dopate cu Nd³⁺, în regim relaxat și condiții de pompaj CW.

Parametrul	Nd:GdCOB	Nd:YVO ₄ <i>a</i> -cut	Nd:LGSB <i>a</i> -cut	Nd:LGSB <i>c</i> -cut
$2 \times w_{pump}$ (μm)	210	250	250	250
T_{opt}^{exp}	0.01	0.1	0.03	0.05
P_{th} (W)	0.63	0.2	0.2	0.17
η_{abs}	0.72	0.9	0.74	0.99
η_{oa}	0.23	0.54	0.52	0.63
η_{sa}	0.37	0.61	0.6	0.68
P_{out} (W)	0.334	3.1	0.81	1.35
L_{rez} (mm)	36	50	11	11

Din Tabelul 8, se observă că Nd:GdCOB are pragul de emisie laser cel mai ridicat (de aproximativ trei ori mai mare în raport cu Nd:YVO₄ sau cu Nd:LGSB). Deși absorbția a fost aproape egală pentru Nd:GdCOB în comparație cu Nd:LGSB *a*-cut, performanțele laser au fost mult mai bune în cazul cristalului Nd:LGSB *a*-cut. Puterea de ieșire maximă a fost măsurată pentru Nd:YVO₄, dar pentru o eficiență optică mai mică decât cea obținută cu Nd:LGSB *c*-cut. În plus, panta eficienței determinată pentru Nd:LGSB *c*-cut a fost mai mare cu 7%, față de cea obținută cu Nd:YVO₄.

6.2 Performanțe de emisie laser la 1.06 μm, în regim de pulsuri ultracurte

Laserul cu Nd:YVO₄

În această parte voi demonstra generarea pulsurilor optice ultracurte în domeniul picosecundelor, concomitent cu obținerea unei puteri medii de ordinul Watt-ului, în cazul laserului bazat pe cristalul Nd:YVO₄. Pentru cuplarea modurilor laserului cu Nd:YVO₄ am utilizat tehnica SESAM. În experimentele derulate am considerat două cavități optice cu geometrii diferite, una de tip Z, iar cealaltă de tip W. Apoi, am investigat emisia laser pentru două dispozitive SESAM, cu caracteristici diferite: primul cu timp de refacere lung, 10 ps și fluența de saturație de 90 μJ/cm² (SESAM-1), iar al doilea cu timp de refacere mult mai scurt, 0.5 ps și fluența de saturație de 60 μJ/cm². Testele cu SESAM au fost efectuate în condiții similare: lentila termică apropiată sau același spot laser în Nd:YVO₄ sau pe SESAM.

Laserul cu Nd:YVO₄ în rezonator de tip Z

Pornind de la rezultatele prezentate anterior, privind emisia laser în undă continuă a Nd:YVO₄, poziționat în cavitatea Z (din Figura 44), am înlocuit oglinda plană (M, în Figura 44) cu SESAM-1 și am ajustat lungimea brațelor rezonatorului pentru obținerea regimului de cuplare a modurilor. Cele mai bune rezultate au fost obținute cu un rezonator descris de distanțele $z_1 = 426$ mm, $z_2 = 299$ mm și $z_3 = 196$ mm (cu o lungime totală a rezonatorului $L = 921$ mm) și OC cu transmisia $T = 5\%$. Laserul cu Nd:YVO₄ și SESAM-1 a emis o putere $P_{out} = 1.62$ W pentru $P_{in} = 4.64$ W, cu eficiența optică $\eta_o = 34\%$, mai joasă cu 12% în comparație cu eficiența determinată pentru operarea în undă

continuă. Factorul de calitate M^2 măsurat a fost 1.61. Dincolo de valoarea 4.64 W pentru puterea de pompaj, rezonatorul a intrat în zona de instabilitate. Cu această configurație de rezonator am obținut operarea laserului doar în regim de cuplare parțială a modurilor laser, respectiv QML. Pentru înregistrarea și detectarea pulsurilor laser ultracurte, am folosit o fotodiodă ultra-rapidă (cu timp de urcare de 35 ps, furnizată de Alphalas GmbH, Germania), al cărui semnal a fost vizualizat pe ecranul unui osciloscop digital Tektronix DPO7254 (cu o lărgime de bandă 2.5-GHz și rata de eșantionare 40 GS/s). În Figura 49, sunt arătate câteva pulsuri înregistrate cu osciloscopul, în cazul operării laserului în regim QML, la puterea de ieșire medie maximă. Considerând pulsuri QML cu rata de repetiție de 318.5 kHz (Figura 49a), putem estima energia pulsului QML la valoarea de $\sim 5.1 \mu\text{J}$. Pulsul QML este lung, având aproximativ 250 ns durată (FWHM). Forma pulsului poate fi urmărită în Figura 49b pentru scala temporală de 50 ns.

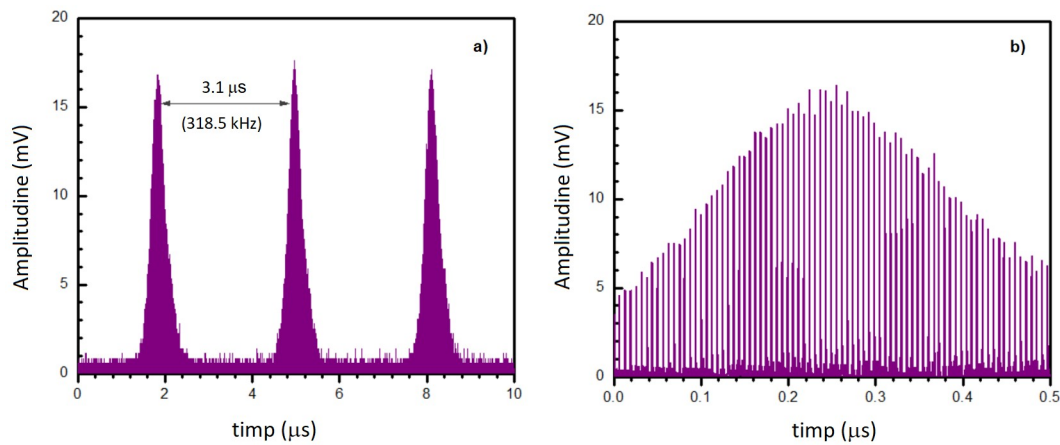


Figura 49: Pulsuri laser QML măsurate pentru cavitatea de tip Z, cu SESAM-1, la diferite scale de timp a) 1 μs și b) 50 ns, la puterea de ieșire de 1.62 W [4].

Înregistrarea pulsului QML pe o scală temporală inferioară, 5 ns, conform Figurii 50, a dezvăluit faptul că sub-pulsurile ML situate în interiorul pulsului QML, sunt separate prin 6.13 ns (corespunzând ratei de repetiție dată de lungimea cavității, 163 MHz).

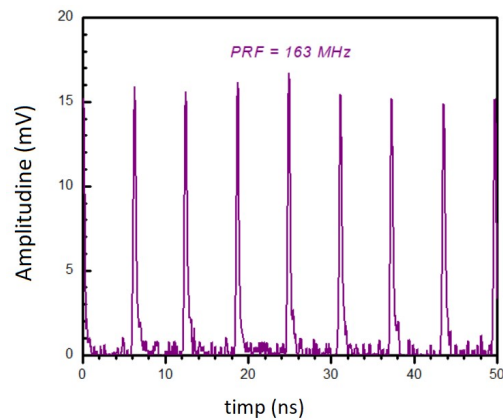


Figura 50: Sub-pulsurile ML din interiorul pulsului QML, scala de timp de 5 ns; PRF – rata (frecvența) de repetiție a pulsurilor [4].

Deși au fost realizate numeroase modificări ale configurației Z pentru a obține operarea CML (prin alinierea fină a componentelor optice, plasate la diferite distanțe unele de celelalte, pentru a obține putere de ieșire ridicată, simultan cu un factor de calitate M^2 minim), în cazul rezonatorului Z am observat operarea laserului doar în regim QML. Această comportare necesită investigații aprofundate pentru a fi complet înțeleasă; o explicație plauzibilă poate fi dată de creșterea dimensiunii modului laser în interiorul Nd:YVO₄ cu urcarea nivelului de pompaj (așa cum este indicat în Figura 26). Modificarea dimensiunii modului laser în interiorul mediului activ implică variații în suprapunerea fasciculului laser cu fasciculul de pompaj (modificarea condiției de mode-matching) și, prin urmare, la oscilația modurilor transversale superioare, a căror prezență inhibă procesul de cuplare a modurilor, favorizând regimul QML.

Laserul cu Nd:YVO₄ în rezonator de tip W

Urmând o metodă similară cu cea prezentată în cazul rezonatorului Z, am căutat aceea configurație W, care să ofere rezultate optime privind puterea de ieșire și factorul M^2 , pentru operarea în regim relaxat. Am optat pentru rezonatorul de tip W caracterizat de următoarele valori ale distanțelor: $z_1 = 531$ mm, $z_2 = 160$ mm, $z_3 = 176$ mm și $z_4 = 80$ mm; lungimea totală a rezonatorului a fost $L = 947$ mm. Utilizând aceeași pereche de oglinzi plan-concave (cu razele de curbura 350 mm și 200 mm) și SESAM, am observat operarea laserului în regim QML. Înlocuind oglinda plan-concavă cu raza de curbura de 200 mm cu o altă oglindă plan-concavă cu raza de curbura de 100 mm, crescând cuplajul de ieșire de la 5% la 6%, am obținut operarea laserului cu Nd:YVO₄ și SESAM în regim CML. Având o oglindă de extracție cu transmisia $T = 6\%$, laserul cu Nd:YVO₄ a livrat o putere de ieșire în regim continuu, $P_{out} = 2.22$ W pentru puterea de pompaj $P_{in} = 5.16$ W ($\eta_o = 43\%$); panta eficienței a fost $\eta_s = 44.3\%$, iar $M^2 = 1.86$. Se poate observa că domeniul de stabilitate al rezonatorului a permis pompajul cu mai multă putere, spre deosebire de rezonatorul cu schemă Z. Am înlocuit una dintre oglinzile plane ale rezonatorului cu SESAM-1 și am încercat să obțin cuplarea modurilor laser. În final, am înlocuit SESAM-1 cu SESAM-2 și am caracterizat, și comparat, performanțele laserului pentru cele două modulatori pasive. Rezultatele obținute pentru rezonatorul W, în care SESAM-1 sau SESAM-2 a fost întrebuințat ca modulator de pierdere, sunt prezentate în Figura 51. S-a constatat că SESAM-1 are tendința de a instala regimul QML, în timp ce SESAM-2 favorizează operarea în regim CW la niveluri de pompaj joase și a ML-ului, odată ce se atinge pragul de ML. SESAM-1 induce modulații puternice de amplitudine asupra modurilor laser, însă nu poate susține ML stabil și continuu decât în situația în care puterea de pompaj atinge valoarea $P_{in} = 5.03$ W. Pentru niveluri de pompaj mai joase, rata de repetiție a pulsurilor QML este în intervalul 121 kHz ($P_{in} = 0.84$ W, $P_{out} = 0.25$ W) - 355 kHz ($P_{in} = 4.64$ W, $P_{out} = 1.43$ W). Lărgimea ferestrei de ML este în jur de 0.22 W (P_{in} în intervalul 5.03 W - 5.25 W). Peste valoarea $P_{in} = 5.25$ W, cuplarea modurilor este întreruptă parțial, iar laserul oscilează fie în ML fie în QML. Pe de altă parte, operarea laserului în regim ML stabil, a fost obținută cu SESAM-2 pentru două ferestre, una în domeniul de puteri de pompaj de la 2.72 W la 3.87 W (aceasta este o fereastră întinsă de 1.15 W lărgime), iar a doua, de la 5.03 W la 5.09 W putere de pompaj (așadar, foarte îngustă de doar 60 mW întindere).

Puterea de ieșire medie maximă, obținută în regimul ML, $P_{out} = 1.75$ W (la $P_{in} = 5.17$ W) pentru SESAM-1 și $P_{out} = 2.11$ W (la $P_{in} = 5.09$ W) pentru SESAM-2, este foarte stabilă, prezentând fluctuații peak-to-peak mai mici de 3%, măsurate de-a lungul a 60 min de operare a laserului (valori ale P_{out} au fost înregistrate la fiecare minut). Factorul

M^2 al fascicului laser la P_{out} maxim a fost 1.82 pentru SESAM-1 sau 2.09 pentru SESAM-2.

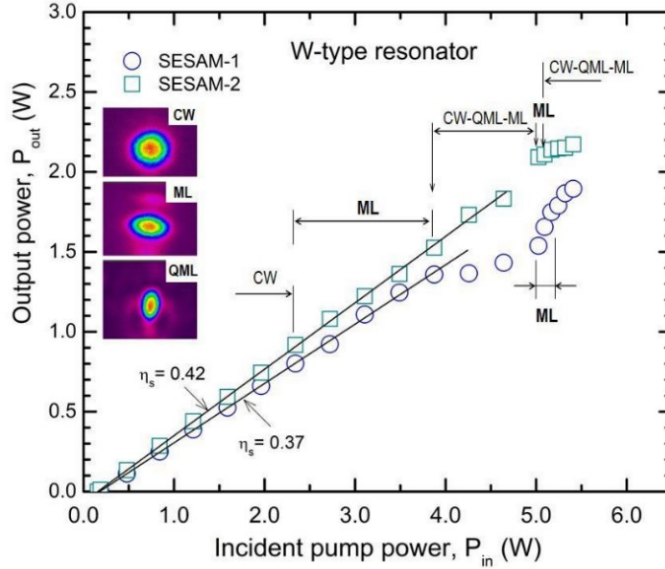


Figura 51: Puterea de ieșire măsurată pentru laserul cu Nd:YVO_4 inserat în cavitatea W , pentru cele două SESAM-uri studiate. Medalioanele ilustrează distribuția transversală a fascicului laser pentru diferite regimuri de operare [4].

Pulsurile ML, înregistrate pentru SESAM-1, la $P_{\text{out}} = 1.75 \text{ W}$, sunt arătate în Figura 52. După înlocuirea SESAM-1 cu SESAM-2, au fost obținute pulsuri similare. Adicional, a fost determinat spectrul de radio-frecvență (RF) (la scala de timp de 100 ns), pentru SESAM-1 ($P_{\text{out}} = 1.75 \text{ W}$), cu transformata Fourier a funcției temporale a pulsului, salvată cu osciloscopul. Figura 53 prezintă amplitudinea semnalului RF, la nivelul de pompaj maxim. Conform Figurii 53, semnalul RF poate fi deosebit foarte clar față de linia zgomotului, datorită diferenței de amplitudine de 30 dB.

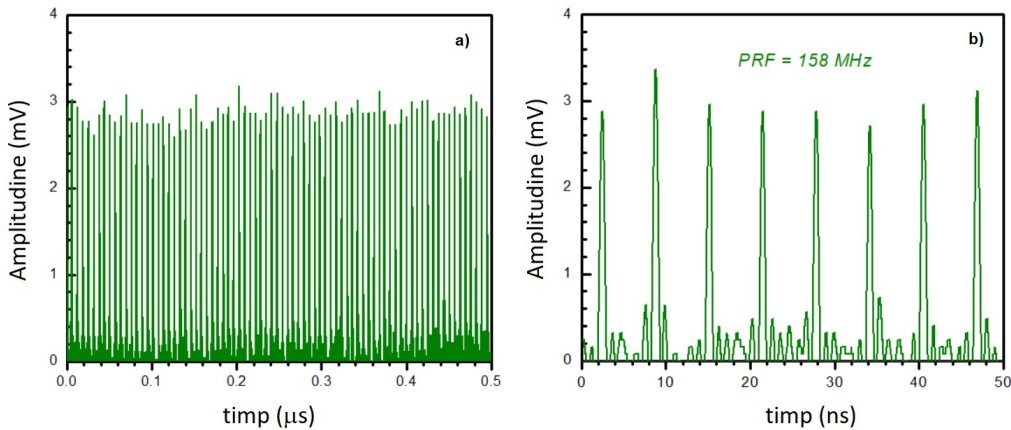


Figura 52: Pulsuri ML observate pentru laserul Nd:YVO_4 cu $P_{\text{out}} = 1.75 \text{ W}$, rezonator W și SESAM-1, la scală temporală a) 50 ns sau b) 5 ns; PRF –rata (frecvență) de repetiție a pulsurilor [4].

Figura 52(a) arată diferența între trenul de pulsuri caracteristic regimului CML și trenul de pulsuri înregistrat în cazul operării QML, prezentat în Figura 49(b).

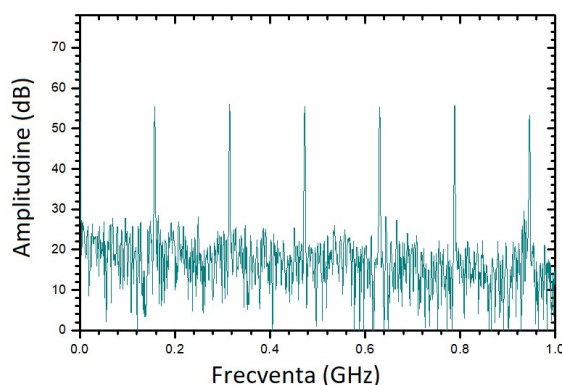


Figura 53: Semnalul RF determinat pentru scala de timp de 100 ns, SESAM-1, $P_{\text{out}} = 1.75 \text{ W}$ [4].

Spectrele de emisie aferente pulsurilor ultracurte generate cu Nd:YVO_4 și cele două SESAM-uri, au fost măsurate cu spectrometrul Ocean Optics VIS-IR (rezoluție de 0.75 nm). Pulsurile generate prin SESAM-1, au avut un spectru de emisie mai larg, în raport cu spectrul pulsurilor obținute cu ajutorul SESAM-2. Cu SESAM-1, spectrul de emisie a fost centrat în jurul valorii 1063.45 nm, cu o lărgime a liniei 0.88 nm. Spectrul obținut cu SESAM-2 a fost centrat în jurul valorii 1064.75 nm și a avut o lărgime de bandă de 1.15 nm (FWHM).

Măsurătorile de autocorelare în intensitate au demonstrat obținerea pulsurilor ultracurte cu durate de 15 ps (cu SESAM-1) și 12.5 ps (cu SESAM-2). Energiile pulsurilor (sau puterile de vârf) calculate, au fost 11.1 nJ (0.74 kW) la $P_{\text{out}} = 1.75 \text{ W}$, pentru SESAM-1 și 13.4 nJ (1.1 kW) la $P_{\text{out}} = 2.11 \text{ W}$, pentru SESAM-2. Duratele pulsurilor limitate Fourier, care ar putea fi obținute pentru laserul ML modulat cu SESAM-1 sau SESAM-2, au fost estimate, și anume, 1.89 ps și 1.39 ps, respectiv. Totuși, valorile experimentale au fost mai mari, de 8 ori în cazul ML cu SESAM-1 și de 9 ori pentru ML cu SESAM-2. Deși produsul durată-lărgime de bandă a fost mai mic pentru rezultatele obținute cu SESAM-1, având timp de refacere de 10 ps, energia pulsului obținută cu SESAM-2, în regim ML, a fost mai mare. Adâncimea de modulație crescută a SESAM-1 a condus la un produs durată-lărgime de bandă mai mic, însă pierderile nesaturabile mai mari au avut efectul imediat de scădere a eficienței totale a laserului, obținându-se o energie a pulsului mai mică și totodată o reducere a puterii de ieșire. Prin urmare, este necesar să se realizeze un compromis la alegerea parametrilor optimi ai SESAM-ului folosit în experimentul de cuplare pasivă a modurilor de oscilație ale laserului.

Pe de altă parte, este interesantă modificarea profilului 2D al fasciculului laser (emis de Nd:YVO_4 cu SESAM-2) de la formă circulară, în operarea CW, la formă eliptică, în operarea ML (conform Figurii 51, medalionul din mijloc). Acest profil eliptic poate fi un indicator al lentilei termice asimetrice, indusă în cristalul Nd:YVO_4 uniaxial, un efect ce nu a fost considerat în măsurătorile mele privind efectele induse termic. Mai mult, astigmatismul datorat înclinării oglinzilor concave ale rezonatorului, poate amplifica, de asemenea acest fenomen. Aș dori să menționez că am realizat experimente și pentru pompajul quasi-CW (pentru a reduce efectele termice induse în Nd:YVO_4) și am observat tot un profil circular al fasciculului, chiar la aceeași putere de pompaj medie ridicată. În final, a fost notificată o permutare a axei lungi a elipsei de la direcția paralelă cu axa O_x la cea paralelă cu axa O_y (plan tangențial versus plan

sagital). Cu alte cuvinte, ML apare atunci când este obținută o anumită formă a profilului fasciculului, făcând alinierea laserului foarte critică.

Un parametru important pentru cuplarea modurilor de oscilație ale unui laser este dat de energia minimă a pulsului, intracavitate, incidentă pe SESAM, E_{critic} necesară pentru instalarea regimului CML [26]. A fost evaluată puterea medie intra-cavitate incidentă pe SESAM-1 și SESAM-2 la pragul de ML (5.03 W pentru SESAM-1 și 2.72 W pentru SESAM-2). În cazul SESAM-1, energia minimă a pulsului intra-cavitate, $E_{\text{critic-1}}$ a fost 153 nJ, iar pentru operarea ML cu SESAM-2 acest parametru a fost $E_{\text{critic-2}} = 107$ nJ. Raportul $E_{\text{critic-2}}/E_{\text{critic-1}} = 0.7$ subliniază faptul că SESAM-2 (cu valori mai mici, atât pentru timpul de refacere, cât și pentru fluența de saturație) necesită o energie a pulsului intracavitate incident pe SESAM mai mică, pentru a susține operarea stabilă în regimul ML. Conform modelării ABCD, pentru cavitatea de tip W, razele fasciculului laser (de distribuție Gauss) în interiorul Nd:YVO_4 și pe SESAM-1 la $P_{\text{in}} = 5.03$ W, au fost ~ 168 μm și 207 μm , respectiv, iar valorile corespunzătoare pentru SESAM-2 și $P_{\text{in}} = 2.72$ W au fost 183 μm și 167 μm , respectiv. Fluența de saturație calculată pentru Nd:YVO_4 este $F_{\text{sat}} = 37.3$ mJ/cm^2 [4].

Utilizând specificațiile SESAM-urilor în relația (14), am calculat energia pulsului intra-cavitate necesară pentru instalarea ML. Astfel, am obținut 110 nJ pentru SESAM-1 și 46 nJ în cazul rezonatorului cu SESAM-2. Raportul între aceste energii critice este 0.41. Raportul mai mic (în comparație cu cel observat experimental) poate fi atribuit celorlalte parametri ai SESAM-ului care pot influența energia pulsului critică, precum pierderile nesaturabile sau timpul de refacere (care determină durata pulsului). Mai mult, factorul M^2 al fasciculului, care depinde de puterea refractivă a Nd:YVO_4 , trebuie să fie considerat la evaluarea mai exactă a energiilor critice pentru ML.

Laserul cu Nd:LGSB în rezonator Z

Folosind montajul din Figura 35, cu SOC în locul oglinzii plane de extracție (OCM), am observat cu Nd:LGSB a -cut ambele regimuri de operare, QML și CML (continuous mode-locking). Figura 54 prezintă o comparație între performanțele laserului cu Nd:LGSB inserat în rezonatorul Z proiectat pentru două regimuri de funcționare: regim relaxat (când oglinda de ieșire a fost plană, cu transmisia de 3%) și regim de pulsuri ultracurte (când oglinda de ieșire a fost parte din dispozitivul SOC, cu transmisia 2.2%).

Având SOC în cavitate, laserul a avut pragul de emisie la o putere absorbită $P_{\text{abs}} = 0.24$ W și a operat în regim QML până la o putere $P_{\text{abs}} = 0.61$ W, pentru care puterea de ieșire medie măsurată a fost $P_{\text{ave}} = 0.06$ W. Apoi, a fost observat regimul CML pe o fereastră îngustă, în domeniul $P_{\text{abs}} = 0.61\text{--}0.91$ W (la acest ultim nivel de pompaj, puterea medie înregistrată în regim CML a fost 0.11 W). În intervalul $0.91\text{--}1.35$ W (P_{abs}), am observat operarea laserului cu Nd:LGSB fie în regim CML, fie în QML. Apoi, la o putere absorbită $P_{\text{abs}} = 1.45$ W, laserul a funcționat în regim CML, iar puterea de ieșire medie a urcat la $P_{\text{ave}} = 0.19$ W. Medalionul din Figura 54 arată distribuția transversală în câmp apropiat, a fasciculului laser, în regimul CML, al cărui factor de calitate, determinat cu metoda Knife-Edge, a fost 1.23. Dimensiunea fasciculului, determinată în condiții similare cu cele amintite anterior, la operarea în undă continuă, a fost $1.5 \text{ mm} \times 1.1 \text{ mm}$ (la $1/e^2$). Se observă că fasciculul livrat de laserul cu operare în regim CML, bazat pe Nd:LGSB a -cut este eliptic, având axa mai lungă paralelă cu axa cristalografică a . O astfel de elipticitate este de așteptat datorită unghiurilor din rezonator, ce nu pot fi neglijate, chiar și la valori mici ale acestora. Această problemă ar putea fi rezolvată ulterior, prin alegerea unui rezonator mai potrivit, care să selecteze

oscilația doar a modului laser cu diametrul dorit. Efectuând măsurători ale stabilității puterii de ieșire, pe o durată de cel puțin 50 min de operare continuă, la nivelul de pompaj $P_{abs} = 1.45$ W, am obținut fluctuații $\sim 1.1\%$ (deviație RMS).

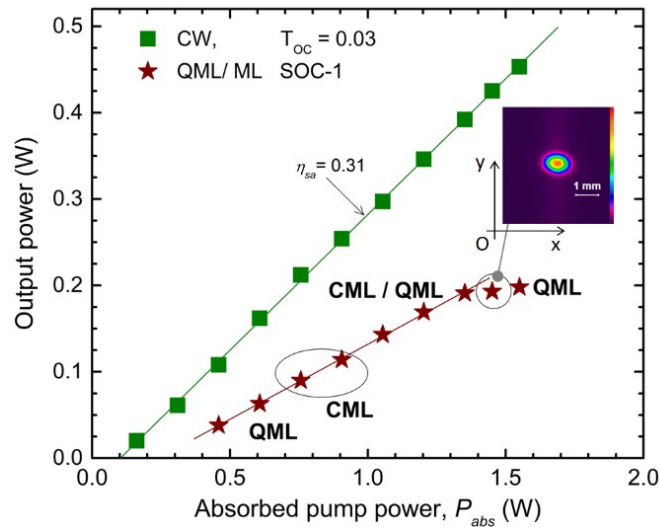


Figura 54: Puterea de ieșire în funcție de puterea absorbită, pentru operarea CW sau QML/CML, a laserului cu Nd:LGSB. Medalionul conține profilul de intensitate 2D al fascicului laser cu operare în regim CML, în punctul indicat [2].

În final, la o putere absorbită maximă $P_{abs} = 1.55$ W, laserul a favorizat operarea QML, cu o putere medie 0.2 W. Rata de repetiție a pulsurilor QML cu durata 7.3 μs , a fost 72 kHz. Energia pulsului QML calculată a fost 2.75 μJ , iar puterea de vârf a fost mică, ~ 0.38 W. Creșterea puterii de pompaj, dincolo de acest nivel, a condus la reducerea drastică a puterii de ieșire, semnalând astfel intrarea în profunzime în zona de stabilitate a rezonatorului (conform cu modelările ABCD).

Deoarece cristalul a fost neacoperit, este posibil ca efectele etalon din interiorul cavității să fi avut un efect decisiv în stabilirea regimului de funcționare al laserului cu Nd:LGSB, explicându-se în acest mod operarea mixtă în regim CML sau QML și invers. De asemenea, creșterea puterii laserului este foarte importantă pentru asigurarea condiției de stabilitate a CML împotriva QML [26]. Trenul de pulsuri ultracurte, spectrul de radiofrecvență, semnalul de autocorelare și spectrul de emisie laser, pot fi urmărite în Figura 57(a, b și medalioanele acestora).

În urma experimentelor cu Nd:LGSB și SOC, am obținut, pentru prima dată, generarea pulsurilor ultracurte în Nd:LGSB, cu durate 1.43 ps (conform măsurătorilor de autocorelare în intensitate, realizate cu Delta Single Shot Autocorrelator, Minioptric Technology, USA). Rata de repetiție de 118 MHz a corespuns lungimii cavității optice. Puterea medie, măsurată în regim CML a fost 0.19 W. În aceste condiții, puterea de vârf și energia pulsului au fost 1.126 kW și 1.61 nJ. Spectrul RF a fost determinat, prin aplicarea transformatei Fourier asupra semnalului înregistrat cu osciloscopul în domeniul temporal, la o scală de timp de 50 ns. S-a observat o separare între nivelul de zgomot și nivelul de semnal maxim de 45 dB (conform medalionului din Figura 55a).

Figura 55b ilustrează semnalul de autocorelare înregistrat la același nivel de pompaj. Intensitatea semnalului de autocorelare a fost înregistrat cu osciloscopul pentru mai multe valori ale întârzierii între pulsurile replică încrucișate, generate în tehnica de autocorelare. Diferența de la o măsurătoare la alta (de la o valoare de întârziere la alta) a

fost de 0.06 ps. Așa cum este arătat și în Figura 55b, semnalul de autocorelare, are o lărgime FWHM egală cu 1.43, conform fitării cu funcția Gauss. Valoarea limitată de transformare a pulsului ultracurt dat de lărgimea spectrului de emisie măsurat (1.7 nm în aceste experimente) este 0.98 ps.

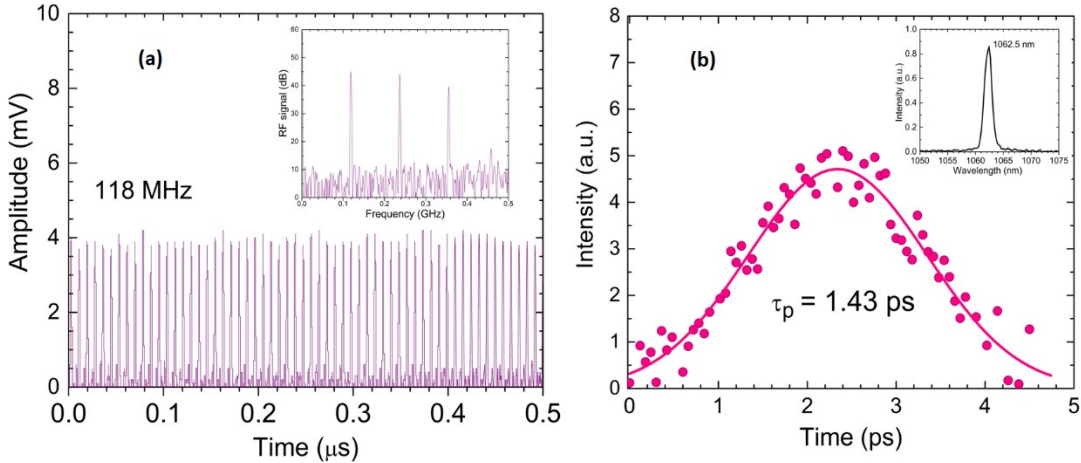


Figura 55: a) Pulsuri CML înregistrate la scala de timp 50 ns. Medalionul arată semnalul RF corespunzător. (b) Semnalul de autocorelare măsurat la $P_{\text{abs}} = 1.45$ W. Medalionul prezintă spectrul de emisie laser centrat la $1.06 \mu\text{m}$ al laserului QML/CML cu Nd:LGSB [2].

Medalionul din Figura 55b arată spectrul de emisie la același nivel de pompaj, $P_{\text{abs}} = 1.45$ W. În comparație cu spectrul de emisie înregistrat în regimul relaxat, în operarea quasi-continuu, aici, spectrul prezintă aceeași lărgime de bandă (~ 1.7 nm), însă lungimea de undă din centrul liniei de emisie este deplasată către 1062.45 nm (față de 1062 nm, pentru regimul relaxat, quasi-continuu).

Durata pulsului ultracurt este de 1.46 ori mai mare în raport cu durata impusă de limita de transformare Fourier, ceea ce ne sugerează că acest mediu nou prezintă potențial bun în generarea pulsurilor ultracurte cu durate de câteva ps, chiar sub ps dacă se utilizează prisme compensatoare de dispersie, în cavitatea laser.

Cu acest sistem, expus în această teză, a fost exploatat doar un sfert din lărgimea benzii de emisie (conform cu datele spectroscopice de 6.5 nm FWHM, pentru polarizarea σ) ceea ce ne indică faptul că laserul cu Nd:LGSB poate fi în continuare îmbunătățit considerabil, din punct de vedere al duratei pulsurilor ultracurte. Uneori, în practică, în funcție de aplicația vizată, pulsurile cu durate de ordinul ~ 1 ps ar putea fi mai favorabile. Spre deosebire de rezonatorul W cu Nd:YVO₄ a -cut, rezonatorul Z având mediu activ Nd:LGSB a -cut a funcționat până la puterea de 1.5 W (putere absorbită), conform cu modelările numerice. Puterea de pompaj maximă a fost stabilită în vederea protejării cristalului de posibila fracturare survenită la un nivel de pompaj mai ridicat (cristalul a fost gros de 3 mm iar concentrația a fost 5.0-at.% Nd^{3+} , în comparație cu Nd:YVO₄ cu concentrație de doar 0.25-at.% și o lungime de ~ 9.4 mm).

Tabelul 9 ilustrează parametrii de ieșire ai laserilor cu pulsuri ultracurte în domeniul picosecundelor, construiți și raportați în această teză.

Tabelul 9: Performanțele laser în regim CML ale Nd:YVO₄ și Nd:LGSB.

Specificație	Nd:YVO ₄ + SESAM-1	Nd:YVO ₄ + SESAM-2	Nd:LGSB + SOC
Transmisie OC, T _{OC}	6	6	2.2
P_{abs} - prag CW (W)	0.2	0.2	0.24
P_{abs} - prag CML (W)	5.03	2.72	0.61
P_{abs} - fereastra CML (W)	0.22	1.54	0.3
Durata pulsului, τ (ps)	15	12.5	1.43
Energia, E_p (nJ)	11.1	13.4	1.6
Puterea de vârf, P_{peak} (kW)	0.74	1.1	1.12
Rata de repetiție (MHz)	158	158	118
Puterea medie, P_{ave} (W)	1.75	2.11	0.19
Lărgimea liniei, $\Delta\lambda$ (nm)	0.88	1.15	1.17
Produsul lărgime bandă $\times$ durată puls	3.5	3.8	0.642
M ²	1.82	2.09	1.23

La nivelul de pompaj maxim, valoarea distanței focale a lentilei termice a Nd:LGSB a fost foarte mică (65 mm) sugerând efecte termice puternice. Totuși, chiar la puteri mai mici de pompaj, cristalul Nd:LGSB a fost eficient, astfel încât am putut observa operarea în regim de pulsuri ultracurte, iar cuplarea continuă a modurilor a avut prag redus, 0.61 W (în putere absorbită), de cel puțin 4 ori mai mic față de cel identificat pentru Nd:YVO₄. Cel mai probabil, pragul redus de cuplare a modurilor laser (de ~3 ori mai mare față de pragul de emisie laser), s-a datorat în principal cuplajului redus (transmisie de 2.2%), responsabil pentru densitatea optică intracavitate ridicată.

7. Concluzii și perspective

Teza de doctorat prezintă investigații privind performanțele de emisie laser la lungimea de undă de $1\ \mu\text{m}$, în regim relaxat sau de pulsuri ultracurte, în cazul a trei cristale de tip borat dopat cu Nd^{3+} ($\text{Nd}:\text{GdCOB}$, $\text{Nd}:\text{GdLuCOB}$ și $\text{Nd}:\text{LGSB}$). Emisia laser a acestor cristale, crescute în laboratorul ECS, este comparată cu emisia unui cristal de tip $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, disponibil comercial. Cristalele de tip borat prezintă neliniaritate de ordin doi importantă, iar dopajul cu ionul Nd^{3+} permite obținerea emisiei laser la $\lambda = 1\ \mu\text{m}$ și obținerea pulsurilor optice cu durate în domeniul ps prin utilizarea diferitelor metode de cuplare pasivă a modurilor de oscilație. Metoda oglinzii neliniare se bazează pe neliniaritatea de ordin doi, astfel încât prin utilizarea unui mediu autodublor în frecvență se poate obține un sistem laser care livrează pulsuri de ordinul ps și care are o structură compactă, simplă, bazându-se pe un singur cristal cu funcții multiple (mediu activ laser, cristal dublor în frecvență și modulator de amplitudine pentru cuplarea modurilor laser, atunci când este folosit împreună cu o oglindă dicroică). Alegerea corespunzătoare a cristalului cu funcții multiple este foarte importantă pentru a obține un sistem laser performant. Totodată, metoda de cuplare a modurilor are impact asupra caracteristicilor de ieșire ale sistemului laser dezvoltat. În cadrul tezei sunt abordate două metode pasive de cuplare a modurilor laser, utilizate frecvent la generarea pulsurilor ultracurte în cazul laserilor cu corp solid pompat longitudinal cu diodă laser, respectiv metoda oglinzii neliniare sau metoda absorbantului saturabil cu semiconductor.

În teză este propusă pentru prima dată folosirea mediilor autodubloare în metoda oglinzii neliniare. Teza cuprinde rezultatele unor modelări matematice cu privire la pragul de cuplare a modurilor laser, în cazul cristalului $\text{Nd}:\text{GdCOB}$, cu proprietăți de autodublare în frecvență. Pragul de cuplare a modurilor laser cu oglindă neliniară bazată pe $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ cu rol de cristal autodublor, a fost comparat cu cel al unui laser cu $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ dublat în frecvență de GdCOB pur sau LBO. Simulările au vizat toate cele 4 orientări posibile ale cristalului neliniar GdCOB , care satisfac condiția de acord de fază de tip I, în procesul de generare a armonicii a doua, la temperatură camerei [3]. Deoarece $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ are pragul de emisie laser mai ridicat în raport cu $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, a fost definit un factor de optimizare care consideră atât pragul de emisie laser în regim relaxat, cât și pragul de cuplare a modurilor laser. Astfel, a fost găsită o valoare optimă a reflectivității liniare a oglinzii de ieșire. Studiile au arătat că, o transmisie de 5% a oglinzii de extracție a laserului cu $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ autodublor, folosit într-o configurație de oglindă neliniară, ar putea avea un prag minim de cuplare a modurilor [3]. Modelările matematice au arătat că un astfel de dispozitiv este realizabil dacă se asigură o focalizare optimă a modului laser în mediul activ, concomitent cu operarea laserului la un nivel de putere cât mai ridicat. Folosind modelul acesta pot fi realizate surse laser mai compacte și mai ieftine, bazate pe sisteme laser cu corp solid, cu operare în domeniul ps la două lungimi de undă, respectiv $1.06\ \mu\text{m}$ (în infraroșu apropiat) și $0.53\ \mu\text{m}$ (în verde). Această schemă de NLM cu medii autodubloare ar putea fi extinsă și la alte lungimi de undă de interes practic. Pragul de cuplare a modurilor laser depinde de primul prag de emisie laser în regim relaxat. Astfel, prin utilizarea unor cristale cu o calitate optică foarte bună, prin ajustarea concentrației de ion dopant și a lungimii cristalului cu proprietăți SFD, se poate găsi acea configurație de NLM, care să opereze eficient. Identificarea unor noi cristale de tipul mediilor SFD cu proprietăți

spectroscopice favorabile poate conduce la experimente SFD-NLM cu prag mic de cuplare a modurilor laser.

Cercetările au continuat cu experimente laser realizate pe cristale de tipul borat dopat cu Nd^{3+} . Studiile raportate în teză cuprind elemente de noutate precum: caracteristicile de emisie laser la $\lambda_{\text{laser}} \sim 1.06 \mu\text{m}$, ale cristalului GdCOB codopat cu Nd^{3+} și Lu^{3+} , în lungul direcției de dublare în frecvență din planul principal ZX (cu neliniaritate mai mare decât cea din planul principal XY), atunci când este pompat cu o diodă laser la $\lambda_{\text{pompa}} \sim 0.81 \mu\text{m}$ [1], performanțele de emisie laser într-o nouă gazdă cristalină Nd:LGSB, și, cel mai important, demonstrarea primelor pulsuri ultracurte, în domeniul ps, în cristalul Nd:LGSB (cu proprietăți neliniare de ordin doi) [2]. Emisia laser eficientă a Nd:LGSB, împreună cu neliniaritatea acestuia, indică faptul că Nd:LGSB ar putea fi un bun înlocuitor al mediilor autodubloare existente, raportate în prezent ca fiind cele mai eficiente în cazul generării armonicii a doua a laserului cu emisie fundamentală la $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, și anume Nd:GdCOB sau Nd:YAB (boratul de aluminiu și ytriu dopat cu neodim) [2]. Experimentele laser realizate pentru pompajul longitudinal cu diodă laser în cazul Nd:GdLuCOB, au arătat pante ale eficienței mai ridicate, în raport cu cele obținute cu Nd:GdCOB. Probele studiate au fost orientate pe direcțiile de acord de fază de tip I din planele principale ZX (Nd:GdLuCOB) și XY (Nd:GdCOB). De asemenea, sunt raportate valorile secțiunilor eficace de emisie în planele principale ZX și XY pentru Nd:GdLuCOB și respectiv Nd:GdCOB [1]. Analiza Findlay-Clay a arătat pierderi intrinseci prea mari în cazul Nd:GdLuCOB. În continuare, cristalul Nd:GdCOB a fost depus cu straturi AR și HR pe una din fețe, iar pe cealaltă față cu strat AR, simplificând montajul experimental și diminuând pierderile. Nd:GdCOB cu fețe depuse AR la λ_{laser} a fost testat într-o cavitate rezonantă cu lungimea de 1.42 m. A fost aplicată tehnica oglinzii neliniare și a SESAM-ului, însă pierderile și pragul prea mare al cristalului, precum și pompajul limitat de lungimea cristalului (6.5 mm), nu au permis operarea laserului cu Nd:GdCOB în regim de pulsuri ultracurte.

Acțiunea oglinzii neliniare este asemănătoare cu cea a unui absorbant saturabil rapid. Pentru a înțelege mai bine mecanismele care stau la baza cuplării modurilor laser prin metoda absorbantului saturabil, au fost studiată generarea pulsurilor ultracurte în cazul unui laser cu Nd:YVO₄ și absorbant saturabil cu semiconductor. Astfel, au fost obținute rezultate comparabile cu literatura și a fost punctată importanța parametrilor unui modulator de amplitudine de tip SESAM la proiectarea unui laser cu funcționare în regim de moduri de oscilație cuplate în fază. Alegerea unei cavități rezonante adecvate, care să distingă între operarea laserului în regim de cuplare parțială a modurilor și cea de cuplare continuă [4] este discutată. Cunoștințele acumulate în urma experimentelor cu Nd:YVO₄ și SESAM au permis aplicarea tehnicii absorbantului saturabil pentru un mediu activ laser nou, de tip Nd:LGSB, care s-a dovedit a fi foarte eficient din punct de vedere al emisiei laser la $1.06 \mu\text{m}$. Cristalul Nd:LGSB prezintă un interes deosebit datorită proprietăților neliniare ale gazdei, similare cu cele ale materialului autodublor renumit, Nd:YAB. Nd:LGSB însă, are avantajul de a putea fi crescut prin Czochralski. În cadrul tezei, au fost prezentate primele date spectroscopice ale Nd:LGSB, relevante pentru emisia laser la $1.06 \mu\text{m}$ [2]. Am caracterizat emisia laser a Nd:LGSB, pentru două medii uniaxiale Nd:LGSB, tăiate pe cele două direcții cristalografice a și c , pentru funcționarea în regim relaxat, dar și în regim de pulsuri ultracurte. Am raportat pentru prima dată obținerea unor rezultate promițătoare, folosind noul mediu (Nd:LGSB tăiat pe oricare dintre direcțiile a sau c) pompat în undă continuă. Totodată, am demonstrat realizarea laserului cu un cristal Nd:LGSB, tăiat în lungul direcției cristalografice a , capabil să livreze pulsuri ultracurte cu durate de 1.43 ps, cu o rată de repetiție de 118

MHz [2]. Teza propune mediile active cu proprietăți de autodublare în frecvență, spre a fi folosite în tehnica oglinzii neliniare, arată metoda de construire a unui laser eficient, cu putere medie de ordinul Watt-ului, cu funcționare în regim de moduri de oscilație laser cuplate pasiv în fază și demonstrează primul laser bazat pe un mediu nou, boratul de scandiu, gadoliniu și lantan dopat cu neodim (cu proprietăți neliniare de ordin 2), care livrează pulsuri ultracurte în domeniul picosecundelor prin metoda absorbantului saturabil cu semiconductor. Emisia laser eficientă, liniar polarizată, precum și pragul mic de cuplare a modurilor laser, sugerează importanța descoperirii cristalului Nd:LGSB *a*-cut, acesta fiind de un real interes pentru viitoare experimente de autodublare în frecvență, sau pentru aplicarea metodei Stankov.

În continuare, voi menționa câteva idei noi de cercetare, care au luat naștere în urma studiilor doctorale, raportate în această teză.

Cristalele noi Nd:GdLuCOB, cu o calitate optică mai bună, ar putea fi investigate, iar potențialul acestora ca medii autodubloare eficiente, în care acordul de fază se realizează la temperatura camerei și în planul principal ZX cu neliniaritate de ~ 1.1 pm/V, ar putea fi demonstrat. Demonstrarea autodublării în frecvență în noul cristal Nd:LGSB constituie unul dintre interesele viitoarelor studii. Aplicarea tehnicii oglinzii neliniare pentru Nd:GdCOB, Nd:GdLuCOB, sau Nd:LGSB, după identificarea dimensiunii optime a cristalului neliniar și a concentrației de Nd³⁺ care să ofere performanțe laser cât mai bune, atât în regim relaxat cât și în cel de pulsuri ultracurte, ar putea fi testată.

În timpul desfășurării experimentelor de cuplare a modurilor laser, realizate pe cristalul Nd:GdCOB, am observat o posibilă cuplare a modurilor, într-o configurație cu rezonatori cuplați. În continuare, aș dori să investighez această posibilitate, în special datorită dimensiunii compacte a sistemului, care ar putea oferi pulsuri de ordinul picosecundelor la rate de repetiție foarte mari, utile în microprocesări de materiale fotosensibile.

Cuplarea modurilor laser, prin tehnica SESAM, în cazul laserului cu mediu activ Nd:GdCOB constituie un element de noutate. Singurele rezultate cu privire la generarea pulsurilor ultracurte, în cazul laserului cu Nd:GdCOB, au fost raportate pentru o cuplare parțială a modurilor de oscilație, obținută prin intermediul unui comutator pasiv de tip cristal Cr⁴⁺:YAG [40], iar pulsurile au fost lungi, de ordinul sutelor de ps. Absorbția puternică a cristalului Cr⁴⁺:YAG la lungimea de undă corespunzătoare armonicii a doua face ca metoda SESAM să reprezinte o alternativă mai bună pentru experimentul de cuplare a modurilor laserului cu Nd:GdCOB.

În cazul Nd:LGSB am notificat, în anumite condiții, apariția cuplării modurilor laser, chiar în absența absorbantului saturabil, ceea ce mi-a sugerat că laserul cu Nd:LGSB poate funcționa în regim de autocuplare în fază a modurilor laser, posibil datorită duratei pulsurilor în domeniul femtosecundelor, susținute de lărgimea benzii de emisie. Realizarea unor experimente cu prisme compensatoare de dispersie, poate conduce la demonstrarea pulsurilor ultracurte cu durate de ~ 300 fs (dacă luăm în considerare explorarea întregii benzi de câștig a cristalului Nd:LGSB). De asemenea, indicele de refracție neliniar, responsabil pentru neliniaritatea Kerr, ar trebui să fie măsurat, prin tehnici de tip Z-scan [41], pentru a susține această ipoteză, conform căreia pot fi generate pulsuri ultracurte în Nd:LGSB prin mecanismul de autocuplare a modurilor laser. În final, utilizarea surselor laser cu pulsuri ultracurte, construite prin metode similare cu cele prezentate în teză, în diferite aplicații, pentru a demonstra funcționalitatea lor, poate fi de folos și constituie unul dintre scopurile studiilor efectuate.

Bibliografie selectivă

- [1] C. A. Brandus, L. Gheorghe, T. Dascalu, (2015) Efficient laser operation at 1.06 μm in co-doped Lu³⁺, Nd³⁺:GdCa₄O(BO₃)₃ single crystal. Optical Materials **42**, 376–380, doi: [10.1016/j.optmat.2015.01.030](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2015.01.030)
- [2] C.-A. Brandus, S. Hau, A. Broasca, M. Greculeasa, F.-M. Voicu, C. Gheorghe, L. Gheorghe, and T. Dascalu, (2019) Efficient 1 μm Laser Emission of Czochralski-Grown Nd:LGsB Single Crystal, Materials **12** (12), 2005, doi: [10.3390/ma12122005](https://doi.org/10.3390/ma12122005)
- [3] C. A. Brandus, (2019) Analysis of the Self-Frequency Doubling Nonlinear Mirror Mode-Locking Threshold. The Case of Nd:GdCOB Bi-Functional Material, *manuscris trimis pentru evaluare...*
- [4] C. A. Brandus, T. Dascalu, (2019) Cavity design peculiarities and influence of SESAM characteristics on output performances of a Nd:YVO₄ mode locked laser oscillator, Optics & Laser Technology **111**, 452–458, doi: [10.1016/j.optlastec.2018.10.034](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.10.034)
- [5] Stefan Spiekermann, (2004) Compact diode-pumped solid state lasers, PhD Thesis, Laser Physics and Quantum Optics, Department of Physics, The Royal Institute of Technology, SCFAB, SE-106 91, Stockholm, Sweden, ISSN [0280-316X](https://doi.org/10.2803/16X)
- [6] C. Wang, H. Zhang, X. Meng, L. Zhu, Y. T. Chow, X. Liu, R. Cheng, Z. Yang, S. Zhang, L. Sun, (2000) Thermal, spectroscopic and laser performance at 1.06 and 1.33 μm of Nd:Ca₄YO(BO₃)₃ and Nd:Ca₄GdO(BO₃)₃ crystals, Journal of Crystal Growth **220**, 114–120 doi: [10.1016/S0022-0248\(00\)00825-3](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(00)00825-3)
- [7] D. Vivien, F. Mougél, G. Aka, A. Kahn-Harari, and D. Pelenc, (1998) Neodymium-Activated Ca₄GdB₃O₁₀ (Nd:GdCOB): A Multifunctional Material Exhibiting Both Laser and Nonlinear Optical Properties, Laser Physics **8** (3), 759–763
- [8] Colin Webb, Julian Jones, (2004) Handbook of Laser Technology and Applications Vol II, Laser design and laser systems, IOP Publishing Ltd, ISBN [07503 0963 6](https://doi.org/10.1088/0750309636)
- [9] L. Gheorghe, F. Khaled, A. Achim, F. Voicu, P. Loiseau and G. Aka, (2016) Czochralski Growth and Characterization of Incongruent Melting La_xGd_ySc_z(BO₃)₄ (x + y + z = 4) Nonlinear Optical Crystal, Cryst. Growth Des. **16**, 3473–3479, doi:[10.1021/acs.cgd.6b00446](https://doi.org/10.1021/acs.cgd.6b00446)
- [10] W. F. Krupke, (1974) Induced-emission cross sections in neodymium laser glasses, IEEE Journal of Quantum Electronics **10**, 450–457, doi: [10.1109/JQE.1974.1068162](https://doi.org/10.1109/JQE.1974.1068162)
- [11] D. K. Sardar, F. Castano, J. A. French, J. B. Gruber, T. A. Reynolds, T. Alekel, D. A. Keszler, B. J. Clark, (2001) Spectroscopic and laser properties of Nd³⁺ in LaSc₃(BO₃)₄ host. Journal of Applied Physics **90**, 4997–5001, doi:[10.1063/1.1408588](https://doi.org/10.1063/1.1408588)
- [12] F. Druon, F. Balembois, P. Georges, (2007) New laser crystals for the generation of ultrashort pulses, C. R. Physique **8**, 153–164, doi: [10.1016/j.crhy.2006.04.004](https://doi.org/10.1016/j.crhy.2006.04.004)
- [13] J.-P. Meyn, T. Jensen, G. Huber, (1994) Spectroscopic Properties and Efficient Diode-Pumped Laser Operation of Neodymium-Doped Lanthanum Scandium Borate, IEEE Journal of Quantum Electronics **30**, 913–917, doi:[10.1109/3.291362](https://doi.org/10.1109/3.291362)
- [14] Z. Wang, L. Sun, S. Zhang, X. Meng, R. Cheng, Z. Shao, (2001) Investigation of LD end-pumped Nd:YVO₄ crystals with various doping levels and lengths. Optics & Laser Technology **33**, 47–51, doi:[10.1016/S0030-3992\(00\)00116-X](https://doi.org/10.1016/S0030-3992(00)00116-X)
- [15] Y. X. Fan, R. Schlecht, M. W. Qiu, D. Luo, A. D. Jiang, Y. C. Huang, (1992) Spectroscopic and Nonlinear-Optical Properties of a Self-Frequency-Doubling NYAB

- Crystal, In *Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America; OSA Publishing: New Dehli, India, Volume 13, pp. 371–375, doi: [10.1364/ASSL.1992.NC10](https://doi.org/10.1364/ASSL.1992.NC10)
- [16] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, (1996) Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **2** (3), 435-453, doi: [10.1109/2944.571743](https://doi.org/10.1109/2944.571743)
- [17] S. Lecomte, M. Kalisch, L. Krainer, G. J. Spühler, R. Paschotta, M. Golling, D. Ebling, T. Ohgoh, T. Hayakawa, S. Pawlik, B. Schmidt, U. Keller, (2005) Diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ lasers with 40-GHz repetition rate, IEEE Journal of Quantum Electronics **41**, 45-52, doi: [10.1109/JQE.2004.838532](https://doi.org/10.1109/JQE.2004.838532)
- [18] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Sixth Revised and Updated Edition, Springer (2006), ISBN-10: 0-387-29094-X, ISBN-13: 978-0387-29094-2, e-ISBN: 0-387-29338-8
- [19] K. A. Stankov, (1988) A Mirror with an Intensity-Dependent Reflection Coefficient, Applied Physics B **45** (3), 191-195, doi: [10.1007/BF00695290](https://doi.org/10.1007/BF00695290)
- [20] J. M. Yarborough, J. Falk, and C. B. Hitz, (1971) Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air, Applied Physics Letters **18** (3), 70 - 73, doi: [10.1063/1.1653569](https://doi.org/10.1063/1.1653569)
- [21] K. Stankov, (1989) Pulse shortening by a nonlinear mirror mode locker, Applied Optics **28** (5), 942-945, doi: [10.1364/AO.28.000942](https://doi.org/10.1364/AO.28.000942)
- [22] U. Keller, (2010) Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight, Appl. Phys. B **100**, 15-28, doi: [10.1007/s00340-010-4045-3](https://doi.org/10.1007/s00340-010-4045-3)
- [23] U. Keller, G. W 'tHooft W H. Knox, and J. E. Cunningham, (1991) Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser, Optics Letters **16** (13) 1022-1024, doi: [10.1364/OL.16.001022](https://doi.org/10.1364/OL.16.001022)
- [24] J. Aus der Au, D. Kopf, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, (1997) 60 fs pulses from a diode-pumped Nd:glass laser, Optics Letters **22**, 307–309, doi: [10.1364/OL.22.000307](https://doi.org/10.1364/OL.22.000307)
- [25] I. Alexeev, A. Ugurlu, G. Seerda, C. Pflaum, (2016) Ultrafast (picosecond) laser oscillator for educational use, European Journal of Physics **37**, 045301, doi: [10.1088/0143-0807/37/4/045301](https://doi.org/10.1088/0143-0807/37/4/045301)
- [26] C. Hönninger, R. Paschotta, H. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, (1999) Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking, Journal of the Optical Society of America B **16** (1), 46-56, doi: [10.1364/JOSAB.16.000046](https://doi.org/10.1364/JOSAB.16.000046)
- [27] J.-H. Lin, W.-H. Yang, and W.-F. Hsieh, (2005) Low threshold and high power output of a diode-pumped nonlinear mirror mode-locked Nd:GdVO₄ laser, Optics Express **13** (17), 6323-6329, doi: [10.1364/OPEX.13.006323](https://doi.org/10.1364/OPEX.13.006323)
- [28] H. Iliev, D. Chuchumishev, I. Buchvarov, and V. Petrov, (2010) Passive mode locking of a diode-pumped Nd:YVO₄ laser by intracavity SHG in PPKTP, Optics Express **18** (6), 5754-5762, doi: [10.1364/OE.18.005754](https://doi.org/10.1364/OE.18.005754)
- [29] Y.-L. Jia, Z.-Y. Wei, J.-A. Zheng, W.-J. Ling, Y.-G. Wang, X.-Y. Ma, Z.-G. Zhang, (2004) Diode-pumped Self-Starting Mode-Locked Nd:YVO₄ Laser with Semiconductor Saturable Absorber Output Coupler, Chinese Physics Letters **21** (11), 2209-2211, doi: [10.1088/0256-307X/21/11/037](https://doi.org/10.1088/0256-307X/21/11/037)

- [30] M.-Y. Cheng, Z.-H. Wang, Y.-F. Cao, X.-H. Meng, J.-F. Zhu, J.-L. Wang, and Z.-Y. Wei, (2019) High power diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ laser at repetition rate of 3.2 GHz, Chinese Physics B **28** (5), 054205, doi: [10.1088/1674-1056/28/5/054205](https://doi.org/10.1088/1674-1056/28/5/054205)
- [31] I. J. Graumann, F. Saltarelli, L. Lang, V. J. Wittwer, T. Südmeyer, C. R. Phillips, and U. Keller, (2019) Power-Scaling Nonlinear-Mirror Modelocked Thin-Disk Lasers Institute for Quantum Electronics, CF-1.6, CLEO®/Europe-EQEC 2019, 23-27 June 2019, München, Germany, [978-1-7281-0469-0/19](https://doi.org/10.1364/978-1-7281-0469-0/19)
- [32] Z.H. Cong, D.Y. Tang, W.D. Tan, J. Zhang, D.W. Luo, C.W. Xu, X.D. Xu, D.Z. Li, J. Xu, X.Y. Zhang, Q. P. Wang, (2011) Diode-end-pumped Nd:CaYAlO₄ mode locked laser, Optics Communications **284** (7), 1967-1969, doi: [10.1016/j.optcom.2010.12.003](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.12.003)
- [33] B. Y. Zhang, J. L. Xu, G.J. Wang, J. L. He, W. J. Wang, Q.L. Zhang, D. L. Sun, J. Q. Luo, and S.T. Yin, (2011) Diode-pumped passively mode-locked Nd:GYSGG laser, Laser Physics Letters **8** (11), 787-790, doi: [10.1002/lapl.201110066](https://doi.org/10.1002/lapl.201110066)
- [34] J. Ma, Z. Pan, H. Cai, H. Yu, H. Zhang, D. Shen, and D. Tang, (2016) Sub-80 femtosecond pulses generation from a diode-pumped mode-locked Nd:Ca₃La₂(BO₃)₄ disordered crystal laser, Optics Letters **41** (7), 1384-1387, doi: [10.1364/OL.41.001384](https://doi.org/10.1364/OL.41.001384)
- [35] Norman Hodgson and Horst Weber, (1997) Optical resonators: fundamentals, advanced concepts and applications, Springer-Verlag London, ISBN [3-540-76137-3](https://www.springer.com/9783540761373)
- [36] M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, and R. A. Fields, (1990) Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers, Applied Physics Letters **56**, 1831-1833, doi: [10.1063/1.103083](https://doi.org/10.1063/1.103083)
- [37] PSST - Photonics Simulation Software for Teaching, <https://www.st-andrews.ac.uk/~psst/>
- [38] RP Photonics Encyclopedia, <https://www.rp-photonics.com>
- [39] D. Findlay, R. A. Clay, (1996) The measurement of internal losses in 4-level lasers, Physics Letters **20**, 277-278, doi: [10.1016/0031-9163\(66\)90363-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(66)90363-5)
- [40] S. Zhang, Z. Cheng, J. Han, L. Sun, X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, H. Chen, (2000) Growth of Nd_xGd_{1-x}Ca₄O(BO₃)₃ along phase-matching direction and passive mode-locking self-frequency-doubling characteristics, Journal of Crystal Growth **212**, 217-221, doi: [10.1016/S0022-0248\(99\)00898-2](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(99)00898-2)
- [41] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, (1990) Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam, IEEE Journal of Quantum Electronics **26** (4), 760-769, doi: [10.1109/3.53394](https://doi.org/10.1109/3.53394)

Lista contribuțiilor pe tema tezei de doctorat

A. Lucrări publicate în reviste cotate ISI (4 articole prim-autor, AIS 1.826, factor de impact individual IF 4.699)

- A1 C.A. Brandus (2020) Analysis of the self-frequency doubling nonlinear mirror mode-locking threshold. The case of Nd:GdCOB bi-functional material, Romanian Reports in Physics, *in press...accepted manuscript* (AIS 0.296, IF 1.94)
- A2 C. A. Brandus, S. Hau, A. Broasca, M. Greculeasa, F.-M. Voicu, C. Gheorghe, L. Gheorghe, and T. Dascalu (2019) Efficient 1 μ m Laser Emission of Czochralski-Grown Nd:LGSB Single Crystal, Materials **12** (12), 2005 (AIS 0.607, IF 2.972), doi: [10.3390/ma12122005](https://doi.org/10.3390/ma12122005)
- A3 C.A. Brandus, T. Dascalu, (2019) Cavity design peculiarities and influence of SESAM characteristics on output performances of a Nd:YVO₄ mode locked laser oscillator, Optics & Laser Technology **111**, 452-458 (AIS 0.462, IF 3.319), doi: [10.1016/j.optlastec.2018.10.034](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.10.034)
- A4 C.A. Brandus, L. Gheorghe, T. Dascalu, (2015) Efficient laser operation at 1.06 μ m in co-doped Lu³⁺,Nd³⁺:GdCa₄O(BO₃)₃ single crystal, Optical Materials **42**, 376-380 (AIS 0.461, IF 2.183), doi: [10.1016/j.optmat.2015.01.030](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2015.01.030)

B. Lucrări prezentate la conferințe internaționale (8 lucrări dintre care 7 prim-autor: 4 prezentări orale și 3 prezentări de tip poster)

- B1 C. A. Brandus, F. Voicu, L. Gheorghe, and T. Dascalu, (2013) Laser emission at 1061 nm in a diode pumped Nd:GdLuCOB laser, International Conference "Modern Laser Applications" Third Edition, INDLAS 2013, 20-24 May 2013, Bran, Romania, presentation O10 ([oral presentation](#))
- B2 C. A. Brandus, L. Gheorghe, and T. Dascalu (2013), Infrared laser emission in a compact CW and quasi-CW diode pumped Nd³⁺:GdLuCOB laser, Conference Proc. IEEE, International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL 2013), Sudak, Crimeea, Ukraine, Locatia, 9 - 13 Sept. 2013, pages 102-103, ISSN: 2160-1518, ISBN: 978-1-4799-0016-9, doi: [10.1109/CAOL.2013.6657543](https://doi.org/10.1109/CAOL.2013.6657543) ([oral presentation](#))
- B3 C. A. Brandus, L. Gheorghe, F. Voicu, and T. Dascalu, (2014) Laser Emission at 1.06 μ m in Nd:GdLuCOB and Nd:GdCOB Crystals, The 14th International Balkan Workshop on Applied Physics, July 2-4, 2014, Constanta, Romania, presentation S2-OP4, Book of Abstracts p. 113 ([oral presentation](#))
- B4 C.A. Brandus, L. Gheorghe, A. Achim, G. Stanciu, and T. Dascalu (2015), Evaluation of co-doped Lu³⁺,Nd³⁺:GdCa₄O(BO₃)₃ single crystal, a potential self-doubling material with emission in green spectral range, CLEO Europe - EQEC 2015 Conference, 21-25 June 2015, Munich, Germany, presentation CA-P.32, ISBN 978-1-4673-7475-0 ([poster presentation](#))
- B5 C. A. Brandus, T. Dascalu, (2018) Construction and optimization of a SESAM - mode locked Nd:YVO₄ laser, Joint International Student Conference on Photonics & Modern Laser Application Conference 2018,

ISCP-INDLAS 2018, September 3-7, 2018, Alba-Iulia, Romania; Book of abstracts ISBN 978-606-16-1001-3; pages 65-67 ([oral presentation](#)).

- B6 **C. A. Brandus**, C. Gheorghe, S. Hau, A. Broasca, M. Greculeasa, F. Voicu, L. Gheorghe, and N. Pavel, (2019) Highly efficient laser emission from a Novel Nd:LGSB crystal, CLEO Europe – EQEC 2019 Conference, 23-27 June 2019, München, Germany, presentation CA-P.44 ([poster presentation](#)).
- B7 **C. A. Brandus**, A. Broasca, M. Greculeasa, F.-M. Voicu, L. Gheorghe, and T. Dascalu, (2019) Ultrashort ps-order Pulse Generation from a SESAM Mode-Locked Czochralski-Grown Nd:LGSB Laser Crystal, Advanced Solid State Lasers, OSA Laser Congress, 29 September - 3 October 2019, Vienna, Austria ([poster presentation](#)).
- B8 L. Gheorghe, M. Greculeasa, A. Broasca, F. Voicu, G. Stanciu, S. Hau, C. Gheorghe, **C. A. Brandus**, G. Croitoru, and N. Pavel, (2019) Undoped Yb- and Nd-doped LGSB Czochralski-grown Nonlinear and Laser Crystals, Advanced Solid State Lasers, OSA Laser Congress, 29 September - 3 October 2019, Vienna, Austria ([oral presentation](#)).

C. Lucrări prezentate la alte manifestări științifice (o prezentare orală și una de tip poster)

- C1 **C.A. Brandus**, L. Gheorghe, and T. Dascalu, (2013) Continuous-wave laser emission in a diode-pumped Nd³⁺: GdLuCOB laser crystal, 540. Wilhelm und Else Heraeus-Seminar “Modern Concepts of Continuous Wave and Pulsed High Power Lasers”, July 14-17, 2013 / Physikzentrum Bad Honnef, Germany ([poster presentation](#))
- C2 **Catalina Alice BRANDUS**, Traian DASCALU, (2018) Developing of an efficient NdYVO₄ mode locked laser oscillator: design and output performances, Bucharest University Faculty of Physics 2018 Meeting, Section: Optics, Spectroscopy, Plasma and Lasers, June 21, 2018, Magurele, Ilfov, Romania ([oral presentation](#))

D. Lucrări prezentate la conferințe internaționale publicate în extenso (Proceedings)

- D1 **C. A. Brandus**, L. Gheorghe, and T. Dascalu, (2013) Infrared laser emission in a compact CW and quasi-CW diode pumped Nd³⁺:GdLuCOB laser, Conference Proc. IEEE, International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL 2013), 9 - 13 Sept. 2013, Sudak, Ukraine; pages 102-103, ISSN: 2160-1518, ISBN: 978-1-4799-0016-9, DOI: [10.1109/CAOL.2013.6657543](https://doi.org/10.1109/CAOL.2013.6657543)

E. Alte realizari

- E1 Participare la Siegmán International School on Lasers 2016, July 24-29, 2016, ICFO - The Institute of Photonic Sciences, Barcelona, Spain
- E2 **C.A. Brandus**, (2018) Efficient Nd:YVO₄ SESAM Mode-Locked Laser Oscillator: Design and Performance Characterization, Laser Ignition Summer School 2018, July 2-6, 2018, Sibiu, Romania, P20 ([Special Award for poster presentation](#)).

Figuri cu montaje experimentale realizate în laborator

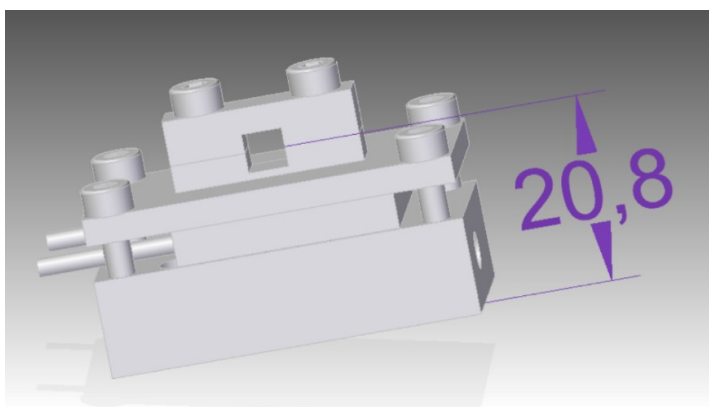


Figura 56: Proiectarea monturii de răcire din Cu, în software-ul Solid Edge ST6, pentru cristale cu apertură pătratică și latură de 4 mm (utilizată în experimentele laser cu Nd:GdCOB, Nd:GdLuCOB și Nd:YVO₄).

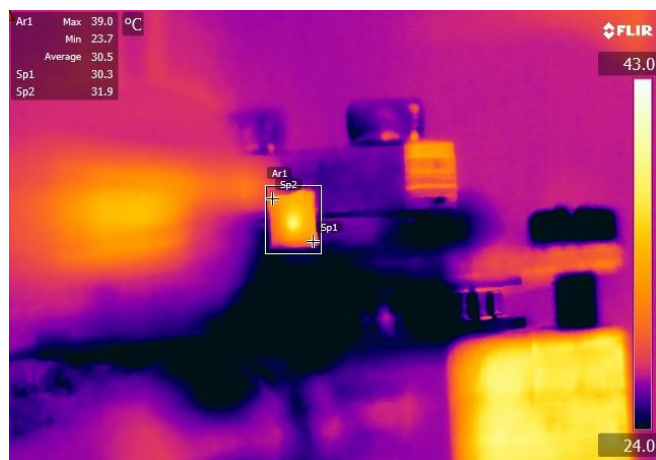


Figura 57: Încălzirea indusă de pompajul în undă continuă, în cazul cristalului Nd:GdCOB.

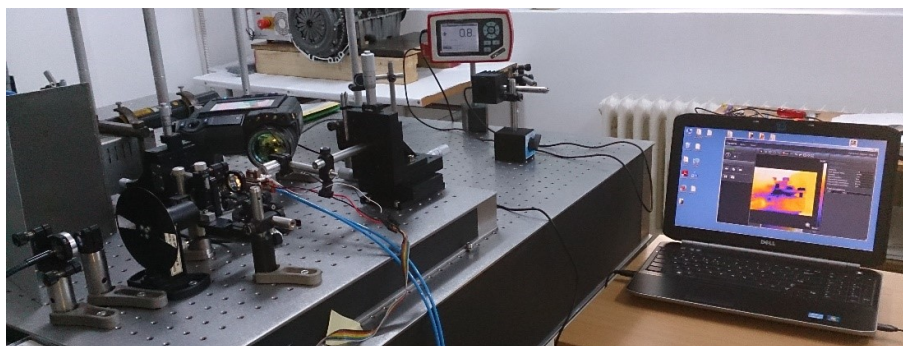


Figura 58: Studiul încălzirii datorată pompajului în undă continuă, în cazul cristalului Nd:GdCOB.

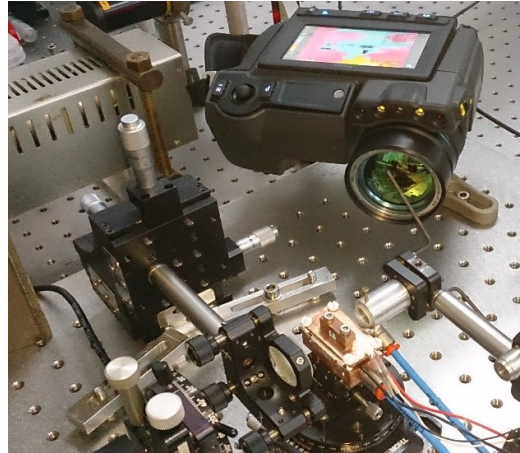


Figura 59: Studiul încălzirii datorată pompajului în undă continuă, în cazul cristalului $\text{Nd}:\text{GdCOB}$, în cavitate liniară plan-paralelă.

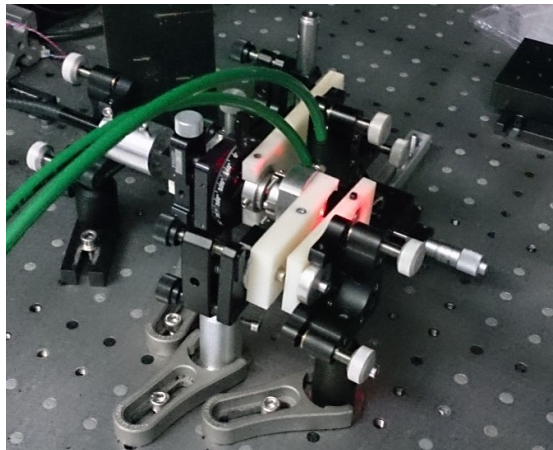


Figura 60: Laserul cu $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ în cavitate liniară (caracterizarea emisiei CW).
Montaj 1 realizat în Bulgaria .

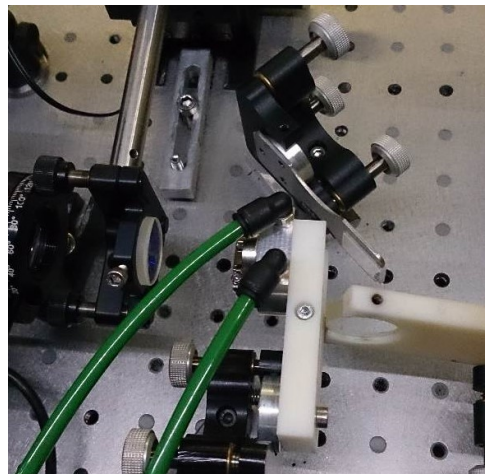


Figura 61: Laserul cu $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ în cavitate de tip V (pentru experimente de comutare pasivă cu $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$). *Montaj 2 realizat în Bulgaria.*

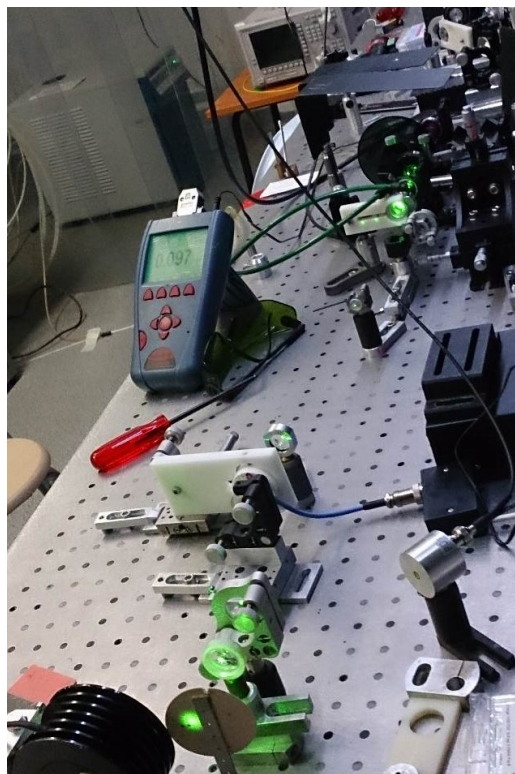


Figura 62: Laserul cu $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ în cavitate de tip Z, dublat în frecvență de LBO cu lungimea de 20 mm (testarea metodei oglinzii neliniare).
Montaj 3 realizat în Bulgaria.

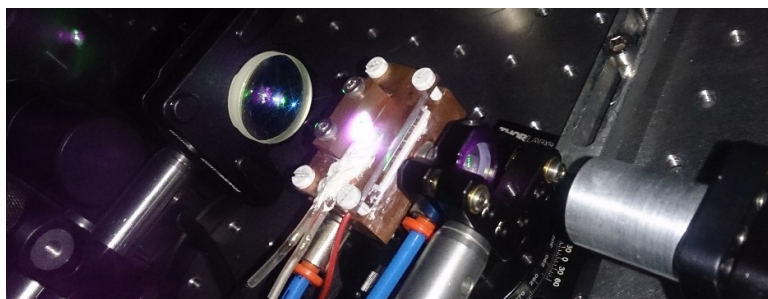


Figura 63: Laserul cu $\text{Nd}:\text{GdCOB}$ în cavități cuplate.

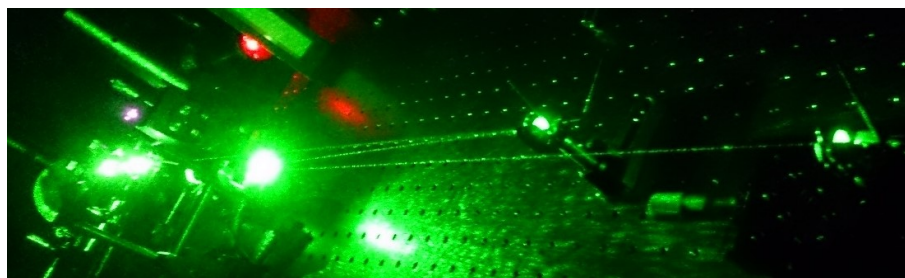


Figura 64: Laserul cu $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ în cavitate cu geometrie de tip Z, dublat în frecvență de LBO, testarea oglinzii neliniare pentru $\text{Nd}:\text{YVO}_4$.

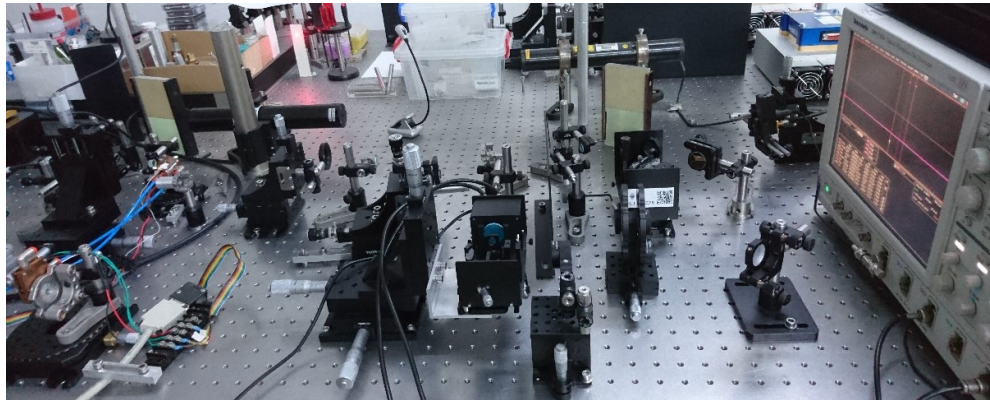


Figura 65: Laserul cu Nd:YVO_4 în cavitate cu geometrie de tip W. Montaj de măsurare a pulsurilor ultracurte

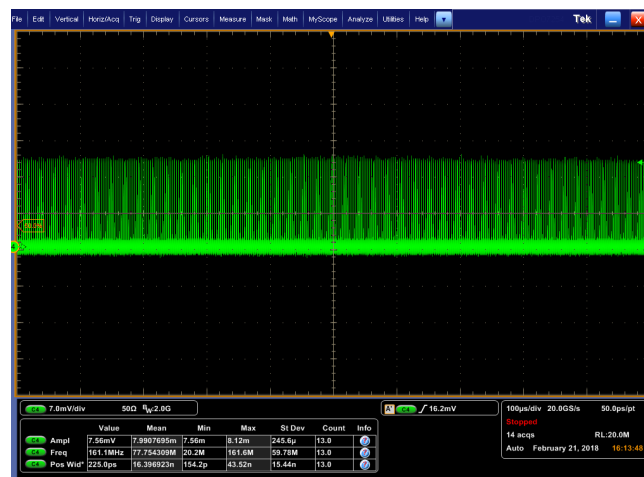


Figura 66: Tren continuu de pulsuri ultracurte (operare CML).

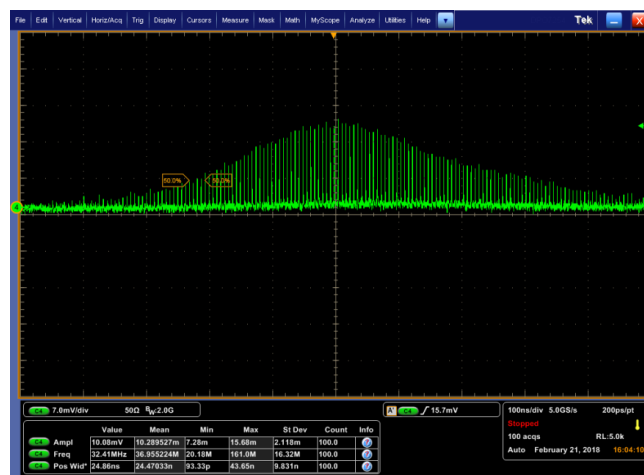


Figura 67: Cuplarea parțială a modurilor longitudinale (operare QML).